

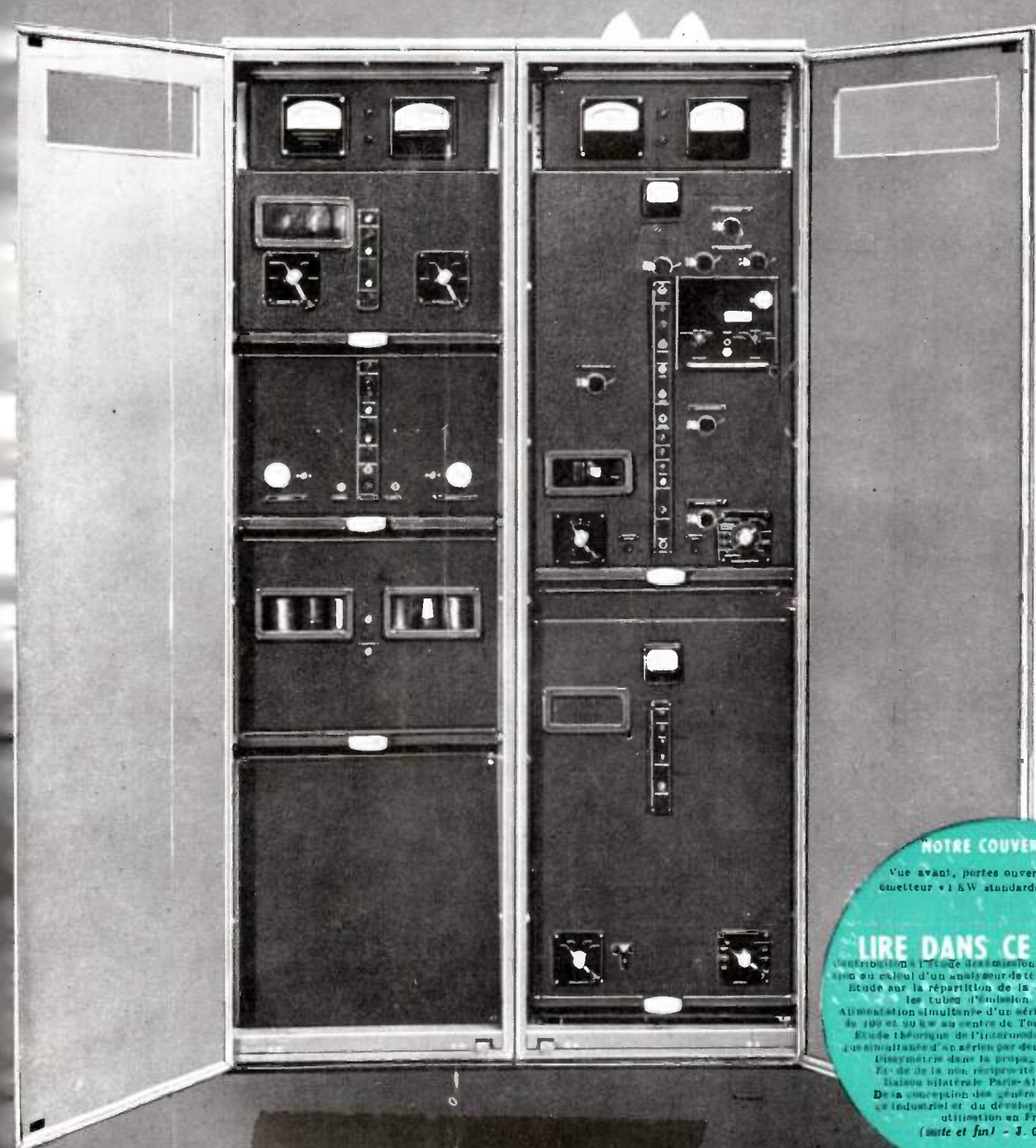
L'ONDE ÉLECTRIQUE

30^e ANNÉE N° 285

DÉCEMBRE 1950

PRIX : 160 FRANCS

BULLETIN DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
ÉDITIONS CHIRON, 40, RUE DE SEINE, PARIS-6^e



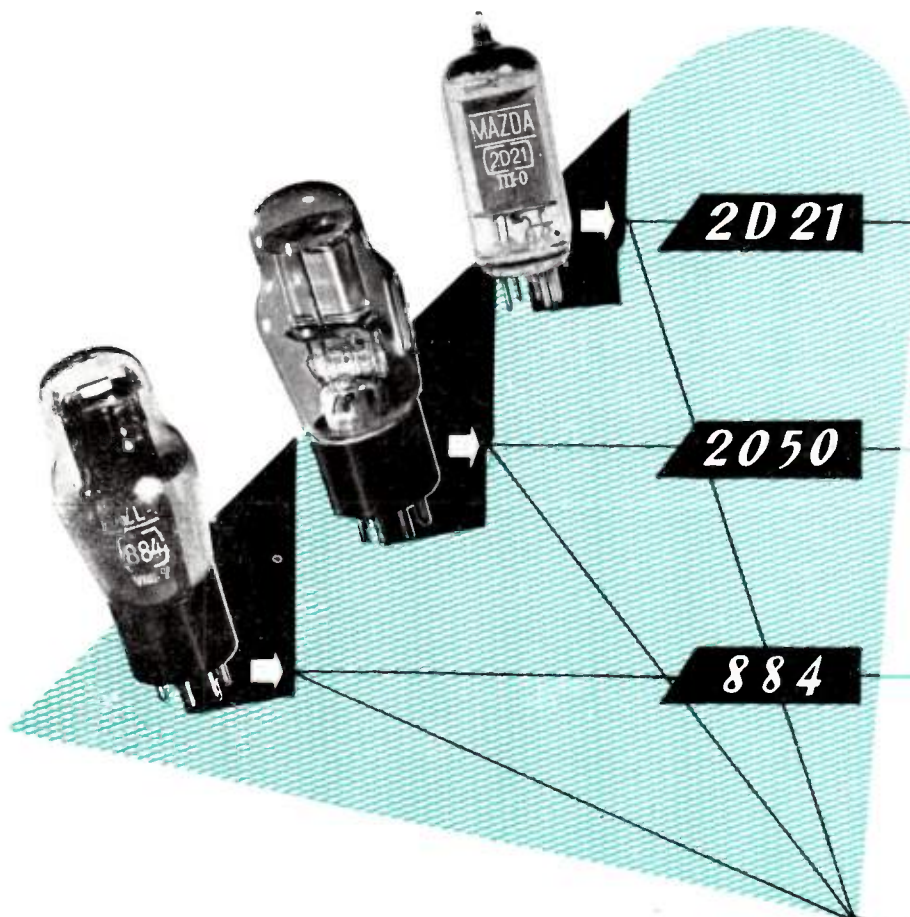
NOTRE COUVERTURE

Vue avant, portes ouvertes du nouveau
émetteur « 1 kW standard » de la S.I.P.L.

LIRE DANS CE NUMÉRO

Contribution à l'étude des émissions secondaires et applications
au calcul d'un analyseur de télévision - R. Barthelemy
Etude sur la répartition de la charge d'espace dans
les tubes d'émission - Matricon
Alimentation simultanée d'un réseau par deux émetteurs
de 100 et 50 kW au centre de Toulouse-Muret - Merlet
Etude théorique de l'intermodulation due à l'atta-
que simultanée d'un réseau par deux émetteurs - Familier
Dissymétrie dans la propagation des ondes
Es de la non-réciprocité observée sur la
liaison bilatérale Paris-Alger - P. Niquet
De la conception des générateurs H.F. à usage
industriel et du développement de leur
utilisation en France.
(suite et fin) - J. Girardeau

APPLICATIONS DE L'ELECTRONIQUE A L'INDUSTRIE



2D 21

Tubes Tétrodes à gaz rare à chauffage indirect :

- Relais Electroniques
- Redresseurs à tension progressive
- Tension stabilisée

2050

884

Tube Triode à gaz rare à chauffage indirect pour oscillateurs à relaxation :

- Base de temps pour oscillographes et télévision.

Les thyratrons MAZDA

COMPAGNIE DES LAMPES
29, RUE DE LISBONNE - PARIS-8°



PRESSE A SOUDER
RP. 2000. S.

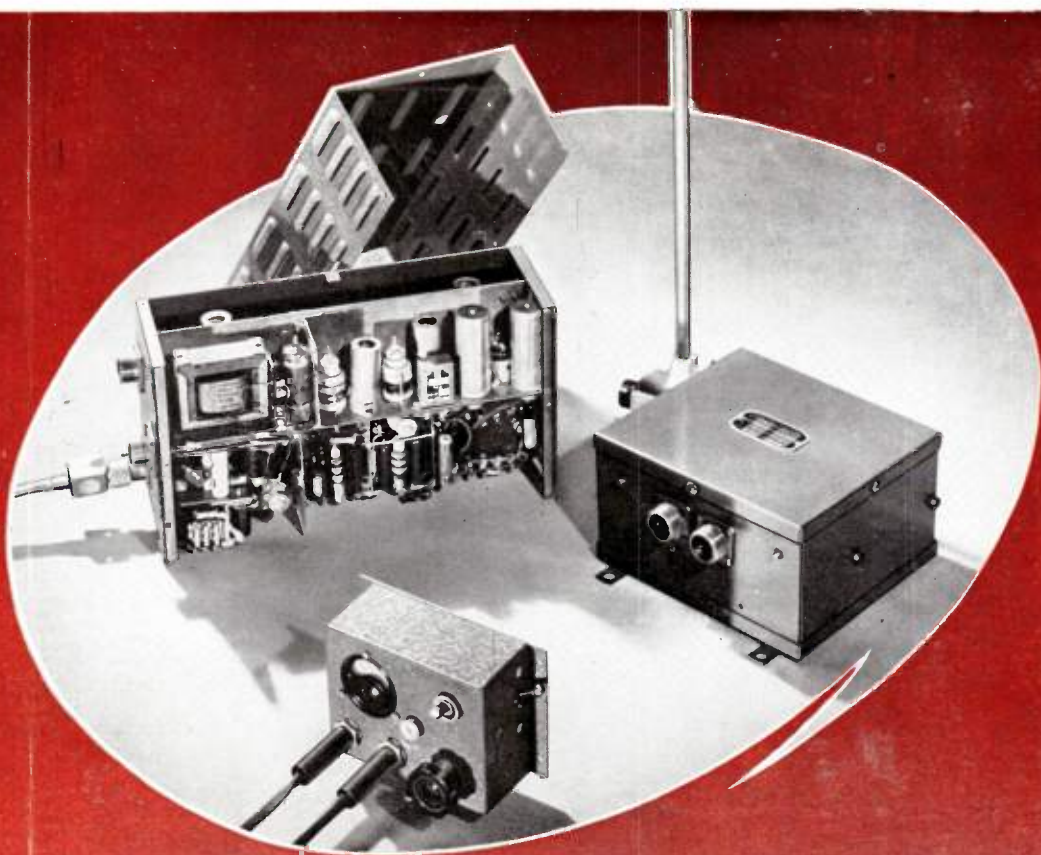
CONSTRUCTEUR LANGUEPIN

CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES

	2.050	2 D. 21	884
Tension filament	6 V, 3	6 V, 3	6 V, 3
Intensité filament	0 a, 6	0 a, 6	0 a, 6
Tension de pointe d'anode	650 V.	650 V	300 V.
Courant de pointe de cathode.	1 a.	0 a, 5	0 a, 3
Chute de tension interne	8 V.	8 V.	—
Culot	Octal	Miniatur 7 broch	Octal
Hauteur maximum	105 mm	54 mm	105 mm
Diamètre maximum	38 mm	19 mm	38 mm

R. 44

Demander la documentation R 44



Équipements pour Avions

★ **ÉQUIPEMENTS LÉGERS V.H.F.**
modulation d'amplitude,
modulation de fréquence.

●

★ **APPAREILS DE LABORATOIRE**
Fiches coaxiales - Synchroscope
Modulomètre - Mesureur de
champ - Récepteur panoramique

●

★ **TECHNIQUE DES HYPERFRÉQUENCES**

●

★ **SERVOMÉCANISMES**
Relais régulateurs à impulsions
Relais vibrants - Pilotages
automatiques.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE

NAVIGATION

29, RUE DU PONT, 29



D'ÉQUIPEMENT POUR LA

AÉRIENNE

NEUILLY-s-SEINE - MAI. + 49-35

Ag. PUBLÉDITEC-DOMENACH

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique: Agence-Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6^e. Tél. LIT. 79-53

Haute fidélité et puissance!



21 cm

MODÈLE **X.F. 50**

Puissance admissible 6 watts
Puissance modulée sans
distorsion à 400 pps: 3 watts

Ces modèles sont équipés
de transformateurs spéciaux
DE TRÈS HAUTE QUALITÉ
à enroulements symétriques
dans le cas de push - pull

SEM

DE
40 à 16.000
PÉRIODES
VOICI
NOTRE DEUXIÈME
MODÈLE
" **EXPONENTIEL** "
X.F. 51

Puissance admissible 12 watts
Puissance modulée sans
distorsion à 400 pps: 6 watts

24 cm



Ag PUBLÉDITEC-DOMENACH

HAUT-PARLEURS ET MICROPHONES - 26 RUE DE LAGNY PARIS XX^e - TÉL. DOR. 43-81

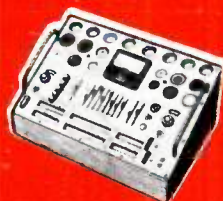
PENSEZ A NOS MODÈLES COURANTS DE 6 A 28 cm. DONT LA QUALITÉ FAIT LA FIDÉLITÉ DE NOS CLIENTS

**DU
PLUS SIMPLE**

Contrôleurs de poche



**CONTRÔLEURS
470 ET 474**



PENTEMÈTRE 301



**HÉTÉRODYNE
UNIVERSELLE 914**

**SUR
TOUS LES MARCHÉS
mondiaux d'appareils de
mesures électroniques, sous toutes
les latitudes, partout où l'on
recherche du matériel de classe
PRÉCIS, ROBUSTE, PRATIQUE, EFFICACE
fonctionnant dans les conditions les plus
dures**

METRIX

augmente sans cesse ses ventes et sa
réputation internationale. La valeur
technique de sa production allant de
pair avec une organisation de vente
de premier ordre, et des prix qui
tiennent très étroitement compte
des conditions économiques
de chaque pays.

CONSULTEZ-NOUS



**VOLTMÈTRE
À LAMPE 740**



LAMPÈMÈTRE 341

**PONT À IMPÉDANCES
626**



**AU
PLUS COMPLEXE DES**

GÉNÉRATEURS

C^{IE} GÉNÉRALE DE MÉTROLOGIE

**S.A.R.L. AU CAPITAL DE 6.500.000 FR\$
TÉLÉPH. : 8-01 ADR. TÉLÉGR. : MÉTRIX**



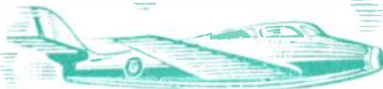
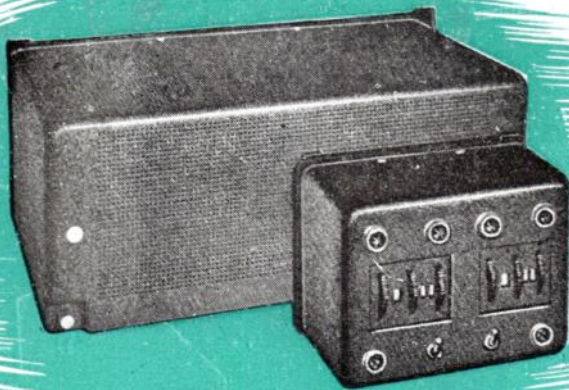
**SIÈGE SOCIAL : CHEMIN DE LA CROIX-ROUGE
ANNÉEY (HAUTE-SAVOIE) FRANCE**

Ag. PUBLÉDITEC-DOMENACH

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6^e, Tél. LIT. 79-53

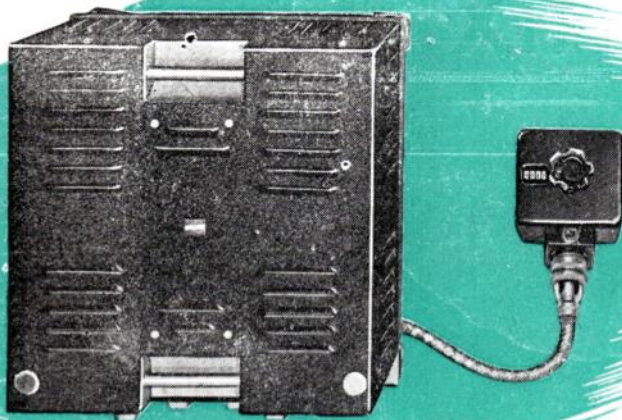
SADIR - CARPENTIER

3 Présente POSTES DE BORD VHF



POUR AVIONS MILITAIRES

E.R. 546
POLYCANAU
Gamme 100 à 156 Mc/s.
Grande facilité d'emploi.



POUR AVIONS COMMERCIAUX

E.R. 420
160. CANAUX
Gamme 116 à 132 Mc/s.
Conforme aux recommandations de l'O.A.C.I.



POUR AVIONS LÉGERS

AIRFONE
4 CANAUX
Gamme 108 à 156 Mc/s.
Poids inférieur à 6 Kgs.
Dimensions réduites.
S'utilise comme un téléphone ordinaire

SADIR - CARPENTIER

101, BOULEVARD MURAT - PARIS (16^e)

AGENCE PUBLÉDITEC-DOMENACH



Société Anonyme
au Capital de
400.000.000 de Frs

AUT. 81-25

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 161, Boulevard Saint-Germain, PARIS-6^e, Tél. LIT. 79-5.

LE



Spécialisé

DEPUIS 1928

DANS

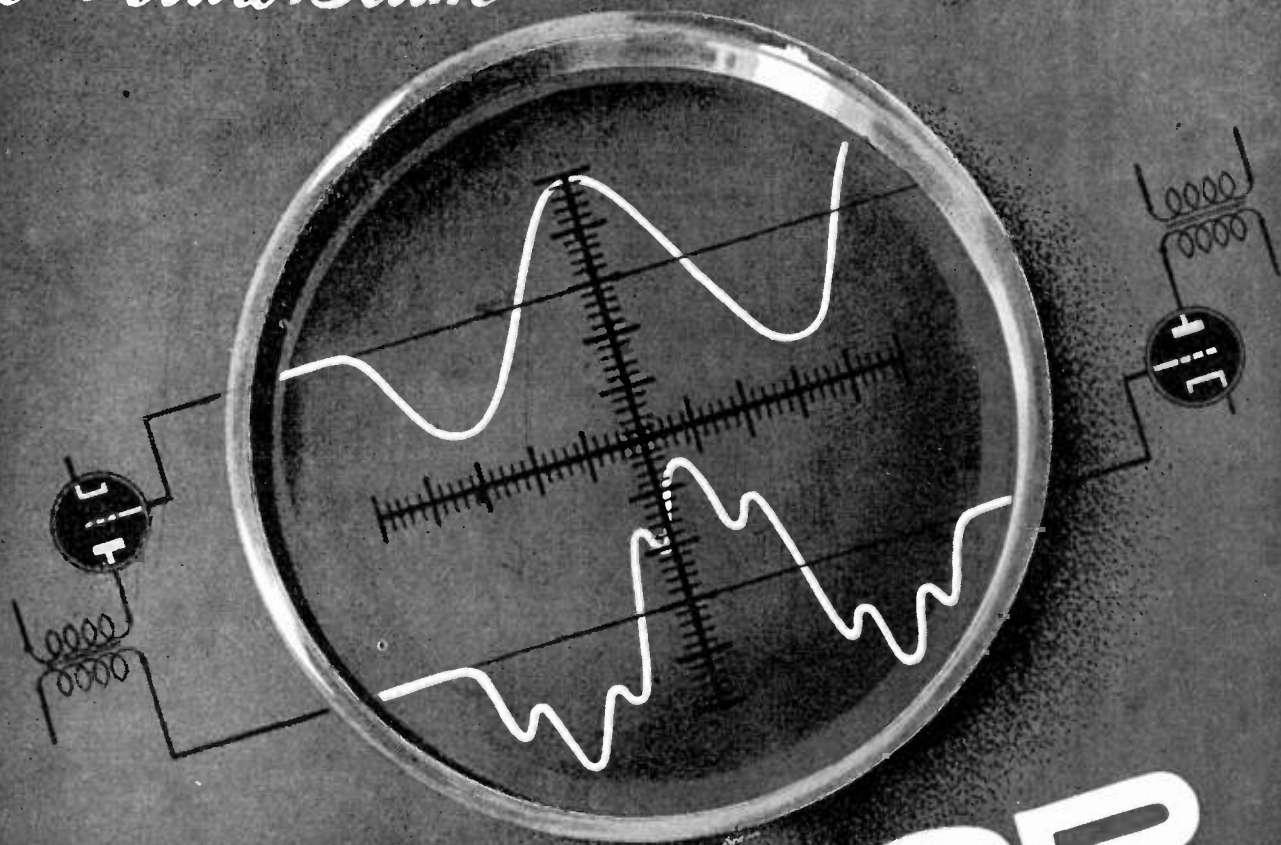
**LE MATÉRIEL
B.F.**

TOUTES PIÈCES DÉTACHÉES
TOUS APPAREILS de MESURES
TOUTES INSTALLATIONS
MATÉRIEL
DE RADIODIFFUSION
FILTRES ÉLECTRIQUES
ÉTUDES — RECHERCHES
CONSTRUCTIONS

•
**LABORATOIRE INDUSTRIEL
D'ÉLECTRICITÉ**

41, r. Émile-Zola, MONTREUIL-S.-BOIS
TÉL. : AVR. 39-20

Le Double Beam



COSSOR

Supprime le commutateur électronique et permet de
mesurer instantanément les tensions et les temps

MODÈLE 1035 (Radio)

ECRAN PLAT

• AMPLI VERTICAL
20 Cs. A 7 Mc.

• BALAYAGE
6 A 60.000 Cs.

• BASE DE TEMPS
DECLANCHEE (TRIGGER)

ET CAMERAS, ETC...

MODÈLE 1049 (Industriel)

ECRAN PLAT

• AMPLI VERTICAL
DU CONTINU A 100 Kc.

• BALAYAGE
150 ms. A 1.5 s.

• BASE DE TEMPS
DECLANCHEE (TRIGGER)

Publi. COIRAT. 1.

LELAND-RADIO — M. BAUDET — 6, RUE MARBEUF — PARIS-8^e — TEL. ELY. 11-26

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6^e, Tél. LIT. 79-53

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 1650 »
ÉTRANGER 1950 »

ÉDITIONS CHIRON
40, Rue de Seine — PARIS (6°)
C. C. P. PARIS 53-35

Prix du Numéro :
160 francs

Vol. XXX

DÉCEMBRE 1950

Numéro 285

SOMMAIRE

	Pages
Contribution à l'étude des émissions secondaires et application au calcul d'un analyseur de télévision	R. BARTHELEMY 499
Etude sur la répartition de la charge d'espace dans les tubes d'émission	MATRICON 510
Alimentation simultanée d'un a.é.ien par deux émetteurs de 100 et 20 kW au centre de Toulouse-Muret	MERLET 522
Etude théorique de l'intermodulation due à l'attaque simultanée d'un a.é.ien par deux émetteurs	FAMILIER 528
Dissymétrie dans la propagation des ondes. — Etude de la non-réciprocité observée sur la liaison bilatérale Paris-Alger	P. NIGUET 533
De la conception des générateurs H.F. à usage industriel et du développement de leur utilisation en France (suite et fin)	J. GIRARDEAU 542
Analyses	21 à 24A
Table des matières du volume XXX	

Sur la couverture :
Vue avant, portes ouvertes du nouvel émetteur « 1 kW standard » de la S. I. P. L. Gamme 1,5 à 30 Mc/s ;
2 ou 4 longueurs d'ondes simultanément ; A_1, A_2, A_3, F_1 tropicalisé ; stabilité 3×10^{-5}

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

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS FONDATEURS

† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.

† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.

† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.

P. BENOIT, Directeur à la Cie Générale de T. S. F.

J. CORNU, Chef de bataillon du Génie e. r.

† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.

† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.

La Société des Ingénieurs Coloniaux.

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

2° 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° Service gratuit de la revue mensuelle *L'Onde Électrique* ;

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

3° Visites de diverses installations radio-électriques : stations d'émission et de réception, postes de navires et d'avions, laboratoires, radiophares, expositions, studios, etc. ;

4° Renseignements de tous ordres (joindre un timbre pour la réponse).

Adresser la correspondance administrative et technique, et effectuer le versement des cotisations à l'adresse suivante :

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

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

Les correspondants sont priés de rappeler chaque fois le numéro d'inscription porté sur leur carte.

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande.

COTISATIONS

Elles sont ainsi fixées :

1° Membres titulaires, particuliers 1.200 Fr.
— sociétés ou collectivités 6.000 fr. } au gré

12 000 fr. } de la Société
ou 25.000 fr. } ou Collectivité

2° Membres titulaires, âgés de moins de vingt-cinq ans, en cours d'études 600 fr.

Les membres de ces deux catégories, résidant à l'étranger, doivent verser en plus un supplément pour frais postaux de 300 fr.

3° 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 12.000 fr.

4° Membres donateurs :

Seront inscrits en qualité de donateurs, les membres qui auront fait don à la Société, en plus de leur cotisation, d'une somme égale au moins à 5.000 fr.

5° 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 fr.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

† R. MESNY (1947) — † H. ABRAHAM (1947).

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

- MM.
 1922 M. de BROGLIE, Membre de l'Institut.
 1923 H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
 1924 R. DE VALBREUZE, Ingénieur.
 1925 † J.-B. POMEY, Inspecteur Général des P. T. T.
 1926 E. BRYLINSKI, Ingénieur.
 1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
 1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
 1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
 1930 Ed. BEIN, Ingénieur.
 1931 C. GUTTON, Membre de l'Institut.
 1932 P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
 1933 L. BRÉGUET, Ingénieur.
 1934 Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T. S. F.
 1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
 1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité.
 1937 F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur ès-Sciences.
 1938 P. FRANCK, Ingénieur général de l'Air.
 1939 † J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
 1940 † H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
 1945 L. BOUTHILLON, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
 1946 R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
 1947 R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radio-électricité.
 1948 Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.
 1949 M. PONTE, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président :

M. P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.

Vice-Présidents :

MM. G. LEHMANN, Ingénieur-Conseil.
 de MARE, Ingénieur.
 B. DECAUX, Ingénieur en Chef au L. N. R.

Secrétaire Général :

M. R. RIGAL, Inspecteur Général Adjoint des P. T. T.

Trésorier :

M. R. CABESSA, Ingénieur au L. C. T.

Secrétaires :

MM. M. PIRON, Ingénieur du Génie Maritime.
 J. DOCKES, Ingénieur des P. T. T.
 J. BOULIN, Ingénieur des P. T. T.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Etudes générales.	M. de MARE.	M. FROMY.
2	Matériel radioélectr.	M. AUBERT.	M. ADAM.
3	Electro-acoustique.	M. BEDEAU.	M. POINCELOT.
4	Télévision.	M. MALLEIN.	M. ANGEL.
5	Hyperfréquences.	M. GOUDET.	M. GUÉNARD.
6	Electronique.	M. GRIVET.	M.
7	Documentation.	M. VILLENEUVE.	M. CHARLET.

Les adhésions pour participation aux travaux des sections doivent être adressées au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10, Avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

INFORMATIONS

LES COURS D'ÉTÉ DU MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Comme tous les ans depuis 1948, le Comité des Etudiants du Massachusetts Institute of Technology invite des étrangers à suivre les cours d'été du MIT et à y effectuer des travaux de recherche.

Quatre-vingt jeunes savants et ingénieurs âgés de 32 ans au plus, et appartenant aux pays les plus divers, pourront participer aux cours d'été du MIT, qui auront lieu du 4 juin au 14 septembre 1951. Les programmes des cours sont exposés dans un catalogue que l'on peut consulter, ainsi que des rapports sur les sessions précédentes, au Centre américain de Documentation, 41, faubourg St-Honoré.

Pour faire acte de candidature, il faut avoir effectué des études scientifiques dans une université ou encore être ingénieur, architecte ou ur-

baniste diplômé. Il faut en outre avoir travaillé pendant deux ans au moins dans l'industrie ou l'enseignement, ou s'être consacré pendant un laps de temps égal à des recherches portant sur les mêmes domaines d'activité. Les candidats, qui doivent être en excellente santé et peuvent appartenir à l'un ou l'autre sexe, doivent également posséder une bonne connaissance pratique de la langue anglaise.

Les demandes doivent être adressées le 15 janvier 1951 au plus tard à la Direction générale des relations culturelles, au ministère des Affaires Etrangères, puis elles seront transmises à une Commission de sélection franco-américaine réunie à Paris, qui convoquera les candidats choisis. C'est au Comité des étudiants du MIT qu'il appartiendra de prendre la décision finale.

Pour tous renseignements complémentaires s'adresser à l'ambassade des Etats-Unis.

DEMANDE D'EMPLOI

0.75. — Jeune homme 23 ans, en sursis, voudrait faire stage, légèrement rétribué dans industrie radioélectrique. Ecrire à la Société qui transmettra.

OFFRES D'EMPLOIS

0.76. — Usine Constr. matr. Radio. Prof. offre à INGÉNIEURS diplômés grandes Ecoles : 1° Situations intéress. Service :

a) Fabrication (Contr. Devis) ;

b) Contrôle-Essais.

Exp. une dizaine années dans spécialité nécessaire :

2° Poste Ing. Etudes Matr. émiss. Radiodiff. Télév. V.H.F. Expér. 3 ou 4 ans min. de spécial. nécess. Ecrire S/N° 18. PUBLICITÉS RÉUNIES, 112, bd Voltaire (XI°) qui transm.

0.77. — Agent technique 2° ou 3° catégorie expérimenté en télévision ou en Radar pour travaux laboratoire. Ecrire à la Société qui transmettra.

0.78. — Important laboratoire de Recherches appliquées désire engager à de bonnes conditions :

1 chimiste ;

1 physicien ;

1 biologiste.

Agés de 40 ans au plus, possédant une culture scientifique étendue, hautement qualifiée pour la recherche, mais sans spécialisation trop poussée.

Des qualités d'organisation et d'administration sont indispensables, pour assurer la direction effective des trois départements de recherches depuis le laboratoire jusqu'à l'échelle industrielle.

Ecrire avec curriculum vitae à n° C533 Contesse Publicité, 8, square de la Dordogne, Paris (17°), qui transmettra.

0.79. — Ingénieur et Agent technique expérimentés en mesure et appareils de mesure branche télévision. Ecrire à la Société qui transmettra.

0.80. — Service d'Etat recherche ingénieur expérimenté pour études et réalisations d'aériens en hyperfréquences, Ecrire à la Société qui transmettra.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ÉMISSIONS SECONDAIRES ET APPLICATION AU CALCUL D'UN ANALYSEUR DE TÉLÉVISION

PAR

R. BARTHELEMY

INTRODUCTION

Il n'est guère d'analyseurs modernes de Télévision qui n'utilisent pas le transfert d'image électronique entre la photocathode d'entrée, recevant la lumière, et une cible, plus ou moins isolante, explorée par un faisceau mobile. Quand ce faisceau est à électrons lents, l'appareil est dénommé « Image orthicon » de construction relativement récente, quand, au contraire, il est formé d'électrons lancés à plusieurs centaines voire des milliers de volts, le tube est appelé « supericonoscope » et on trouve, dès 1931, puis 1935, des traces de sa conception.

Cette dernière formule, que nous avons abordée à plusieurs reprises depuis une quinzaine d'années, a fait l'objet de perfectionnements qui, sans modifier la disposition générale, l'ont amenée au voisinage du rendement maximum ; nous nous proposons d'examiner une partie essentielle de ces progrès, celle qui concerne les cibles.

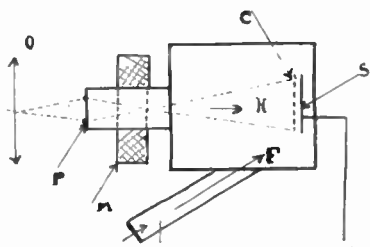


Fig. 1

Les éléments intérieurs du tube d'analyse sont principalement la photocathode P , la cible C , et le canon de balayage B . Des revêtements conducteurs, ou parfois des électrodes, assurent un transfert d'image par champs électriques et sont également contenus dans l'enceinte (fig. 1). Généralement la formation de l'image électronique est obtenue, à l'aide d'un champ magnétique H coaxial, créé par une bobine extérieure M . Nous ne nous attarderons pas sur la description de ces dispositifs connus, pas plus que sur celle du canon B générateur du faisceau mobile, qui fut, au début, à concentration et déviations magnétiques et qui, dans les dernières réalisations, est entièrement électrostatique.

Nous noterons simplement que la photocathode P est d'assez petites dimensions, permettant l'usage des objectifs normaux de prise de vues de cinéma ; qu'elle est du type antimoine-caesium et formée sur une paroi courbée, facilitant la correction de l'aberration sphérique dans l'image électronique.

Celle-ci est projetée sur la cible isolée C , supportée par une plaque conductrice S , et le relief de potentiel ainsi créé sur la face isolante est révélé par le passage du faisceau d'électrons F , accéléré à 1 000 ou 1 200 volts et assez fin pour atteindre une haute définition dans les détails de l'image.

L'impact des électrons de ce faisceau, aussi bien que des photoélectrons provenant de la cathode P , produisent des émissions secondaires, et la production du courant de modulation semble, au premier abord, assez complexe.

Nous pensons qu'il est utile de partir d'un cas plus simple pour aborder cette étude, et nous examinerons ce qui se passe lorsqu'on envoie un jet d'électrons fixe sur une cible unique.

Définition et mesures des émissions secondaires.

Rappelons ce qu'on entend par ce terme.

Lorsqu'on projette un faisceau d'électrons sur une cible une partie rebondit sans perte sensible de vitesse (choc élastique), une fraction revient, avec des vitesses moindres et des directions diverses, ayant perdu une certaine énergie, une autre pénétrant plus loin dans la structure de la cible ne ressort pas, mais expulse si sa vitesse est suffisante, un certain nombre d'électrons de la couche superficielle.

D'après quelques auteurs (Bruining, Wooldridge, Kadyschewitz) les électrons ainsi libérés peuvent provenir de couches atomiques placées jusqu'à $4 \cdot 10^{-6}$ cm de la surface, avec un impact à 1 000 V ; ils sont, en général, plus nombreux que les électrons incidents, mais ne sortent de la cible qu'avec de très faibles vitesses initiales, étalées entre zéro et quelques volts.

La plupart du temps, on englobe dans la désignation d'émission secondaire la totalité des électrons qui sortent de la surface d'impact, qu'il s'agisse d'élec-

trons réfléchis ou libérés, et on appelle coefficient d'émission secondaire K , le rapport entre l'intensité incidente primaire et l'intensité sortante. Parfois, même, certains auteurs (Zernov), y comprennent l'effet Malter.

Dans le cas d'impact à faible vitesse le courant secondaire n'est pas nul puisqu'il y a des électrons réfléchis. Les analyseurs à électrons lents les utilisent, soit en totalité, soit en partie (scattered électrons), dans le nouveau tube « Isocon » de Weimer. Nous ne nous occuperons dans ce qui suit que des cibles recevant un jet assez rapide pour provoquer une expulsion d'électrons des couches superficielles.

Ce résultat commence à être visible pour des vitesses primaires supérieures à une dizaine de volts ; l'émission secondaire croît ensuite et, pour un grand nombre de corps, le coefficient K devient plus grand que l'unité. Il atteint fréquemment 5 et même 10 à 15 avec certains composés ; la fraction d'intensité formée par les électrons réfléchis est donc en général petite devant le courant total ; la majeure partie est composée d'électrons de faible énergie.

De nombreuses études et mesures ont été faites depuis 20 ans avec des cibles conductrices. On y relève l'apport de Kollath, de Bruining, Farnsworth, Haworth, Warnecke, Johnson, ainsi que des théories de Rudberg, Wooldridge, Bethe, Born, Kadyschewitz, Pierce, etc... que des difficultés expérimentales n'ont pas toujours permis de confirmer. On admet en général, avec Whiddington, une loi d'affaiblissement exponentielle de l'impact primaire en fonction de la profondeur de pénétration, ainsi qu'une formule analogue pour la sortie de l'intensité secondaire.

Les cibles isolantes n'ont pas donné lieu à d'aussi nombreuses publications ; des théories diverses ont été proposées pour expliquer la valeur plus élevée de K que dans les cibles métalliques ; par ailleurs, les mesures sont rares et limitées à la détermination du coefficient d'émission secondaire.

Cependant ce cas des cibles isolantes est celui de la plupart des analyseurs de télévision ; aussi nous avons essayé, sans discuter le mécanisme du phénomène à l'échelle atomique, ce qui dépasse notre but et nos moyens, de nous rendre compte des variations globales extérieures, par des mesures appropriées, et d'en déduire les meilleures conditions d'utilisation.

Détermination de K .

La méthode la plus simple, généralement avec les cibles conductrices, consiste à envoyer un faisceau d'intensité I_p sur une petite cible placée dans une enceinte équipotentielle. Le potentiel de la cible est réglable par rapport à l'enceinte.

La fig. 2 montre explicitement le principe de la mesure, l'anode A est portée au potentiel $+V_p$ par rapport à la cathode émettrice du faisceau I_p .

La cible C frappée par le faisceau est au potentiel de A ou légèrement inférieur, de telle façon que tous les électrons secondaires i_s , qui sortent avec une certaine vitesse initiale, soient captés par A. Dans ces conditions le courant résultant i_r est relié à i_j et i_s par la relation.

$$i_r = i_s + i_j = (K + 1) i_j$$

On en déduit K .

On constate que le coefficient K , partant de valeurs voisines de zéro pour des tensions V_p faibles, croît rapidement quand V dépasse une dizaine de volts, passe par un maximum pour des vitesses primaires de l'ordre de 200 à 600 V., caractéristiques du métal formant la cible.

L'existence d'un maximum est expliquée par Geyer (*Ann. Phys. Lpz.* 1913) par la différence

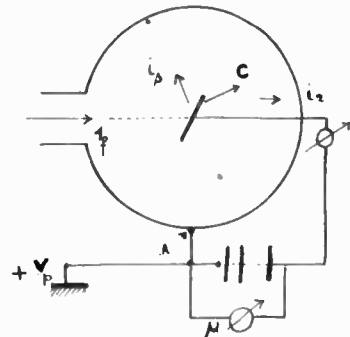


FIG. 2

entre les profondeurs de pénétration des électrons primaires et celle de la libération possible des électrons secondaires.

Loi de distribution des vitesses.

En appliquant ensuite des potentiels u positifs, une partie des électrons secondaires retombe sur la cible ; ce sont ceux dont l'énergie cinétique est inférieure au travail $e \times u$ (e charge de l'électron) nécessaire pour atteindre l'anode, c'est-à-dire la fraction α dont la vitesse est plus petite que $\sqrt{\frac{2e}{m} u}$

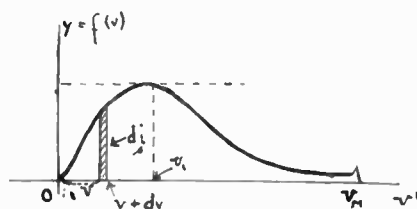


FIG. 3

(la charge d'espace est supposée négligeable).

L'intensité i_r diminue et s'écrit :

$$i_r = (K + 1) i_j = \alpha K i_j \quad (1)$$

Le coefficient α est évidemment lié à la fonction $f(v)$ de distribution des vitesses de l'émission secondaire, car il représente le rapport :

$$\frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv}$$

Construisons en effet la courbe $y = f(v)$ (Fig. 3).

L'intensité secondaire di_s est formée par les électrons dont les énergies exprimées en électrons-volts, ou comme il est admis de dire, les vitesses exprimées en volts, sont comprises entre v et $v + dv$.

di_s représente un petit rectangle dont la base est dv , et dont la hauteur est :

$$y = \frac{di_s}{dv}$$

$f(v)$ est homogène à l'inverse d'une résistance.

Il apparaît donc que l'intensité de retour i_1 fournie par les électrons de vitesse inférieure d'une valeur u , est donné par :

$$i_1 = \int_0^u f(v) dv$$

L'intensité totale émise est :

$$i_s = Ki_f = \int_0^\infty f(v) dv$$

et la relation 1 permet, connaissant i_r et i_f de déterminer $f(v)$ car :

$$\int_0^u f(v) dv = (K-1)i_f - i_r \quad (2)$$

On peut donc tracer par points, en faisant varier u , l'intégrale de $f(v)$; on en déduit par dérivation, la fonction cherchée.

Cette formule donne des résultats corrects pour des variations relativement faibles de la tension auxiliaire u par rapport à la tension d'anode V_p car dans ces conditions, on peut considérer K comme constant ; il faudrait introduire des corrections pour la partie de la courbe correspondant aux grandes valeurs de u .

D'autres méthodes utilisant des champs magnétiques ont été utilisées (Rudberg, *Phy. Rev.* 1936), Kollath (*Z. Techn. phy.* 1940).

Les courbes ont l'allure de celle de la fig. 3, avec une décroissance assez rapide, montrant que l'intensité des électrons secondaires de vitesse supérieure à 5 ou 6 volts s'exprime par quelques centièmes du courant secondaire total. Le petit crochet d'abscisse V_p est de très faible amplitude et provient des électrons réfléchis élastiquement.

Direction de l'émission secondaire

Pour une incidence normale de l'impact primaire, les électrons réfléchis repartent en sens inversé, une petite partie (scattered electrons) s'épanouit dans un angle assez restreint mais les électrons de faible vitesse sont lancés dans des directions plus divergentes. Mac Kay admet un maximum d'intensité à la normale et une décroissance en cosinus.

Nous avons souvent négligé les électrons extérieurs à un cône d'angle au sommet de 90° . Peu de travaux ont été notés sur ce sujet.

Influence de l'incidence primaire

Il apparaît que l'inclinaison de l'impact favorise l'émission secondaire parce que celle-ci, à égalité de parcours intérieur du faisceau primaire, se trouve plus près de la surface.

Bruining, puis Lukjanow, ont calculé le gain et montré son existence, mais ce résultat disparaît dès

que la surface n'est plus rigoureusement polie ; la présence d'aspérités, même très petites annule cet effet.

Influence de l'intensité primaire

Tous les auteurs s'accordent pour la déclarer nulle. C'est ce que nous avons vérifié, même dans le cas d'isolants, et qui est en contradiction avec l'hypothèse formulée par certains que la « charge d'espace » réduit le coefficient K (1). Cette charge d'espace, formée par les émissions secondaires est dépendante de l'intensité primaire, si le coefficient *apparent* tend vers l'unité dans les isolants, il faut en chercher la cause ailleurs.

Cas des cibles isolantes

Nous avons donné quelques détails sur les cibles conductrices, non seulement parce que les phénomènes essentiels se retrouvent dans les corps non conducteurs, mais surtout parce que les cibles utilisées, dites isolantes, sont très souvent formées de particules conductrices séparées, fixées sur un support isolant dont le rôle se limite alors à celui de diélectrique.

D'ailleurs, même dans le cas d'isolants directement frappés par l'impact nous supposons que la charge positive qui apparaît est localisée à la surface, ou tout au plus à une profondeur faible par rapport à l'épaisseur de la cible ; ce qui nous ramène pratiquement aux mêmes calculs et aux mêmes mesures qu'avec un diélectrique supportant de petits îlots conducteurs.

L'introduction de caesium nécessaire pour les photocathodes des analyseurs masque généralement les qualités propres de la cible ; la présence de Cs , libre sur la cible est démontrée par le fait qu'un excès de vapeur de Caesium crée des « ponts » entre les îlots conducteurs, décelés par l'analyse d'un faisceau mobile. On ne peut donc affirmer qu'une cible isolante continue, par exemple d'alumine, ou de magnésie, ne soit pas recouverte d'une couche de Cs , craquelée par le traitement thermique.

Malgré les intéressantes hypothèses sur la valeur élevée du coefficient K , mettant en jeu le « champ renforteur d'émission », se rapprochant de l'effet Malter, et une bande de conduction « vide », contiguë à la surface (Hichtenberger, Boer, Bruining), nous nous bornerons à mesurer le phénomène intégral et en chercher la meilleure exploitation.

Détermination du potentiel limite

Nous avons montré il y a quelques années, qu'une cible isolée présentant un coefficient $K < 1$, frappée par un faisceau d'électrons, prend un potentiel légèrement inférieur à celui de la cathode génératrice du faisceau, et déterminé par la vitesse de sortie maximum de cette cathode. (Note Ac. des Sc. R. Barthelemy juillet 1944).

Lorsque le coefficient est supérieur à l'unité, le potentiel de la cible s'élève jusqu'à une valeur supérieure à celui de l'anode finale, et le dépassement est uniquement fonction de la forme de la courbe de distribution des vitesses des électrons secondaires.

(1) Jusqu'à une valeur voisine de l'unité.

En effet, prenons comme origine le potentiel de l'anode A et supposons qu'au temps $t = 0$, il y ait uniformité de potentiel de la cible et de l'enceinte (fig. 4).

Lorsque le courant i_f est appliqué, il y a production d'électrons secondaires, dont une fraction α

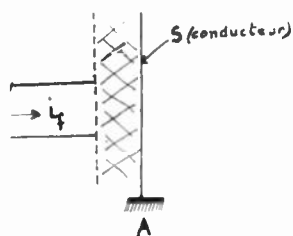


FIG. 4

retombe sur la cible, seul point positif de l'enceinte. On retrouve, avec les mêmes notations, l'équation 1 au temps t .

$$i_r = Ki_f - i_f - \alpha Ki_f$$

le terme α exprime le rapport

$$\frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv}$$

u étant la tension de la cible.

On a donc :

$$i_r = (K - 1) i_f - Ki_f \frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \quad (3)$$

Or, i_r est le courant de charge du condensateur C formé par la surface d'impact, où s'accumule la charge q ; et la plaque support arrière S , qui est conductrice, et reliée à l'anode.

$$i_r = \frac{dq}{dt} = C \cdot \frac{du}{dt}$$

ce qui donne la relation différentielle entre u et t :

$$\frac{du}{dt} = \frac{K - 1}{C} i_f - \frac{Ki_f}{C} \frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \quad (4)$$

Cette équation est en général difficile à résoudre à cause de la forme de $f(v)$, mais on voit de suite la limite que peut atteindre la tension croissante u .

Elle est définie par $\frac{du}{dt} = 0$ c'est à dire par :

$$\frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} = \frac{K - 1}{K}$$

Cette tension d'équilibre u_f , indépendante de C et de i_f , s'obtient soit par construction graphique, soit par calcul en attribuant à $f(v)$ une représentation mathématique approximative.

Les résultats, confirmés par maintes expériences (Zworykin, Weiss, Myers) ont montré un potentiel maximum de l'ordre de 3 v. pour une mosaïque argent-césium.

On conçoit donc le grand intérêt que présentent la connaissance du coefficient K et de la courbe $f(v)$; s'il est possible de citer quelques travaux sur la mesure du coefficient d'émission des isolants (Morton, Johnson, Salow), nous n'en avons pas trouvé sur la détermination du spectre des vitesses.

Nous présentons donc ci-après la méthode que nous avons élaborée.

Détermination de la fonction de répartition des vitesses de sortie des électrons secondaires dans les cibles isolées.

C'est par la mesure oscillographique du courant d'établissement que nous avons pu résoudre indirectement le problème. En effet, l'équation 3 peut s'écrire :

$$\int_0^u f(v) dv = (K - 1) i_f - i_r = y.$$

y , est l'intensité instantanée des électrons secondaires qui retombent sur la cible.

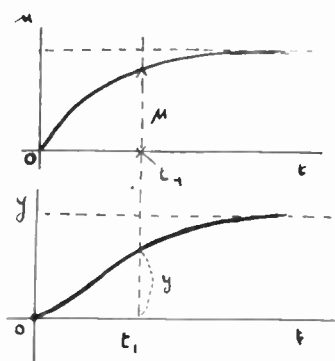


FIG. 5

FIG. 6

La mesure de i_r donne donc à chaque instant à une constante près, l'intégrale, y , de la fonction cherchée. Elle fournit d'abord, au temps $t = 0$, le coefficient K :

$$K = \frac{i_r}{i_f} + 1.$$

Ayant tracé la courbe $i_r(t)$, on détermine la tension u , sur la cible par une intégration :

$$u = \frac{1}{C} \int_0^t i_r dt$$

(ce qui nous fait connaître la tension u limite pour $t = \infty$).

Connaissant les 2 valeurs u et y en fonction de t (fig. 5 et 6) on élimine t en traçant par points, la courbe y , en fonction de u (fig. 7).

Sa dérivée $\frac{dy}{du}$ donne la répartition des vitesses, le maximum correspond à l'abscisse u_1 du point d'inflexion.

Le circuit de mesure est très simple (fig. 8), on utilise un oscillographe pour transitoire que l'on attaque par une résistance ρ assez faible pour qu'elle n'intervienne pratiquement pas dans la valeur de i_r .

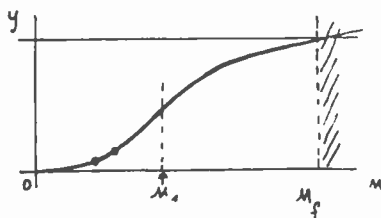


FIG. 7

On évite l'intermédiaire des 2 fonctions auxiliaires $y(t)$ et $u(t)$ en extrayant au niveau convenable de l'amplificateur A un courant proportionnel à $i_r(t)$ que l'on intègre dans un condensateur. On obtient ainsi la composante $u(t)$. On applique sur les paires de plaques orthogonales d'un tube de mesures, avec les amplificateurs et les calages convenables les 2 tensions i et u fonctions de t , et le spot dessine directement la courbe $y(u)$.

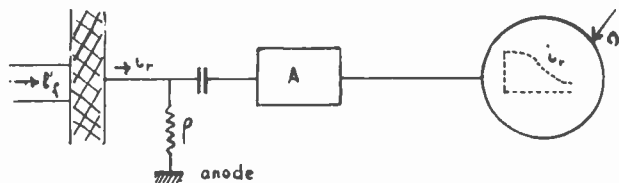


FIG. 8

L'inconvénient de la méthode est de limiter le tracé de la fonction spectrale à la tension u_f , que ne peut dépasser la cible. Les résultats nous ont cependant suffi dans l'étude que nous poursuivions, car l'indication la plus précieuse est la connaissance de la valeur v_1 pour laquelle l'intensité est maxima.

QUELQUES DIFFICULTÉS EXPÉRIMENTALES ET RÉSULTATS

Les expériences ont porté principalement sur des cibles montées dans les tubes d'analyse à transfert électronique d'image ; d'autres ont été effectuées sur des cibles conductrices placées dans les tubes démontables.

Plusieurs inconvénients se sont présentés, en particulier l'influence de différences de potentiel de contact, la déformation de la courbe par les circuits de liaison de l'amplificateur, l'intervention d'une résistance « série » dans la région d'impact.

Ils ont été successivement éliminés par une légère polarisation préalable du support conducteur de la cible, par un facteur de correction, fonction de la constante de temps de l'amplificateur, et par la répétition de la mesure avec des impacts d'intensités différentes.

Des variantes de la méthode peuvent être essayées, par exemple par l'interruption, à fréquence élevée de l'impact, ce qui permet d'éliminer plus facilement la distorsion due à l'amplificateur à trop faible constante de temps. On peut aussi ne relever

que l'amplitude initiale, pour diverses tensions plaque-signal-anode et, avec un délai assez long entre chaque lecture, on obtient, par points successifs, la courbe : $i_r = \varphi(u)$

Les résultats sont sensiblement concordants, aux erreurs près de lectures sur oscillographe, et compte tenu de corrections, qui sont parfois importantes.

En général, aussi bien avec les cibles conductrices que les couches isolantes nous avons trouvé que les courbes de répartition des vitesses présentaient un maximum étalé, alors que certains auteurs indiquent un lancé assez raide. L'abscisse correspondante v_1 varie de 1 v, 3 à 1 v, 6 selon les matières. Les coefficients K , sont compris entre 3 et 7.

La fig. 9 montre l'allure de la courbe $f(v)$ pour une cible aluminium-alumine. Des mesures ont été faites avec divers sels alcalins : KCl , $NaCl$, de la

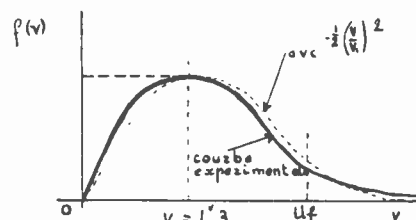


FIG. 9

magnésie, du fluorure de magnésium, et se continuent sur des cibles variées, en présence de caesium. Des résultats numériques seront publiés par la suite.

CHOIX D'UNE REPRÉSENTATION ALGÈBRE DE $f(v)$

Nous avons, tout au début, dans un cas spécial, admis une courbe en cloche de forme sinusoïdale, négligeant les intensités de vitesses supérieures à $5v$. Puis nous avons essayé une représentation formée de 2 fonctions successives, raccordées à l'endroit du maximum.

L'examen de la courbe précédente (fig. 9) et aussi les considérations théoriques de Whiddington, Bruiniug, nous ont conduit à préconiser la loi empirique donnée par l'unique relation :

$$f(v) = a v e^{-bv^2} \quad (5)$$

En effet, les électrons de vitesses voisines de zéro sont très rares, car ils parviennent généralement des régions les plus profondes et l'affaiblissement exponentiel de leur nombre ne permet que de rares sorties de la surface. L'émission est pratiquement nulle pour les faibles valeurs de v_f . Elle croît ensuite jusqu'à un maximum qui caractérise la nature de la cible, et que la relation 5 peut définir par le choix convenable des constantes.

La décroissance qui termine n'a pas tout à fait la forme exponentielle simple que des auteurs indiquent, elle n'en est pas très éloignée avec le facteur v qui précède le terme en e^{-bv^2} et elle cadre avec les mesures, tout au moins celles que nous avons effectuées jusqu'à la limite u_f . Cette formule a aussi l'avantage d'une intégration immédiate. Le pointillé de la fig. 9 représente la loi proposée, à côté de la courbe expérimentale.

On peut exprimer les coefficients a et b en fonction des grandeurs physiques mesurables, comme celles de la tension v_1 , correspondant au maximum de la courbe ; de R_1 , l'inverse de l'ordonnée de ce maximum ; et des grandeurs K et i_f .

En effet, la dérivée s'annule pour :

$$b = \frac{1}{2 v_1}$$

et la valeur de $f(v)$ correspondante est :

$$\frac{1}{R_1} = a v_1 e^{-\frac{1}{2}}$$

La relation 5 s'écrit donc :

$$f(v) = \frac{\sqrt{e}}{R_1} \frac{v}{v_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{v_1}\right)^2}$$

R_1 est défini par l'intégrale :

$$\int_0^\infty f(v) dv = K i_f$$

d'où :

$$R_1 = \frac{v_1 \sqrt{e}}{K i_f}$$

Le rapport α , souvent utilisé, a pour expression :

$$\alpha = \frac{\int_0^u f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} = 1 - e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u}{v_1}\right)^2}$$

Ces relations sont commodes dans le calcul des analyseurs.

Influence de la résistance d'isolement

En général celle-ci n'intervient pas, car les diélectriques (mica, alumine, magnésie, etc ...) présentent des résistances très élevées ; cependant dans les couches minces surtout celles constituées par des cristaux alcalins, une modification de la tension finale peut être observée. Elle peut provenir soit d'une résistance de fuite, fixe, soit de la conductibilité induite par un impact à vitesse élevée, traversant la couche jusqu'au support conducteur.

En désignant par ρ la résistance de fuite, l'équation du courant résultant (eq. 1) est modifiée par l'adjonction d'un terme $\frac{u}{\rho}$ dans le second membre.

La tension limite s'obtient encore en annulant $\frac{du}{dt}$; ce qui conduit, en admettant la représentation proposée dans le précédent chapitre, à la relation :

$$e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u}{v_1}\right)^2} = \frac{1}{K} \left(1 + \frac{u}{\rho i_f}\right)$$

qu'on peut résoudre par approximations successives.

Mais la connaissance de ce potentiel final n'offre pas un intérêt essentiel dans le cas des cibles de télévision, car l'influence du courant de fuite n'intervient guère durant le temps très court de l'impact du

faisceau. Son action, par contre, peut être importante pendant la fraction de seconde qui s'étend entre 2 balayages du même point. Cet effet, sera examiné au cours de l'étude du nouvel analyseur ; il présente des avantages limités.

Le phénomène de conductibilité accrue, due à la traversée de la couche par des électrons suffisamment rapides nous est apparue comme une propriété utilisable, en 1947, en étudiant un projet du Pr. Schroter, remontant à 1945, et prévoyant une cible mince à 2 faces, susceptible d'être transparente aux électrons d'un faisceau d'analyse de télévision.

M. Briot réalisa en 1948-49 des pellicules d'alumine de quelques microns d'épaisseur et de plusieurs centimètres carrés de surface, et ayant effectué des dépôts conducteurs sur les 2 faces, il procéda à quelques mesures qui confirmèrent l'hypothèse émise ; la résistance entre les 2 faces était divisée par 6 par l'intervention d'un faible impact à 15.000 V.

Il semble qu'en Amérique, Pensack ait poussé les réalisations beaucoup plus avant, puisqu'il a construit des appareils (accumulateurs de signaux) utilisant ce dispositif.

Nous signalons simplement ce nouvel effet, que nous n'avons pas encore exploité ; les épaisseurs et les tensions mises en jeu dans la recherche que nous poursuivions n'étant pas d'un ordre de grandeur permettant l'utilisation de cette conductibilité.

INFLUENCE DE LA CHARGE D'ESPACE

La faiblesse de la vitesse moyenne de sortie des électrons secondaires, l'absence de champ accélérateur, sont des conditions favorables à la création d'une charge d'espace au voisinage des cibles.

Elle existe en effet, mais son action est, en général négligeable dans les mesures ; elle intervient par contre, dans l'explication du saut de potentiel de certains analyseurs. Nous allons dans ce qui suit, essayer d'en chiffrer les limites supérieures.

1°) Cas des mesures de cibles

Dans ces opérations, la cible étant arrosée uniformément par l'impact primaire, et les revêtements anodiques se trouvant à d'assez grandes distances, on peut ramener l'étude à celle de la progression électronique du flux secondaire entre 2 plaques parallèles.

Dans ces conditions les termes en $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ et $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$ de l'équation de Poisson sont nuls et l'on part de la formule réduite :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 4 \pi \rho$$

u étant le potentiel au plan de cote z , et ρ la densité électronique cubique à cet endroit (fig. 10).

Avec des électrons monocinétiques de vitesse V , ρ est défini par :

$$\rho = \frac{i}{V}$$

i étant l'intensité qui traverse l'unité de volume. Lorsque le courant est étalé selon un spectre $f(v)$, la densité est formée de la somme des intensités élémentaires,

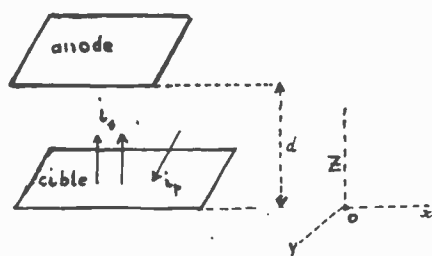


FIG. 10

$$\rho = \sum \frac{\Delta i}{V}$$

ou, si l'on exprime V en volts, v :

$$\rho = \sum \frac{\Delta i}{\sqrt{\frac{2e}{m} v}}$$

L'intensité i qui traverse le plan de potentiel négatif u par rapport à la cible, est la résultante.

1°) De l'émission secondaire totale, diminuée de l'intensité formée par les électrons dont la vitesse initiale est suffisante pour atteindre la barrière u .

2°) De l'intensité de retour, formée par les électrons ayant dépassé le plan Z et rencontré des potentiels encore plus négatifs jusqu'à une limite U_{mi} , qui peut être le potentiel de l'anode ou celui d'une cathode virtuelle (fig. 11).

3°) Du courant primaire. Nous négligerons son intervention, car sa densité électronique est très petite par suite de la vitesse élevée par rapport à celle des électrons secondaires (1.000 V. au lieu de 2 ou 3) et de son intensité ($1/4$ à $1/10^e$ de celle de l'émission secondaire).

La première partie, émergeant du plan u est formée par des électrons ayant une vitesse initiale supérieure à u , soit :

$$i_1 = I_s - \int_0^u f(v) dv = \int_0^{V_m} f(v) dv - \int_0^u f(v) dv.$$

Les vitesses des filets électroniques composant i_1 , à la cote Z , sont comprises entre zéro et $V_m - u$ (V_m vitesse d'éjection maximum). La densité relative à i_1 est :

$$\rho_1 = \int_0^{V_m - u} \frac{f(v + u)}{\sqrt{\frac{2e}{m} v}} dv$$

La 2^e partie comprend les électrons qui reviennent. Ils forment l'intensité i_2 dont les vitesses initiales sont comprises entre u et U_{min} , ces vitesses sont les mêmes qu'à l'aller — on a donc :

$$\rho_2 = \int_0^{U_{min} - u} \frac{f(v + u)}{\sqrt{\frac{2e}{m} v}} dv.$$

La densité résultante est :

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 = \int_0^{V_m - u} \frac{f(v + u)}{\sqrt{\frac{2e}{m} v}} dv + \int_0^{U_{mi} - u} \frac{f(v + u)}{\sqrt{\frac{2e}{m} v}} dv.$$

On voit de suite la complexité de la résolution de l'équation différentielle où, u entre dans le 2^e membre par les limites d'intégration, et où la valeur du minimum (U_{min}) fait partie des inconnues. C'est ce qui a conduit des auteurs comme Fry, Thornston, puis Langmuir, à construire des tables, même pour ce cas simplifié.

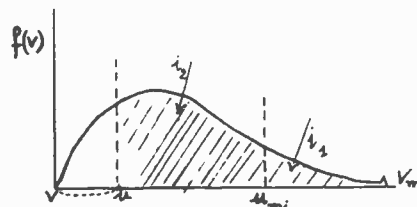


FIG. 11

Devant cette difficulté, nous avons d'abord ramené la courbe de la fonction $f(v)$ à la forme la plus simple, compatible avec les données physiques, et profité des résultats expérimentaux qui ont montré, dans les cas que nous étudions, la petitesse de u , voire de U_{min} , par rapport à la moyenne des vitesses v .

Ces remarques et l'hypothèse simplificatrice d'une équirépartition des vitesses, jusqu'à une vitesse V_m au-dessus de laquelle on peut négliger les électrons plus rapides et peu nombreux, facilitent le calcul, dont nous ne donnons pas le détail, et qui aboutit au résultat suivant :

Existence d'une région de champ nul (cathode virtuelle) avec un potentiel négatif U_{min} , par rapport à l'anode définie par :

$$U_{min} = A \left(\frac{d}{2} \right)^2$$

Annulation du champ, sensiblement à mi-distance entre les deux plans.

Si l'on applique ces résultats au cas des cibles qui ont été l'objet des mesures, (surface 10 cm, 2, intensité primaire 1 microampère, coef. d'émission secondaire 5) avec l'hypothèse $V_m = 4$ v., on trouve en u.e.s. un potentiel négatif de 3, 6.10⁻⁶ soit environ 1 millivolt (d est supposé égal à 7 cm).

Il n'est donc pas utile de reprendre le calcul par approximations successives, pour approcher du résultat exact, la fraction négligée des intensités n'intervenant pas pratiquement.

C'est le cas des mesures, et aussi des charges d'espace dues à l'émission secondaire, créée

sur la cible, par les photoélectrons issus d'une cathode primaire.

Il en va différemment lorsqu'il s'agit d'un faisceau de balayage concentré, on ne peut alors admettre un flux moyen d'électrons à trajectoires parallèles.

2°) Cas du faisceau d'analyse (Essai de calcul de la charge d'espace avec un faisceau secondaire divergent, à spectre étalé)

En plus des hypothèses simplificatrices que nous avons admises avec un faisceau parallèle, nous avons supposé que l'émission secondaire était également répartie dans un tronc de cône s'appuyant sur la

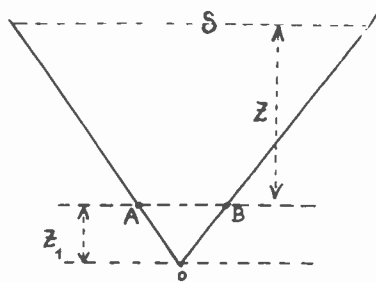


FIG. 12

petite section de l'impact AB et l'angle au sommet de 90° . La différence avec la répartition, (d'ailleurs peu certaine) en loi de cosinus, n'est pas considérable (fig. 12).

Nous avons admis ces approximations répétées, car il ne faut pas oublier que nous sommes en face d'un problème qui a rebuté la plupart des calculateurs, et que notre but se limite à connaître l'ordre de grandeur du potentiel répulsif, c'est-à-dire : savoir s'il s'exprime en $\frac{1}{10}$ de volt, ou en volts.

Dans ces conditions, l'équation de Poisson s'écrit assez simplement.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{8 I_s}{(z + z_1)^2 V_m} \sqrt{\frac{m}{2e}} \sqrt{V_m - u}$$

Pour les petites valeurs de u par rapport à V_m et après détermination des constantes d'intégration fixées par les conditions :

$$u_1 = 0 \quad \text{pour} \quad Z = 0$$

$$u = u_1 \quad \text{pour} \quad Z = d$$

(u_1 potentiel d'anode)

On aboutit à la formule :

$$u = \frac{8 I_s}{\sqrt{\frac{2e}{m}} V_m} \left[L_n \left(\frac{Z + Z_1}{Z_1} \right) - \frac{Z}{d} L_n \left(\frac{d}{Z_1} \right) \right] + u_1 \frac{z}{d}$$

Dans le cas particulier du potentiel de cible égal à celui de l'anode ($u_1 = 0$) on trouve une cathode virtuelle de $-0,15$ à $1 \text{ cm } 1/2$ de la cible, pour un courant de faisceau primaire de $1/10^6$ de microampère, aboutissant sur un point-image d'une analyse à 450 lignes (ce qui fixe Z_1).

Ces chiffres justifient en grande partie les simplifications proposées, qui deviennent plus discutables pour des intensités supérieures, de l'ordre du microampère : mais les faisceaux des analyseurs ne dépassent pas pratiquement 0,3.

Il est intéressant d'examiner ce qui se passe quand le potentiel de la cible monte (cibles isolées) ; ce qui correspond à un abaissement u_1 du potentiel d'anode, en conservant la cible comme origine.

On s'aperçoit alors que la cathode virtuelle s'éloigne peu à peu de la cible et qu'elle se confond avec l'anode quand u_1 dépasse une certaine valeur.

Avec des courants primaires plus élevés, le potentiel répulsif de la charge d'espace atteint 0 v, 6. Celui-ci est encore plus élevé pour des analyses plus fines, car la valeur de Z_1 étant égale au diamètre du point d'impact, intervient dans la formule.

Malgré ces augmentations, les hypothèses simplificatrices peuvent subsister tant qu'on ne dépasse pas l'ordre d'un volt comme potentiel répulsif, l'intensité secondaire inférieure à cette vitesse étant encore petite par rapport à l'émission totale.

FUNCTIONNEMENT D'UNE CIBLE AVEC FAISCEAU D'ANALYSE

On s'éloigne notablement du cas du faisceau fixe, car non seulement le déplacement du faisceau crée des parties de potentiels positifs, qui changent la distribution du champ où sont lancés les électrons secondaires, mais les parties émissives elles-mêmes sont à des potentiels différents dans la surface d'impact. En effet les particules qui viennent d'être abordées ne sont pas encore chargées, alors que celles que le faisceau va quitter atteignent le plafond positif U_f .

Il serait assez long, et aléatoire, d'entreprendre l'étude par le calcul ; nous nous en sommes tenus à l'interprétation des relevés à la cuve, effectués il y a quelques années par le regretté B. de la Pinsonnie, à l'introduction de la notion de potentiel d'équilibre, et à l'action de la faible charge d'espace précédemment déterminée.

La courbure des lignes d'égal niveau (fig. 13) montre que la plupart des trajectoires des électrons de vitesses initiales inférieures à u_f aboutissent non à l'anode, mais sur la cible. L'impact AB se déplaçant dans la direction f émet des électrons secondaires dont les plus rapides atteignent l'anode ; le plus grand nombre retombe sur les parties de la cible qui viennent d'être explorées.

Ceux partant de B peuvent retomber aussi sur la cible, tant que celle-ci présente en C par exemple, des potentiels plus élevés que B . A la limite les potentiels entre A et C décroissent et tendent à retrouver le niveau B .

Il existe cependant une partie de l'émission, de vitesse inférieure à u_f , qui atteint l'anode (comme l'indique la présence d'une composante de la modulation dans le courant anodique) elle peut s'expliquer par le fait que les éléments voisins de B émettent des électrons qui, dans certaines directions, ne rencontrent que de faibles potentiels retardateurs

avant l'anode. Ainsi il ne retombe sur la cible qu'une fraction, d'ailleurs importante, de l'émission secondaire de vitesse inférieure à u_f . Il s'ensuit que le niveau moyen de la cible monte jusqu'à ce qu'il y ait équilibre, ce qui advient lorsque toute la surface atteint le potentiel final u_f . On arrive à la même conclusion en considérant des cibles indépendantes,

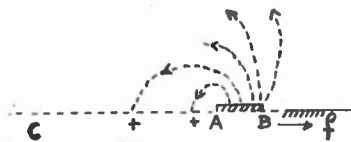


FIG. 13

en nombre fini, soumises périodiquement à l'impact i_f .

Dans ces conditions le « saut de potentiel », dû au passage du faisceau sur une particule serait nul, ce qui est contradiction avec l'expérience. Pour que le courant moyen, qui retombe sur la cible, soit $(K - 1) i_f$ et qu'il existe un saut de potentiel, il est nécessaire qu'un afflux supplémentaire d'électrons y parvienne ; on ne voit son origine que dans la réserve que constitue la charge d'espace et formée par une partie des électrons de vitesse initiale supérieure à u . Cette barrière auxiliaire, de l'ordre de quelques dixièmes de volt, arrête une fraction des électrons les plus rapides qui retombent alors sur les surfaces plus positives de la cible et rétablissent son bilan déficitaire.

Avec une exploration périodique le potentiel minimum de la mosaïque s'établit à une valeur u_1 stable, fonction de l'intensité primaire i_f . Au moment du passage du faisceau sur les particules élémentaires, qu'on peut toujours choisir petites par rapport à la surface d'impact, la montée de potentiel suit exactement la loi établie pour la cible unique avec faisceau fixe et définie par l'équation 4, lorsque la particule atteint un potentiel égal ou supérieur aux éléments voisins, et approximativement, au début, lorsque les électrons secondaires retombent partiellement sur les particules proches plus positives.

Nous ne reviendrons pas sur les conséquences du retour des électrons secondaires, distribués sur toute la cible en fonction du mouvement du faisceau ; nous avons déjà exposé ces résultats dans une publication antérieure ⁽¹⁾ (taches, variations de sensibilité etc ...)

Nous devons cependant ajouter que ces considérations étaient relatives à des systèmes où la structure de la cible et les intensités mises en jeu créaient des tensions de plusieurs volts entre différents points de la surface explorée.

Ces effets s'atténuent jusqu'à être négligeables lorsque les reliefs de potentiels deviennent petits vis-à-vis de la vitesse moyenne des électrons secondaires. On se rapproche alors de la cible équipotentielle, c'est-à-dire des conditions théoriques exposées au début de cette étude.

Ce fonctionnement est obtenu en particulier avec des diélectriques minces. La capacité étant accrue,

les « sauts de potentiel », à intensité égale mise en jeu, sont réduits à quelques dixièmes de volt.

On admet alors que l'élévation de tension Δu de la particule frappée pendant le temps Δt (fig. 14) est d'assez petite amplitude pour que sa valeur, comptée à partir d'un palier initial u_1 , s'exprime avec une exactitude suffisante par l'équation suivante, issue de la relation 4.

$$\Delta u = \Delta t \left[\frac{K-1}{C} i_f - \frac{K i_f}{C} \frac{\int_0^{u_1} f(v) dv}{\int_0^\infty f(v) dv} \right] \quad (5)$$

Cette considération permet de calculer aisément le saut de potentiel et la sensibilité dans les nouveaux analyseurs où la couche isolante est de l'ordre de quelques microns.

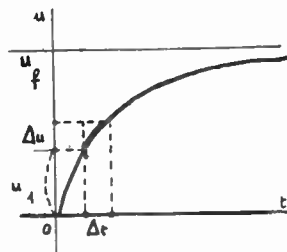


FIG. 14

Le potentiel de départ u_f est déterminé, en l'absence de lumière, par la retombée des électrons secondaires, facilitée par la charge d'espace, par la résistance d'isolement par l'arrivée possible d'électrons auxiliaires de faible vitesse.

Il n'est pas nécessaire que le « saut », dû à l'impact, amène le potentiel du point touché à la valeur du « plafond » u_f ; cela nécessiterait souvent un courant de faisceau trop important.

Cependant, lorsque le retour des électrons secondaires intervient seul pour fixer le potentiel u_1 , ce dernier s'établit automatiquement à une valeur telle que le « saut » l'amène au voisinage de la tension maximum. On n'utilise alors que la dernière partie de la courbe $u(t)$ surtout avec des cibles de fortes capacités. Ce qui montre qu'on n'a pas, dans ce cas, intérêt à augmenter la capacité au-delà de certaines limites. Dans le calcul qui va suivre on n'introduit aucune hypothèse sur la valeur u_1 , mais nous devons cependant faire observer que la proportionnalité exprimée par l'équation 5 n'est plus valable pour des « sauts » de grande amplitude.

La courbe $u(t)$, résultant de l'intégration de $\frac{du}{dt}$, doit alors intervenir ; une solution approchée, vérifiée expérimentalement, consiste à la confondre avec une exponentielle de la forme :

$$u_f (1 - e^{-\beta t})$$

10) Analyseur à transfert électronique d'image sur cible mince

La forme du spectre des vitesses de l'émission secondaire limite à 3 volts environ la variation utilisable du potentiel de la cible. Cette amplitude

(1) Les analyseurs électroniques, par R. BARTHÉLEMY, Editions L. E. P. S.

est obtenue dans les anciennes mosaïques d'icônoscopes avec un faisceau d'analyse de $0,2$ à $0,3 \mu a$, et une épaisseur de mica de 25 à 30μ . La quantité d'électricité qu'on peut emmagasiner dans un condensateur élémentaire correspondant à la surface d'un « point image » est donc limitée, car l'intensité de $0,3 \mu a$ n'est pas dépassée sans perte de définition et surtout sans accroissement prohibitif des « taches ».

L'intensité débitée dans le circuit d'utilisation « plafonne » à un niveau qui devient *insuffisant* si l'on réduit par exemple la surface totale de la cible et si l'on augmente la finesse d'analyse, ce qui conduit à abaisser l'impédance de sortie.

Or, ce sont précisément des conditions qui se présentent simultanément lorsqu'on s'attaque à la haute définition, et qu'on fixe des dimensions assez réduites aux tubes destinés aux caméras transportables.

C'est vers la diminution de l'épaisseur du diélectrique de la cible que les efforts se sont portés.

Les cibles de supericonoscopes sont 4 fois plus petites que les grandes mosaïques initiales, et la définition passant de 450 à 800 lignes, l'épaisseur du diélectrique doit être divisée environ par 8 ou 10 .

Ceci conduit à cliver des feuilles de mica de 3 à 5μ , travail fort délicat.

D'autres solutions ont été réalisées par le dépôt de couches isolantes sur une armature métallique ; c'est ainsi que l'alumine, la silice, la magnésie, quelques sels alcalins ont été essayés. Des épaisseurs régulières, de l'ordre du micron ont permis d'abaisser

de 2 ou $\frac{3}{10}$ de volt le saut de potentiel maximum au passage du faisceau mobile. L'usage de la relation 5 est ainsi justifié ; en admettant la représentation proposée de $f(v)$, on obtient :

$$\Delta u = \Delta t \cdot \frac{i_f}{c} \left[K e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u}{v_1} \right)^2} - 1 \right]. \quad (6)$$

Le saut de potentiel qui crée le courant dit de « modulation varie en sens inverse de la capacité. Cependant, l'intensité utile est indépendante de C , à égalité d'action d'origine photoélectrique sur le potentiel préalable u_1 de la cible.

Formation de la modulation

On admet généralement, pour simplifier les exposés, que le faisceau reste immobile pendant le temps Δt sur la surface d'un point-image et passe instantanément au point suivant.

En réalité le déplacement est continu : il existe sous le faisceau des particules de potentiels différents, le plus élevé étant généralement u_f , et le plus bas u_1 , défini précédemment. Un balayage à vitesse constante provoque sur la cible, en l'absence de lumière, un départ uniforme d'électrons secondaires qui est égal, en régime établi, au courant de retour augmenté de l'intensité primaire. L'impulsion créée par le faisceau abordant les particules de potentiel u_1 est identique en chaque point et elle n'apparaît pas dans l'impédance de sortie reliée au support conducteur. L'oscillogramme ne décèle en effet

aucune modulation (sauf celle due aux irrégularités de la cible et aux taches).

Lorsqu'on éclaire un point de la photocathode, on envoie sur la surface correspondante de la cible un jet d'électrons de vitesse élevée qui provoque une émission secondaire ; il en résulte une montée p , de potentiel, définie par une relation semblable à celle établie pour l'impact du faisceau d'analyse.

Ce dernier, abordant la surface, frappe ces particules chargées à $u_1 + p$ au lieu de u_1 . Le flux d'électrons de retour augmente donc brusquement, cet accroissement de charge négative de la cible, transmis par capacité à l'impédance de sortie, forme la modulation. On vérifie que l'application de la lumière provoque un abaissement de potentiel de la grille de la 1^{re} lampe amplificatrice.

Il apparaît ainsi que la quantité d'électricité qui traduit l'éclairement est fournie par la différence de deux impulsions ; l'une prise comme référence fixe, est donnée par une surface « noire », de potentiel initial u_1 , et l'autre par le point « éclairé », de potentiel $u_1 + p$.

Il est possible de prévoir l'ordre de grandeur de l'intensité dite de « modulation », en utilisant la relation 6.

Le courant M qui traverse l'impédance de sortie est le quotient par le temps Δt , de la différence des 2 quantités d'électricité $C \Delta u_1$ et $C \cdot \Delta (u_1 + p)$.

$$M = \frac{C}{\Delta t} [\Delta (u_1 + p) - \Delta u_1].$$

En introduisant (6) :

$$M = K i_f \left[e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1 + p}{v_1} \right)^2} - e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2} \right]$$

En général la tension u_1 est assez grande par rapport à l'élévation p , d'origine photoélectrique, que l'on peut d'ailleurs choisir aussi petite que l'on veut pour connaître la sensibilité aux faibles éclairissements. Dans ces conditions, l'intensité M , limitée à un développement du 1^{er} degré, s'écrit :

$$M = K i_f \frac{p}{v_1} \cdot \frac{u_1}{v_1} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2}$$

On constate que l'intensité recueillie est apparemment indépendante de la capacité c , de la définition (à condition de conserver le même courant primaire i_f dans des faisceaux de diamètres différents) et qu'il y a proportionnalité entre M et l'élévation de potentiel p , produit sur la cible par l'arrivée des photoélectrons.

En réalité la capacité intervient implicitement, tant dans la valeur de p , que de celle de u_1 . Nous considérons cependant cette dernière comme un facteur indépendant susceptible d'être réglé par des moyens extérieurs.

L'expression de p est obtenue par la formule 6, dans laquelle i_f est remplacé par le courant photoélectrique i_p émis par un « point image » de la cathode d'entrée, et t , par le temps d'intégration T qui sépare 2 balayages.

$$p = \frac{T i_p}{C} \left(K_1 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2} - 1 \right)$$

Bien entendu cette relation n'est valable que pour les petites valeurs de p . Pour les forts éclaircissements on devra tracer la courbe $u(t)$, en partant de l'équation originale en $\frac{du}{dt}$; on retrouve la « saturation », observée dans ces types d'appareils à électrons rapides.

K_1 est le coefficient d'émission secondaire relatif à la tension utilisée dans le transfert électronique de l'image; tension qui n'est pas nécessairement celle du faisceau d'analyse.

Des formules précédentes on peut déduire la polarisation initiale u_1 correspondant à une sensibilité maximum. Pour p donné on trouve $u_1 = v_1$ (correspondant à l'amplitude maximum de la courbe spectrale) mais pour un éclaircissement donné de la fenêtre d'entrée, p étant maximum pour $u_1 = 0$, la valeur optimum de u se trouve entre zéro et v_1 . La résolution, par approximations successives, de l'équation

transcendante exprimée par : $\frac{dM}{du_1} = 0$, indique un

chiffre de l'ordre d'un volt.

On n'a donc pas intérêt à diminuer indéfiniment le potentiel minimum de la cible. D'ailleurs, la modulation, qui est créée par 2 parties de pentes différentes de la caractéristique, n'existerait plus avec une portion rectiligne, telle qu'on l'obtiendrait avec une cible trop négative.

La relation finale :

$$M = Ki_f \cdot \frac{u_1}{v_1^2} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2} \cdot \frac{Ti_p}{C} \left[K_1 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{u_1}{v_1} \right)^2} - 1 \right]$$

permet d'exprimer la sensibilité de l'analyseur en microampères par lumen tombant sur la fenêtre d'entrée (vérifiée par l'expérience — tout au moins pour les faibles éclaircissements) (1).

La sensibilité baisse d'autant plus que la tension u_1 se rapproche du potentiel d'équilibre u_f . On peut calculer par exemple qu'entre les valeurs de u_1 ; 1 v. et 2 v, 5, la modulation est divisée par 3. On

conçoit donc l'utilité de régler le potentiel moyen de la cible. Ce problème a donné lieu à d'autres études et a conduit à des expériences qui formeront la suite de ce premier exposé.

BIBLIOGRAPHIE

BECKE. — *Rev. Mod. Physic* 7-95 (1935).

KHLEBNIKOW. — *Tech. Phys. URSS* 5-593 (1938).

GEYER. — *Ann. Phys. Lpz* 42-337 — Contribution à l'étude des Emissions Secondaires.

CHAUDRI et KHAN. — *Phil. Mag.* 31.382 (Em. Sec. du nickel) 1941.

NICKOLS. — *Phys. Rev.* 57.297 (1940).

KNOLL et THEIL. — *Zei. Phys.* 113-260 — structure des couches minces.

BRUINING. 1938 — *Physica* 5-901 } Emissions secondaires:
1936 — » 3 1046 }
1938 — *Revue Philips* 3-80.

RUDBERG. — 1936 — *Phys. Rev.* 50.138.

HAWORTH. — *Phys. Rev.* 48-88 1935.
» » 50-216 1936.

RICHARDON et GIMPEL. — *Proc. Roy Soc* 4182-17 — 1943.

BRUINING. — *Physica* 5-931 — 1938.

RUDBERG. — (déjà cité) *Phys. Rev.* 50-150 — 1936.

FARNSWORTH. — *Phys. Rev.* 40-684 (1932).

WHIDDINGTON. — *Proc. Roy. Ste. A.* 86-360 (1912).

BRUINING. — Livre 1942 — Emis. Sec. Springer (Berlin).

TERRILA. — *Phys. Rev.* 1922 (22-169).

WOOLDRIDGE. — *Phys. Rev.* 56.562 (1939).

KADYSCHEWITCH. — 160 — *J. Phys. URSS* 2.115 — 1940.
196 4.341 — 1941.
242 9.431 — 1945.

VUDRINSKY. — *J. Techn. URSS* 9.1853 — 1939.

HINTENBERGER. — *Zeit. Phys.* 148-98 1939.

BRUINING, BOER. — *Physica* 6-834 1939.

JOHNSON. — *Phys. Rev.* 66-352 1944.

ZERNOV. — *Bul. Acad. des Sciences URSS* 8-352 1944.

SALOW. — *Z. Techn. Phys.* 21.8 1940.

(1) On constate que cette formule est indépendante de la finesse d'analyse, ip et C variant chacun comme l'inverse du carré du nombre de lignes. Ceci se vérifie tant que le temps de transit des électrons secondaires est inférieure à la durée d'un point-image. Il y a lieu de prévoir une correction quand on dépasse 600 lignes par image, car les électrons secondaires ne sont pas tous retombés pendant le temps Δt trop court. Ils forment un « trainage » électronique. On atténue celui-ci par des circuits appropriés dans l'amplificateur, mais on perd en sensibilité.

ÉTUDE SUR LA RÉPARTITION DE LA CHARGE D'ESPACE DANS LES TUBES D'ÉMISSION

PAR

M. MATRICON

*Docteur ès-sciences, Directeur du Centre de Recherches Physiques
de la Compagnie Française Thomson-Houston.*

ET

S. TROUVÉ

*Ingénieur E. P. C. I. Ingénieur au Département Radio-Emission
de la Compagnie Française Thomson-Houston.*

La répartition de la charge d'espace entre une cathode et une anode a été étudiée par Langmuir et ses collaborateurs dans les cas simples où, pour des raisons de symétrie, toutes les quantités étaient exprimables en fonction d'une seule variable indépendante. Il s'agit des systèmes d'électrodes en forme de plans parallèles, de cylindres coaxiaux et de sphères concentriques. Dans le cas, important en pratique, où la cathode est constituée par des fils cylindriques parallèles les uns aux autres et disposés suivant une nappe plane ou suivant les arêtes d'un prisme, il n'existe pas, à notre connaissance, de formule reposant sur une base théorique suffisante et donnant, au besoin après correction expérimentale, des valeurs acceptables pour l'émission électronique de chaque point de la cathode. Nous avons cherché une solution au problème ainsi posé. Nous ne prétendons pas résoudre le problème, d'une façon rigoureuse, mais simplement établir des formules suffisamment approchées pour qu'elles puissent servir de support à une synthèse des résultats expérimentaux. Nous allons d'abord rappeler les résultats obtenus rigoureusement par Langmuir.

Cas des électrodes planes

Considérons une cathode plane C (Fig. 1) parallèle à une anode A et située à une distance : d de cette anode. Soit Ox un axe perpendiculaire aux électrodes et ayant son origine O sur la cathode. Soit x la distance à la cathode d'un point situé entre les électrodes. La densité ρ de charge d'espace et le potentiel V sont liés en chaque point par l'équation de Poisson qui, dans ce cas simple se réduit à :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

dans laquelle ϵ_0 est la constante diélectrique de l'espace vide en unités M. K. S. rationalisées.

L'équation de l'énergie a la forme :

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V$$

dans laquelle e , v et m désignent respectivement la charge, la vitesse et la masse d'un électron.

La vitesse des électrons est évidemment supposée parallèle à Ox et la relation entre la densité de courant J , la densité de charge ρ et la vitesse v est :

$$J = \rho v$$

De ces trois relations on déduit l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{J}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} V^{-\frac{1}{2}}$$

que l'on peut intégrer facilement car J est une quantité constante.

Si on prend le potentiel de la cathode comme étant nul et que dans ces conditions on appelle U_a celui de l'anode, on trouve tous calculs faits :

$$J = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{d^2}$$

Les résultats montrent également que le champ électrique est nul à la surface de la cathode et que la densité ρ de charge d'espace y est infinie.

Cas des électrodes cylindriques coaxiales

Dans le cas d'électrodes cylindriques coaxiales les équations du problème sont :

$$\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} = - \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V$$

$$J(R) = \rho v = -\varepsilon_0 \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} V. \quad (1)$$

en désignant par R la distance à l'axe du système d'un d'un point de l'espace compris entre les électrodes.

La densité de courant J varie avec R et on est amené à considérer le courant $\frac{I}{l}$ émis par unité de longueur de la cathode, car cette quantité est constante et a pour expression :

$$\frac{I}{l} = 2\pi R J(R)$$

L'équation différentielle à intégrer s'écrit :

$$\frac{d}{dR} \left(R \cdot \frac{dV}{dR} \right) = \frac{I}{l} \cdot \frac{1}{2\pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}}} \cdot V^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

On en déduit les relations suivantes :

$$J(R_c) = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{R_a \cdot R_c \beta^2 (R_a/R_c)} \quad (3)$$

$$V = U_a \left(\frac{R \cdot \beta^2 (R/R_c)}{R \cdot \beta^2 (R_a/R_c)} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4)$$

$$\frac{I}{l} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot 2\pi \frac{U_a^{3/2}}{R_a \cdot \beta^2 (R_a/R_c)} \quad (5)$$

$$\frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{4}{9} \cdot U_a \cdot \left(\frac{1}{R_a \beta^2 (R_a/R_c)} \right)^{2/3} \cdot \frac{1}{R} \cdot \left(\frac{1}{R \cdot \beta^2 (R/R_c)} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

dans lesquelles R_c représente le rayon du cylindre intérieur qui constitue la cathode, R_a le rayon de l'anode, et β^2 une fonction nouvelle dont les valeurs sont déterminées par intégration numérique.

On trouve aussi, comme dans le cas des électrodes planes, que le champ électrique est nul et que la densité de charge d'espace est infinie à la surface de la cathode.

Cas des électrodes sphériques concentriques

Dans le cas d'électrodes en forme de sphères concentriques le courant total émis a pour valeur :

$$I = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot 4\pi \cdot \frac{U_a^{3/2}}{\alpha^2 (R_a/R_c)}$$

Dans cette expression α^2 est une fonction numériquement connue. La densité de courant à la cathode a la valeur suivante :

$$J_0 = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{R_c^2 \cdot \alpha^2 (R_a/R_c)}$$

De même que dans les cas précédents à la surface de la cathode le champ électrique est nul et la densité de charge d'espace infinie.

Examen des résultats obtenus

Les trois cas étudiés précédemment représentent respectivement d'une façon typique le comportement

de la charge d'espace dans des milieux à une, deux et trois dimensions. Dans le cas des électrodes planes parallèles le courant émis par une surface $d\sigma$ de la cathode est reçu par une surface égale $d\sigma$ de l'anode. Dans le cas des électrodes cylindriques le

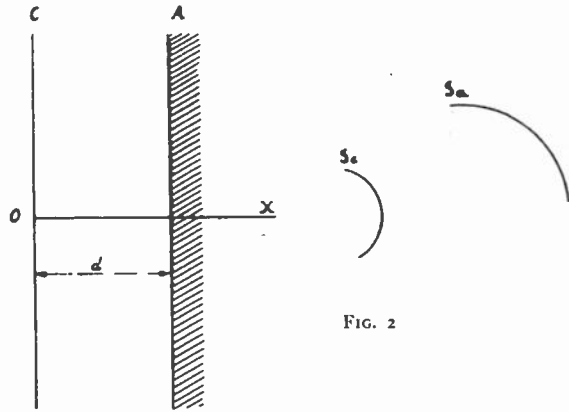


FIG. 1

courant émis par une surface $d\sigma$ de la cathode est reçu par une surface $d\sigma \times R_a/R_c$ de l'anode, et dans le cas des électrodes sphériques la surface d'anode correspondante est égale à : $d\sigma \times (R_a/R_c)^2$.

Dans les trois cas on trouve que la charge d'espace est infinie et que le champ électrique est nul à la surface de la cathode. La charge d'espace fait écran entre la cathode et l'anode, réduisant aux $\frac{2}{3}$ de sa valeur le champ électrostatique produit à la surface d'une électrode par l'autre électrode.

Mais la charge d'espace induit directement à la surface de ces électrodes une charge égale aux $\frac{2}{3}$ du champ électrostatique. Toutefois à la surface de l'anode ce champ s'ajoute au champ résiduel créé par la cathode portant ainsi le champ total aux $\frac{4}{3}$

de la valeur qu'il a en régime électrostatique, alors qu'à la surface de la cathode il se retranche du champ créé par l'anode, annulant ainsi complètement le champ électrique. Enfin le calcul montre que dans cette annulation du champ cathodique qui est la cause physique de la limitation du courant émis, la charge d'espace infinie située près du point considéré joue un rôle prépondérant. Il n'est donc pas surprenant qu'on puisse mettre en évidence une relation entre la densité de courant électronique émise en un point de la cathode et le champ électrostatique qui existerait en ce point en l'absence de charge d'espace.

En effet les valeurs de la densité de courant à la surface de la cathode dans le cas d'électrodes planes, cylindriques et sphériques peuvent se mettre sous une forme commune très intéressante.

Dans le cas d'électrodes planes :

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{1}{d^2} \cdot U_a^{3/2} = \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \left(\frac{2}{3} E_{c1} \right)^2 \cdot U_a^{3/2},$$

En désignant par E_{c1} le champ électrostatique à la surface de la cathode, en l'absence de charge d'es-

pace, pour une différence de potentiel de un volt entre cathode et anode.

Dans le cas d'électrodes cylindriques :

$$J_0 = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{R_c \cdot R_a \cdot \beta^2 (R_a/R_c)}$$

$$= \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \left(\frac{2}{3} E_{c1}\right)^2 \cdot U_a^{3/2} \cdot \delta_1 \left(\frac{R_a}{R_c}\right)$$

avec : $E_{c1} = \frac{1}{R_c \ln (R_a/R_c)}$

et : $\delta_1 \left(\frac{R_a}{R_c}\right) = \frac{[\ln (R_a/R_c)]^2}{R_a/R_c \times \beta^2 (R_a/R_c)}$

Et dans le cas d'électrodes sphériques :

$$J_0 = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \frac{U_a^{3/2}}{R_c^2 \alpha^2 (R_a/R_c)}$$

$$= \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \left(\frac{2}{3} E_{c1}\right)^2 \cdot U_a^{3/2} \cdot \delta_2 (R_a/R_c)$$

avec : $E_{c1} = \frac{R_a/R_c}{R_c (R_a/R_c - 1)}$

et : $\delta_2 (R_a/R_c) = \frac{(R_a/R_c - 1)^2}{(R_a/R_c)^2 \cdot \alpha^2 (R_a/R_c)}$

Il est évidemment toujours possible, en multipliant et divisant par des quantités convenables, de mettre en évidence E_{c1}^2 , mais l'intérêt de cette façon de présenter les résultats vient de ce que les fonctions $\delta_1 (R_a/R_c)$ et $\delta_2 (R_a/R_c)$ ainsi explicitées présentent les particularités suivantes :

a) D'une part ce sont des fonctions de : R_a/R_c , c'est-à-dire caractérisant les proportions du système à l'exclusion de ses dimensions ;

b) D'autre part elles sont égales à : 1 pour $R_a/R_c = 1$ et tendent vers zéro quand R_a/R_c augmente indéfiniment. Le terme correspondant pour le cas des électrodes planes est constamment égal à l'unité.

On peut en conclure que si la méthode approchée que nous proposons aboutit au résultat :

$$J_0 = \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \left(\frac{2}{3} E_{c1}\right)^2 \cdot U_a^{3/2} \cdot \delta_1 (\lambda)$$

mettant ainsi en évidence le champ électrostatique E_c que la charge d'espace doit annuler, et la fonction δ_1 (caractéristique des structures cylindriques dans lesquelles la charge d'espace ne peut se disperser que dans une seule direction perpendiculaire à la direction du courant), on pourra espérer avoir obtenu des relations utilisables sous réserve qu'après confrontation avec des résultats expérimentaux on retouche λ , fonction des proportions du système.

Cas général

Soient S_c une surface de cathode et S_a une surface d'anode de forme générale cylindrique repré-

sentée, sur la figure 2 par une section perpendiculaire aux génératrices.

Les équations du problème sont :

$$\vec{E} = - \overrightarrow{\text{grad } V}$$

$$V_c = 0, E_c = 0$$

$$m \vec{\gamma} = - e \vec{E}$$

$$v_c = 0$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V$$

$$\Delta V = - \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\text{div} (\rho \vec{v}) = 0$$

$$J_0 = \lim (\rho \vec{v}) \text{ sur } S_c$$

$$= \lim. \left(- \epsilon_0 \Delta V \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} V \right) \text{ sur } S_c$$

dans lesquelles la plupart des symboles ont été définis précédemment. Ajoutons simplement que $\vec{E}$ représente le champ électrique en régime de charge d'espace γ l'accélération communiquée par ce champ aux électrons, et e la valeur absolue de la charge de l'électron.

Pour aborder ce problème nous ferons l'hypothèse simplificatrice essentielle suivante : la forme des surfaces équipotentielles est la même en régime électrostatique et en régime de charge d'espace, et seule la valeur du potentiel attachée à chacune de ces surfaces diffère d'un régime à l'autre.

Dans le cas que nous traitons où toutes les quantités peuvent être décrites en fonction de deux variables d'espace il est commode de trouver la forme des surfaces équipotentielles d'une certaine structure d'électrodes en régime électrostatique, par transformation conforme à partir d'une structure dans laquelle la forme des surfaces équipotentielles est connue. Or il se trouve que les structures d'électrodes qui nous intéressent dans la technique des tubes d'émission classique peuvent se déduire par des transformations conformes simples du système constitué par deux électrodes en forme de cylindres circulaires droits coaxiaux.

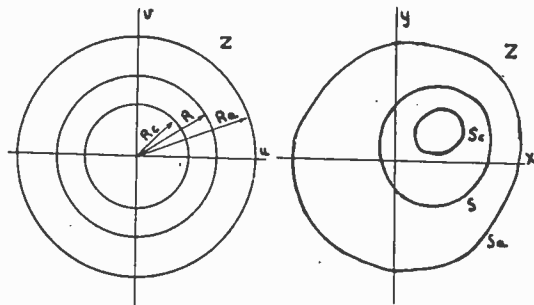


FIG. 3

Soit donc dans le plan z (u, v) (fig. 3) la section droite de ce dernier système d'électrodes.

Soient R_c et R_a les rayons respectifs de la cathode et de l'anode. Représentons dans le plan $Z(x, y)$ en S_c et S_a la section droite de la surface cathodique et de la surface anodique de la structure que nous voulons étudiés.

Par la transformation conforme $z = F(Z)$, S_c correspond à la circonférence de rayon R_c , S_a correspond à la circonférence de rayon R_a et représentons en S la courbe correspondant à la circonférence de rayon R .

La transformation : $z = F(Z)$ donne :

$$u + iv = F(x + iy) = g(x, y) + ih(x, y)$$

$$\text{d'où : } u = g(x, y)$$

$$v = h(x, y)$$

L'équation de la ligne S se déduit de l'équation : $u^2 + v^2 = R^2$ de la circonférence du rayon R en remplaçant u et v par leurs valeurs en fonction de x et y , soit :

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{u^2 + v^2} \\ &= \sqrt{[g(x, y)]^2 + [h(x, y)]^2} = f(x, y) \end{aligned}$$

On sait que les fonctions g et h présentent les propriétés suivantes :

$$\frac{\partial g}{\partial x} = \frac{\partial h}{\partial y}, \frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{\partial g}{\partial y}, \frac{\partial^2 g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 g}{\partial y^2} = 0, \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = 0$$

Si on pose selon des notations connues :

$$\Delta_1 f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \text{ et } \Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2}$$

on établit facilement, en utilisant les propriétés des fonctions g et h , les relations suivantes :

$$\Delta_1 f = \Delta_1 g = \Delta_1 h = f \times \Delta f = R \times \Delta f$$

Les formes des surfaces équipotentielles S ayant été ainsi établies il faut maintenant tenter d'assigner à chacune de ces courbes une valeur approximative du potentiel en régime de charge d'espace.

Autrement dit, après avoir établi l'équation $R = f(x, y)$ des surfaces équipotentielles, il faut trouver la valeur du potentiel $V(R)$ affectée à chacune d'elles.

Pour cela nous ferons appel aux relations :

$$\operatorname{div}(\vec{\rho v}) = 0$$

$$\Delta V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\frac{1}{2} m v^2 = e V$$

Nous savons que de la relation :

$$\operatorname{div}(\vec{\rho v}) = 0$$

On déduit :

$$\int_{\vec{\rho}} \rho v_n \cdot ds = \frac{I}{l}$$

l'intégrale curviligne étant prise le long d'une courbe fermée entourant la cathode S_c . Nous prendrons comme chemin d'intégration une des lignes équipotentielles déterminées précédemment.

On a donc :

$$\int_{R=f(x,y)} -\epsilon_0 \Delta V \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} V \cdot \cos \theta \cdot ds = \frac{I}{l}$$

en désignant par θ l'angle que fait le vecteur vitesse v avec la normale à la courbe $R = f(x, y)$.

Les différents termes de l'intégrale se calculent facilement :

$$\Delta V = \Delta_1 f \cdot \frac{d^2 V}{dR^2} + \Delta f \cdot \frac{dV}{dR}$$

$$= \Delta_1 f \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right)$$

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} V$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{I}{l} &= \int_{R=f(x,y)} -\epsilon_0 \cdot \Delta_1 f \cdot \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} V \cdot \cos \theta \cdot ds \\ &= -\epsilon_0 \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} V \cdot \int_{R=f(x,y)} \Delta_1 f \cdot \cos \theta \cdot ds \end{aligned} \quad (7)$$

car le long du chemin d'intégration, R est constant V également ainsi que ses dérivées, par rapport à R .

Pour étudier l'intégrale nous allons repasser aux variables u, v . Le chemin d'intégration devient la circonférence de rayon R centrée sur l'origine et l'élément différentiel de l'intégrale se calcule de la façon suivante :

$$du = \frac{\partial g}{\partial x} dx + \frac{\partial g}{\partial y} dy$$

$$dv = \frac{\partial h}{\partial x} dx + \frac{\partial h}{\partial y} dy$$

$$\begin{aligned} du^2 + dv^2 &= \left[\left(\frac{\partial g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 \right] dx^2 \\ &+ 2 \left[\frac{\partial g}{\partial x} \cdot \frac{\partial g}{\partial y} + \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \frac{\partial h}{\partial y} \right] dx dy \\ &+ \left[\left(\frac{\partial g}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 \right] dy^2 = \Delta_1 f \cdot (dx^2 + dy^2) \end{aligned}$$

Donc :

$$ds' = \sqrt{du^2 + dv^2} = \sqrt{\Delta_1 f} \cdot \sqrt{dx^2 + dy^2} = \sqrt{\Delta_1 f} \cdot ds$$

et l'intégrale s'écrit :

$$\int_{R=\sqrt{u^2+v^2}} \sqrt{\Delta_1 f} \cdot \cos \theta \cdot ds'$$

Pour pouvoir continuer les calculs, nous allons faire l'hypothèse que la valeur moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f}$ cos θ le long d'une circonférence équipotentielle est constante et indépendante de la circonférence équipotentielle considérée.

Soit A cette valeur constante :

$$\frac{1}{2\pi R} \cdot \int_{R=\sqrt{u^2+v^2}} \sqrt{\Delta_1 f} \cdot \cos \theta \cdot ds' = A.$$

$$\text{d'où : } \int_{R=\sqrt{u^2+v^2}} \sqrt{\Delta_1 f} \cdot \cos \theta \cdot ds' = A \times 2\pi R$$

et la relation (7) s'écrit :

$$\frac{I}{l} \cdot \frac{1}{A} = -\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot 2\pi R \cdot \sqrt{V} \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \quad (8)$$

Pour éviter les ambiguïtés nous allons remplacer $\frac{I}{l}$ par $\left(\frac{I}{l}\right)_{(x,y)}$ pour rappeler qu'il s'agit du courant électronique émis par le système d'électrodes du plan (x, y) .

Mais l'étude de la répartition de la charge d'espace entre électrodes cylindriques coaxiales nous a appris [équation (1)] que le deuxième membre de l'expression ci-dessus a une valeur constante : $\left(\frac{I}{l}\right)_{(u,v)}$

$$\text{Donc : } \left(\frac{I}{l}\right)_{(x,y)} = A \left(\frac{I}{l}\right)_{(u,v)}$$

D'autre part, la transformation conforme qui permet de passer du plan (x, y) à une configuration en circonférences concentriques dans le plan (u, v) n'est déterminée qu'à une homothétie près.

On peut donc choisir l'homothétie pour que $A = 1$

$$\text{et alors : } \left(\frac{I}{l}\right)_{(x,y)} = \left(\frac{I}{l}\right)_{(u,v)}$$

et l'équation (8) devient :

$$\left(\frac{I}{l}\right)_{(u,v)} = -\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot 2\pi R \sqrt{V} \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right)$$

elle est identique à (2) et la solution de cette équation différentielle a été donnée par Langmuir (3), (4), (5), (7).

Ainsi l'hypothèse faite sur les valeurs moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f}$ cos θ nous a permis de déterminer une valeur $V(R)$ du potentiel affectée à chaque courbe $f(x, y) = R$, et cette valeur de potentiel est précisément celle qui est affectée à la circonférence équipotentielle de rayon R dans le plan (u, v) lorsqu'on étudie dans ce plan la répartition du potentiel en régime de charge d'espace entre les cylindres coaxiaux de rayons R_c et R_a .

D'ailleurs nous n'avons même pas besoin d'utiliser la valeur $V(R)$ du potentiel donnée par (4) car l'expression (7) montre que la densité de courant de courant à la surface de S_c a pour valeur :

$$J(x, y)_c = \left[-\varepsilon_0 \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \sqrt{\frac{2e}{m}} V \right]_{R=R_c} \times [\Delta_1 f(x, y)]_c$$

car $(\cos \theta)_{S_c} = 0$.

Or, d'après (1) et (3) on a :

$$\left[-\varepsilon_0 \left(\frac{d^2 V}{dR^2} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dV}{dR} \right) \sqrt{\frac{2e}{m}} V \right]_{R=R_c} = J(R_c)$$

et :

$$J(R_c) = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{R_a \cdot R_c \cdot \beta^2 (R_a/R_c)}$$

$$\text{Donc : } J(x, y)_c \quad (9)$$

$$= \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{R_a \cdot R_c \cdot \beta^2 (R_a/R_c)} \left[\Delta_1 f(x, y) \right]_c$$

Considérons maintenant le cas de la répartition électrostatique du potentiel dans le plan (x, y) . On sait que cette répartition peut se déduire rigoureusement par la méthode de la transformation conforme de la répartition du potentiel dans le plan (u, v) . Or celle-ci est connue et le champ électrostatique a par exemple pour valeur :

$$\frac{dV_{\text{stat}}}{dR} = \frac{U_a}{R \cdot \ln(R_a/R_c)} \quad (\ln = \text{logarithme népérien})$$

Dans le plan (x, y) , le champ électrique a pour expression :

$$\begin{aligned} E^2_{\text{stat}} &= \left(\frac{\partial V_{\text{stat}}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_{\text{stat}}}{\partial y} \right)^2 \\ &= \left(\frac{dV_{\text{stat}}}{dR} \right)^2 \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

d'où :

$$\left[\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \right] = \frac{E^2_{\text{stat}}}{\left(\frac{dV_{\text{stat}}}{dR} \right)^2} = \frac{E^2_{\text{stat}}}{U_a^2} \cdot [R \cdot \ln(R_a/R_c)]^2$$

et par conséquent :

$$\begin{aligned} J &= \frac{4}{9} \cdot \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \left(\frac{E_c}{U_a} \right)^2 \cdot \frac{R_a/R_c \cdot \beta^2 (R_a/R_c)}{[\ln(R_a/R_c)]^2} \\ &= \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \left(\frac{2}{3} E_{c1} \right)^2 \cdot \delta_1 (R_a/R_c) \end{aligned}$$

Nous retrouvons donc la formule générale établie précédemment, ce qui est une indication favorable en ce qui concerne la valeur pratique des résultats obtenus, et d'autre part nous savons comment faire correspondre à une structure déterminée d'électrodes S_c et S_a un nombre : R_a/R_c permettant de calculer la valeur de la fonction : δ_1 .

Cas des électrodes cylindriques parallèles non coaxiales

Selon la méthode générale représentons dans le plan $Z(x, 0, y)$ la section droite de la structure étudiée et dans le plan $z(u, 0, v)$ la section droite de la

structure coaxiale correspondante (fig. 4). De plus disposons les plans Z et z de façon que l'axe $O_1 u$ soit superposé à l'axe Ox , la distance $O_1 O$ étant égale à : x_0 .

Posons : $z_1 = x_0 + z$.

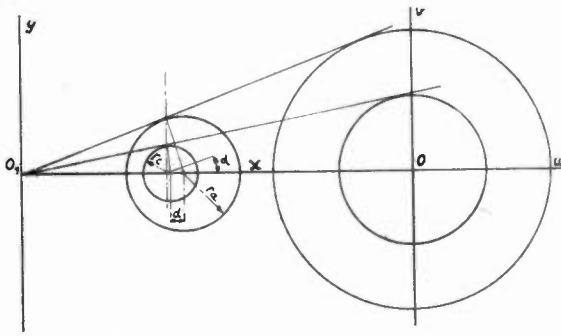


FIG. 4

La transformation conforme qui permet de passer de Z à z est l'inversion :

$$Z z_1 = k^2$$

ou : $Z (x_0 + z) = k^2$

On en déduit la suite de calculs évidents :

$$z = \frac{k^2}{Z} - x_0$$

$$u + i v = \frac{k^2}{x + i y} - x_0 = \frac{k^2 x}{x^2 + y^2} - x_0 - i \frac{k^2 y}{x^2 + y^2}$$

$$u = \frac{k^2 x}{x^2 + y^2} - x_0 = g(x, y)$$

$$v = \frac{-k^2 y}{x^2 + y^2} = h(x, y)$$

$$R = \sqrt{u^2 + v^2} = \sqrt{\left(\frac{k^2 x}{x^2 + y^2} - x_0\right)^2 + \left(\frac{k^2 y}{x^2 + y^2}\right)^2} = f(x, y)$$

On en tire :

$$\left(x - \frac{k^2 x_0}{x_0^2 - R^2}\right)^2 + y^2 = \frac{k^4 R^2}{(x_0^2 - R^2)^2}$$

ce qui montre qu'à une circonférence de rayon R du plan (u, v) correspond dans le plan (x, y) une circonférence de rayon : $r = \frac{h^2 R}{x_0^2 - R^2}$ et dont le centre a pour abscisse :

$$x_r = \frac{k^2 x_0}{x_0^2 - R^2}$$

Mais physiquement le système étudié est donné par la valeur des rayons : r_c et r_a de la cathode et de l'anode et par la distance : d de leurs centres. C'est donc en fonction de r_c , r_a et d que toutes les quantités qui interviennent dans les calculs doivent être exprimées.

Si on appelle : x_c et x_a les abscisses des centres de la cathode et de l'anode on a :

$$x_0 = \frac{k^2 d}{\sqrt{(r_a^2 + r_c^2 - d^2)^2 - 4 r_a^2 r_c^2}} = k^2 \alpha_0$$

$$\left. \begin{aligned} x_a &= \frac{1 + \sqrt{1 + 4 r_a^2 \alpha_0^2}}{2 \alpha_0} \sim \frac{r_a^2}{d} \\ x_c &= \frac{1 + \sqrt{1 + 4 r_c^2 \alpha_0^2}}{2 \alpha_0} \sim \frac{r_a^2 - d^2}{d} \end{aligned} \right\} \text{ pour } r_c \ll r_a$$

$$R_a = \frac{r_a x_0}{x_a} = k^2 \cdot \frac{r_a x_0}{x_a}$$

$$R_c = \frac{r_c x_0}{x_c} = k^2 \cdot \frac{r_c x_0}{x_c}$$

et : $\frac{x_c}{x_c^2 - r_c^2} = \frac{x_0}{k^2} = \alpha_0$

De plus : $\Delta_1 f = \Delta_1 g = \frac{k^4}{(x^2 + y^2)^2}$

Repérons un point à la surface de la cathode par l'angle α que fait la droite passant par le centre de la cathode et ce point avec l'axe $O x_1$ (fig. 4).

Cette notation permet d'écrire :

$$x = x_c + r_c \cos \alpha$$

$$y = r_c \sin \alpha$$

$$(\Delta_1 f)_c = \frac{k^4}{(x_c^2 + r_c^2 + 2 x_c r_c \cos \alpha)^2}$$

et d'après (9) :

$$\begin{aligned} J &= \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{k^4}{(x_c^2 + r_c^2 + 2 x_c r_c \cos \alpha)^2} \\ &\quad \cdot \frac{1}{R_a R_c \beta^2 (R_a/R_c)} \\ &= \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^3 \cdot \frac{1}{(x_c^2 + r_c^2 + 2 x_c r_c \cos \alpha)^2} \\ &\quad \cdot \frac{r_a r_c \alpha_0^2}{x_a x_c} \cdot \beta^2 \left(\frac{r_a x_c}{r_c x_a} \right) \end{aligned}$$

Le courant total émis par la cathode a pour valeur :

$$\frac{I}{l} = 2 \int_0^\pi J \cdot r_c d\alpha$$

$$\text{or : } \int_0^\pi \frac{d\alpha}{(x_c^2 + r_c^2 + 2 x_c r_c \cos \alpha)^2} = \frac{\pi}{(x_c^2 - r_c^2)^2} = \pi \left(\frac{\alpha_0}{x_c} \right)^2$$

Donc :

$$\frac{I}{l} = 2\pi \cdot \frac{4}{9} \cdot \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{x_a}{x_c} \cdot \frac{1}{r_a \cdot \beta^2 \left[\frac{r_a}{r_c} \times \frac{x_c}{x_a} \right]}$$

Si on tient compte de ce que :

$$\frac{x_c}{x_a} = 1 - \frac{d^2}{r_a^2}$$

On obtient finalement :

$$\frac{I}{l} = 2 \pi \cdot \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{2/3} \frac{1}{r'_a \cdot \beta^2 (r'_a/r_c)} \quad (10)$$

avec :
$$r'_a = r_a \cdot \left(1 - \frac{d^2}{r_a^2}\right)$$

Examinons maintenant ce que signifie l'hypothèse faite au sujet de la valeur moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f} \cos \theta$, à savoir que cette valeur moyenne exprimée en fonction de u et v et prise le long d'une circonférence équipotentielle du plan (u, v) est indépendante de l'équipotentielle choisie.

$$\begin{aligned} \sqrt{\Delta_1 f} &= \frac{k^2}{x^2 + y^2} = \frac{(u + x_0)^2 + v^2}{k^2} \\ &= \frac{R^2 + x_0^2 + 2 x_0 R \cos \varphi}{k^2} \end{aligned}$$

avec $u = R \cos \varphi$ et $v = R \sin \varphi$.

et la valeur moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f}$ le long d'une circonférence équipotentielle de rayon R a pour valeur :

$$\frac{1}{2 \pi R} \int_0^{2\pi} \sqrt{\Delta_1 f} \cdot 2 R d\varphi = \frac{R^2 + x_0^2}{k^2}$$

Faisons le calcul à la surface de la cathode. Dans ce cas, $\cos \theta$ doit être constamment pris égal à l'unité, cette expression prendra valeur : $\frac{R_c^2 + x_0^2}{k^2}$

et on voit qu'on peut choisir k^2 de sorte qu'elle soit égale à l'unité. Le long d'une circonférence équipotentielle autre que la cathode la valeur moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f}$ est :

$$\frac{R^2 + x_0^2}{k^2} > \frac{R_c^2 + x_0^2}{k^2} \text{ puisque } R > R_c$$

Il n'est donc pas absurde de supposer qu'une distribution convenable de $\cos \theta$ rendra la valeur moyenne de $\sqrt{\Delta_1 f} \cdot \cos \theta$ égale à :

$$\frac{R_c^2 + x_0^2}{k^2}$$

Vérification expérimentale

Pour soumettre au contrôle de l'expérience le formules établies ci-dessus nous avons réalisé le montage représenté sur la figure 5 ci-contre dans

laquelle un filament cathodique chauffé directement est tendu parallèlement à l'axe d'une anode cylindrique subdivisée en trois parties extrêmes recueillant le courant électronique émis par les parties de la cathode au voisinage desquelles le champ électrique n'est plus contenu dans un plan perpendiculaire à l'axe du système.

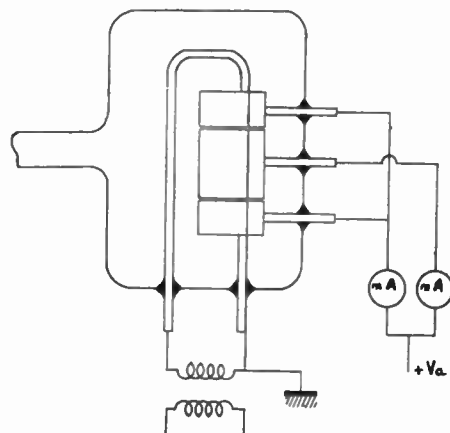


FIG. 5

On a relevé le courant électronique recueilli par la partie centrale de l'anode pour différentes tensions anodiques, dans les conditions expérimentales représentées tableau I :

TABEAU I

	d cm	r_c cm	r_a cm
a	2,26	0,0365	3,485
b	2,96	»	»
c	2,25	0,0514	»
d	2,95	»	»

Appliquons à ces différents cas la formule (10) établie ci-dessus :

$$\frac{I}{l} = 14,66 \cdot 10^{-6} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{r'_a \cdot \beta^2 (r'_a/r_c)} \cdot \text{A/cm/V}$$

avec :
$$r'_a = r_a \cdot \left(1 - \frac{d^2}{r_a^2}\right)$$

(Notons au passage que dans le cas où r_a et d deviennent infinis de telle façon que $r_a - d = \delta$ reste constant, ce qui correspond à une cathode cylindrique parallèle à une anode plane et située à une distance : δ de cette anode :

$$\frac{1}{l} = 14,66 \cdot 10^{-6} \cdot U_a^{3/2} \frac{1}{2 \delta \cdot \beta^2 (2 \delta/r_c)} \text{ A/cm/V}$$

Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau II.

TABLEAU II

<i>I</i> mA	<i>I</i> / <i>l</i> mA/cm	<i>U_a</i> volts	<i>K</i> observé	<i>K</i> calculé	
34	5,66	100	0,00566	0,006892	(a) <i>r_a</i> = 3,485 cm <i>r_c</i> = 0,0365 cm <i>d</i> = 2,26 cm <i>l</i> = 6 cm
56	9,33	125	0,00668		
72	12	150	0,00654		
95	15,83	175	0,00684		
114	19	200	0,00671		
128	21,33	225	0,00631		
165	27,5	250	0,00695		
195	32,5	275	0,00712		
72	12	100	0,012	0,01418	(b) <i>r_a</i> = 3,485 cm <i>r_c</i> = 0,0365 cm <i>d</i> = 2,96 cm <i>l</i> = 6 cm
110	18,33	125	0,0131		
150	25	150	0,0136		
200	33,33	175	0,0144		
25	4,17	80	0,00583	0,00659	(c) <i>r_a</i> = 3,485 cm <i>r_c</i> = 0,0514 cm <i>d</i> = 2,25 cm <i>l</i> = 6 cm
32,5	5,42	90	0,00632		
39,5	6,58	100	0,00658		
55	9,17	125	0,00655		
78	13	150	0,00703		
95	15,83	175	0,00684		
53	8,83	80	0,0123	0,01386	(d) <i>r_a</i> = 3,485 cm <i>r_c</i> = 0,0514 cm <i>d</i> = 2,95 cm <i>l</i> = 6 cm
67	11,17	90	0,0131		
79	14,83	100	0,0148		
117	19,5	125	0,0139		
158	26,3	150	0,0143		
203	33,83	175	0,0146		

On a désigné par *K* le coefficient de la formule : $\frac{I}{l} = K \cdot U_a^{3/2}$ dans laquelle $\frac{I}{l}$ est exprimé en mil-liampères et *U_a* en volts. Si nous calculons les valeurs moyennes de *K* observé et que nous les rapprochions des valeurs de *K* calculées, nous obtenons les résultats du tableau III :

TABLEAU III

	<i>K</i> moyen	<i>K</i> observé	<i>K</i> calculé
<i>a</i>		0,0066	0,006892
<i>b</i>		0,0133	0,01418
<i>c</i>		0,00653	0,00659
<i>d</i>		0,01383	0,01386

On voit que dans l'ensemble la concordance est assez satisfaisante, mais il ne faut pas attacher à cette concordance une importance exagérée car l'examen

détaillé des résultats expérimentaux montre que les chiffres relevés n'obéissent pas à la loi de la puissance 3/2 ; ceci peut être dû soit à un vide insuffisant, soit à une déformation de la cathode par le champ électrostatique, la cathode se rapprochant de l'anode au fur et à mesure que la tension anodique appliquée s'élève.

Cas d'une nappe de filaments cathodiques cylindriques régulièrement espacés parallèles à une anode plane

Considérons un point *P* du plan (*O u v*) (fig. 7). Si nous transportons dans le plan (*O u v*) l'origine *O* des axes en un point *O₁* de *O u*, tel que *O₁O* = *x₀*, le nouvel affixe *z'* du point *P* sera :

$z' = x_0 + z.$

Transformons par inversion le plan *O u v* en un plan *O₁ u₁ v₁*. Le point *P* se transformera en un point *Q* dont l'affixe *z₁* sera tel que :

$$z_1 z' = k^2.$$

Changeons d'axes dans le plan du point Q et prenons comme nouveaux axes $O_2 u_2, O_2 v_2$ tels que $O_2 v_2$ soit parallèle à $O_1 v_1$ et que

$$O_1 O_2 = x_a$$

Considérons maintenant un plan $(I X Y)$ (fig. 8) et désignons par $w = X + i Y$ l'affixe d'un point de ce plan. Faisons correspondre le plan $(I X Y)$ au plan $(O_2 u_2 v_2)$ par la transformation conforme :

$$w = \frac{a}{2\pi} \ln \frac{z_2}{d}, \quad (\ln = \text{logarithme népérien})$$

On a :

$$z_2 = u_2 + i v_2 = \rho e^{i\theta} \quad (\text{en coordonnées polaires}).$$

donc :

$$X + i Y = \frac{a}{2\pi} \ln \frac{\rho}{d} + \frac{a}{2\pi} i \theta$$

d'où :

$$X = \frac{a}{2\pi} \ln \frac{\rho}{d}$$

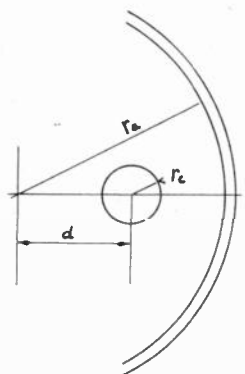


FIG. 6

$$Y = \frac{a}{2\pi} \theta = \frac{a}{2\pi} (\theta_0 + 2h\pi) = \frac{a}{2\pi} \theta_0 + h a.$$

Cherchons ce que devient dans le plan $(I X Y)$ le centre C de la surface cathodique S_c . Dans le plan $(O_2 u_2 v_2)$ le point C est caractérisé en coordonnées polaires par :

$$\rho = d, \quad \theta = \pi$$

D'où :

$$X_c = \frac{a}{2\pi} \ln 1 = 0$$

$$Y_c = \frac{a}{2} + h a.$$

Ces équations représentent une suite de points situés sur l'axe $I Y$ et espacés les uns des autres de la longueur : a . La surface cathodique S_c du plan $(O_2 u_2 v_2)$ est représentée dans le plan $I X Y$ par une suite de courbes fermées entourant chacun des points représentatifs du point C .

Si r_c est suffisamment petit devant d et r_a , ce qui est pratiquement toujours le cas, ces courbes fermées peuvent être assimilées à des circonférences. Pour trouver le rayon r_0 de ces courbes qui repré-

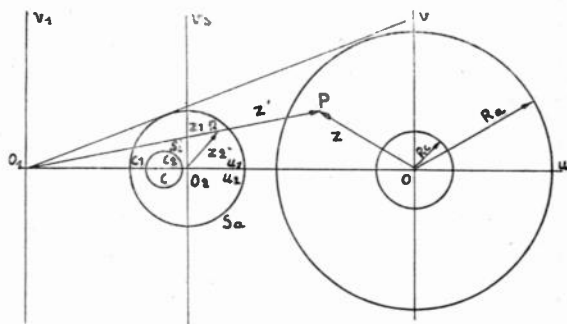


FIG. 7

sentent la surface des filaments cathodiques, cherchons les abscisses X_1 et X_2 des points du plan $(I X Y)$ correspondants aux points C_1 et C_2 d'intersection de la circonférence S_c avec l'axe $O_2 u_2$

$$X_1 = \frac{a}{2\pi} \ln \left(\frac{d + r_c}{d} \right)$$

$$X_2 = \frac{a}{2\pi} \ln \left(\frac{d - r_c}{d} \right)$$

$$X_1 - X_2 = 2 r_0 = \frac{2\pi}{a} \ln \frac{d + r_c}{d - r_c}$$

d'où : pour $\frac{r_c}{d} \ll 1$

$$r_0 \sim \frac{a r_c}{2\pi d} \quad \text{et} \quad r_c \sim \frac{2\pi d r_0}{a}$$

Enfin la circonférence S_a de centre O_2 et de rayon : r_a se transforme en la droite parallèle à IY et d'abscisse :

$$X_a = \frac{a}{2\pi} \ln \frac{r_a}{d} = \delta$$

et :

$$r_a = d e^{\frac{2\pi\delta}{a}}$$

La configuration dans le plan $I X Y$ est représentée sur la fig. 8. On voit qu'aux éléments δ, a, r_0 de

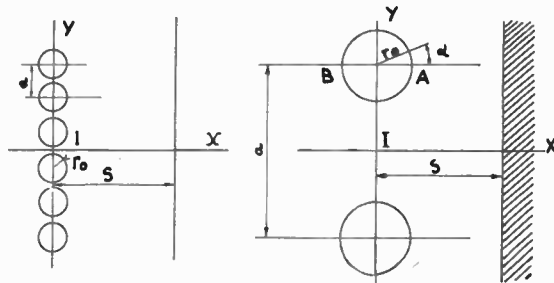


FIG. 8

FIG. 9

cette configuration on peut faire correspondre les éléments : r_a et r_c du plan $O_2 u_2 v_2$ par les formules :

$$r_a = d e^{\frac{2\pi\delta}{a}}$$

$$r_c = \frac{2\pi d r_0}{a}$$

la grandeur : d étant arbitraire.

Pour trouver la valeur de la densité d'émission électronique à la surface de la cathode :

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{R_a \cdot R_c \cdot \beta^2 (R_a/R_c)} \cdot \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)^2 \right]$$

il faut mettre l'équation des surfaces équipotentielles dans le plan (I X Y) sous la forme :

$$R = f(X, Y)$$

$$\text{Or : } R = \sqrt{u^2 + v^2}$$

$$u = \frac{k^2 u_1}{u_1^2 + v_1^2} = x_0$$

$$v = - \frac{k^2 v_1}{u_1^2 + v_1^2}$$

Il suffit de calculer :

$$u = g(X, Y) \text{ ou } v = h(X, Y)$$

car on sait que $\Delta_1 f = \Delta_1 g = \Delta_1 h$.

$$\text{or : } u_1 = x_a + u_2$$

$$v_1 = v_2$$

et :

$$z_2 = d e^{\frac{2\pi w}{a}} = d e^{\frac{2\pi(X+iY)}{a}}$$

$$u_2 + i v_2 = d e^{\frac{2\pi X}{a}} \left(\cos \frac{2\pi Y}{a} + i \sin \frac{2\pi Y}{a} \right)$$

$$u_2 = d e^{\frac{2\pi X}{a}} \cos \frac{2\pi Y}{a}$$

$$v_2 = d e^{\frac{2\pi X}{a}} \sin \frac{2\pi Y}{a}$$

d'où :

$$u = \frac{k^2 \left(x_a + d e^{\frac{2\pi X}{a}} \cos \frac{2\pi Y}{a} \right)}{x_a^2 + 2 x_a d e^{\frac{2\pi X}{a}} \cos \frac{2\pi Y}{a} + d^2 e^{\frac{4\pi X}{a}}} = x_0$$

$$\text{On trouve : } \Delta_1 u = k^4 \cdot \frac{4\pi^2 d^2}{a} \times$$

$$\frac{e^{\frac{4\pi X}{a}}}{\left(x_a^2 + 2 x_a d e^{\frac{2\pi X}{a}} \cos \frac{2\pi Y}{a} + d^2 e^{\frac{4\pi X}{a}} \right)^2}$$

Si on donne à X et Y les valeurs :

$$X_c = r_0 \cos \alpha$$

$$\text{et : } Y_c = \frac{a}{2} + r_0 \sin \alpha$$

que prennent ces variables à la surface de la cathode (fig. 9), et si on remplace : x_a par sa valeur :

$$x_a = \frac{r_a^2}{d} = d e^{\frac{4\pi\delta}{a}},$$

$$\text{On trouve : } (\Delta_1 u)_c = k^4$$

$$\frac{4\pi^2}{a^2 d^2} \cdot \frac{e^{\frac{4\pi r_0 \cos \alpha}{a}}}{\left(e^{\frac{8\pi\delta}{a}} - 2 e^{\frac{4\pi\delta}{a}} \cdot e^{\frac{2\pi r_0 \cos \alpha}{a}} \cos \frac{2\pi r_0 \sin \alpha}{a} + e^{\frac{4\pi r_0 \cos \alpha}{a}} \right)^2}$$

Cette expression est valable quelles que soient les valeurs de $\frac{\delta}{a}$; par contre nous avons supposé que la courbe équipotentielle passant par A et B était une circonférence. En réalité c'est une courbe de forme générale elliptique, mais on trouve que le grand axe AB ne dépasse pas le petit axe de plus de 10 % tant que :

$$\frac{r_0}{a} < 0,05.$$

Dans tous les cas pratiques la valeur de $e^{\frac{2\pi r_0}{a}}$ est négligeable devant la valeur de $e^{\frac{4\pi\delta}{a}}$ et la formule peut-être simplifiée ainsi :

$$(\Delta_1 u)_c = k^4 \cdot \frac{4\pi^2}{a^2 d^2} \cdot \frac{e^{\frac{4\pi r_0 \cos \alpha}{a}}}{e^{\frac{16\pi\delta}{a}}}$$

et :

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{1}{R_a R_c \cdot \beta^2 (R_a/R_c)} \cdot (\Delta_1 u)_c$$

$$(11)$$

$$= \frac{4}{9} \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{2\pi}{a \cdot r_0 \cdot e^{\frac{2\pi\delta}{a}} \cdot \beta^2 \left(a e^{\frac{2\pi\delta}{a}} - \frac{2\pi r_0}{2\pi r_0} \right)} \cdot e^{\frac{4\pi r_0 \cos \alpha}{a}}$$

$$\frac{I}{l} = 2 \int_0^\pi r_0 \cdot J \cdot d\alpha$$

$$\text{Or : } 2 \int_0^\pi e^{\frac{4\pi r_0 \cos \alpha}{a}} d\alpha = 2\pi I_0 \left(\frac{4\pi r_0}{a} \right)$$

en désignant par $I_0(z)$ la fonction de Bessel modifiée de première espèce.

$$\text{Donc : } (12)$$

$$\frac{I}{l} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot U_a^{3/2} \cdot \frac{4\pi^2}{a \cdot e^{\frac{2\pi\delta}{a}} \cdot \beta^2 \left(a e^{\frac{2\pi\delta}{a}} - \frac{2\pi r_0}{2\pi r_0} \right)} \cdot I_0 \left(\frac{4\pi r_0}{a} \right)$$

Cette formule donne l'émission électronique par unité de longueur d'un brin de la cathode.

Remarquons que le rapport de la densité du courant émis par la cathode en A à la densité du courant émis par la cathode en B (fig. 9) a pour expression :

$$\frac{J_A}{J_B} = e^{\frac{8\pi r_0}{a}}$$

Pour : $\frac{r_0}{a} = \frac{1}{20}$ on trouve : $\frac{J_A}{J_B} = 3,5$

Ainsi on demande au point A une émission spécifique 3,5 fois plus forte qu'au point B. Si la cathode est en tungstène pur on atteint la saturation en A bien avant de l'atteindre en B et il n'y a pas d'autre inconvénient qu'une courbure accentuée des caractéristiques qui ne suivent plus la loi en $U_a^{3/2}$.

Par contre si on utilise une cathode en tungstène thorié, comme il ne faut pas que la couche de thorium superficielle soit soumise à un champ électrique, il faudra demander à la cathode de fournir en A une densité de courant inférieure ou au plus égale à la valeur de saturation, et par conséquent en B la densité de courant émise sera 3,5 fois plus faible que celle qui pourrait être fournie sans danger.

Si les fils sont espacés de huit fois leur diamètre le rapport $\frac{J_A}{J_B}$ devient égal à 4,8.

Cas d'une anode cylindrique et d'une cathode constituée par des filaments cylindriques régulièrement disposés à la surface d'un cylindre coaxial à l'anode (cathode en forme de cage).

Considérons la configuration d'électrodes représentée sur la figure 10 ci-dessous. Soient : a le rayon de l'anode, c le rayon de la cathode, r_0 le rayon d'un filament cathodique et N le nombre de ces filaments.

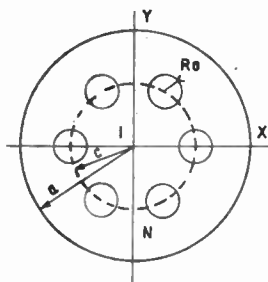


FIG. 10

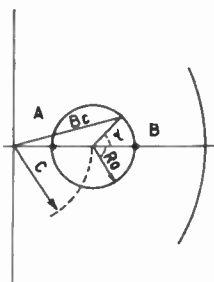


FIG. 11

On passe de la configuration du plan $O_2 u_2 v_2$ (fig. 7) à la configuration du plan $X I Y$ ci-dessus par la transformation conforme :

$$w = c \left(\frac{z_2}{d} \right)^{1/N}$$

Les éléments : a , c , r_0 et N du plan $I X Y$ sont reliés aux éléments r_a , r_c et d du plan $O_2 u_2 v_2$ par les relations :

$$a = c \left(\frac{r_a}{d} \right)^{1/N}$$

d'où :

$$r_a = \left(\frac{a}{c} \right)^N \times d$$

et :

$$c + r_0 = c \left(\frac{d + r_c}{d} \right)^{1/N}$$

d'où :

$$r_c = d \cdot \left[\left(1 + \frac{r_0}{c} \right)^N - 1 \right] \sim d \cdot \frac{N r_0}{c}$$

Si on désigne par ρ et θ les coordonnées polaire d'un point du plan $O_2 u_2 v_2$ et par b et φ les coordonnées polaires d'un point du plan $I X Y$ on a :

$$b e^{i\varphi} = c \left(\frac{\rho e^{i\theta}}{d} \right)^{1/N}$$

$$z_2 = d \left(\frac{b e^{i\varphi}}{c} \right)^N = u_2 + i v_2$$

d'où :

$$u_2 = d \cdot \frac{b^N}{c^N} \cos N \varphi$$

$$v_2 = d \cdot \frac{b^N}{c^N} \sin N \varphi$$

En employant la méthode suivie au paragraphe précédent et les mêmes notations on a :

$$u = \frac{k^2 (x_a + d \left(\frac{b}{c} \right)^N \cos N \varphi)}{x_a^2 + 2 d x_a \left(\frac{b}{c} \right)^N \cos N \varphi + d^2 \left(\frac{b}{c} \right)^{2N}} - x_0$$

$$v = \frac{k^2 d \left(\frac{b}{c} \right)^N \sin N \varphi}{x_a^2 + 2 d x_a \left(\frac{b}{c} \right)^N \cos N \varphi + d^2 \left(\frac{b}{c} \right)^{2N}}$$

On en tire :

$$\begin{aligned} \Delta_1 u &= \Delta_1 v = \left(\frac{\partial v}{\partial b} \right)^2 + \frac{1}{b^2} \left(\frac{\partial v}{\partial \varphi} \right)^2 \\ &= k^4 \cdot \frac{N^2 d^2}{b^2} \cdot \left(\frac{b}{c} \right)^{2N} \\ &\quad \frac{1}{\left(x_a^2 + 2 d x_a \left(\frac{b}{c} \right)^N \cos N \varphi + d^2 \left(\frac{b}{c} \right)^{2N} \right)^2} \end{aligned}$$

En tenant compte des ordres de grandeur habituels des différentes quantités qui interviennent et en

faisant les approximations justifiées par ces ordres de grandeur, on trouve :

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2} \cdot \frac{N \left(\frac{b_c}{c} \right)^{2N-2}}{\left(\frac{a}{c} \right)^N r_0 c \cdot \beta^2 \left[\left(\frac{a}{c} \right)^N / \frac{N r_0}{c} \right]}$$

A la surface d'un brin cathodique on a : (fig. 11)
 $b_c^2 = c^2 + r_0^2 + 2 c r_0 \cos \alpha$ et par conséquent :

$$J = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2} \cdot \frac{N \left[1 + \frac{r_0^2}{c^2} + 2 \frac{r_0}{c} \cos \alpha \right]^{N-1}}{\left(\frac{a}{c} \right)^N \cdot r_0 c \cdot \beta^2 \left[\left(\frac{a}{c} \right)^N / \frac{N r_0}{c} \right]} \quad (13)$$

et l'émission électronique par unité de longueur d'un seul brin cathodique a pour expression :

$$\frac{I}{l} = \frac{\frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2} \cdot N}{\left(\frac{a}{c} \right)^N \cdot c \cdot \beta^2 \left[\left(\frac{a}{c} \right)^N / \frac{N r_0}{c} \right]} \cdot 2 \int_0^\pi \left(1 + \frac{r_0^2}{c^2} + 2 \frac{r_0}{c} \cos \alpha \right)^{N-1} d\alpha \quad (14)$$

D'après ces formules le rapport de la densité du courant électronique émis par la partie B (fig. 11) du brin de la cathode qui est près de l'anode à la densité du courant électronique émis par la partie opposée A a pour expression :

$$\frac{J_B}{J_A} = \left(\frac{1 + \frac{r_0}{c}}{1 - \frac{r_0}{c}} \right)^{2N-2}$$

Par exemple, pour :

$$c = 1 \text{ cm}, r_0 = 0,05 \text{ cm}, N = 8$$

$$\frac{J_B}{J_A} = \left(\frac{1,05}{0,95} \right)^{14} = 4,06$$

Conclusion

Nous avons établi des formules approchées donnant la valeur du courant électronique émis par la cathode en fonction de la tension d'anode pour des structures de cathode présentant un intérêt pratique. Dans le cas d'un filament cathodique cylindrique parallèle mais non coaxial à l'anode une vérification expérimentale a été effectuée. Il serait intéressant de soumettre les autres relations établies à un contrôle expérimental systématique.

BIBLIOGRAPHIE

CHILD, D. C., Discharge from Hot Ca O, *Phys. Rev.*, vol. 32, pp. 492-511, May, 1911.

LANGMUIR, I., The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum, *Phys. Rev.*, Ser. 2, vol. 2, pp. 450-486, december, 1913.

LANGMUIR, I., and K. B. BLODGETT, Currents Limited by Space Charge between Coaxial Cylinders, *Phys. Rev.*, Ser. 2, vol. 22, pp. 347-357, october, 1923.

LANGMUIR, I., and K. T. COMPTON, Electrical Discharges in Gases, *Rev. Modern Phys.*, vol. 13, pp. 191-257, April, 1931.

SPANGENBERG, K. R. Vacuum Tubes, chapter 8, Mc Graw-Hill Book Company, 1948.

ALIMENTATION SIMULTANÉE D'UN AÉRIEN PAR DEUX ÉMETTEURS DE 100 ET 20 KW AU CENTRE DE TOULOUSE-MURET

PAR

M. MERLET

Chef de Division Technique à la Radiodiffusion Française

I. — Introduction.

Depuis septembre 1944, la **RADIODIFFUSION FRANÇAISE** poursuit la reconstruction du réseau des émetteurs français.

Ces émetteurs, répartis dans la gamme 525 à 1.600 kc/s en trois chaînes, doivent permettre, à l'étape définitive, d'écouter sur tout le territoire métropolitain, les programmes Nationaux, Parisiens et Paris-Inter.

Il en résulte que dans une même station, peuvent être groupés deux ou trois émetteurs.

Le choix de l'emplacement du centre pose un problème difficile car il doit être tenu compte :

— de la qualité et des facilités d'acquisition du terrain,

— de la situation par rapport aux grandes villes à desservir ;

— des possibilités de réaliser des aériens efficaces et suffisamment éloignés pour éviter les effets directs.

Ce dernier point est celui qui retient plus particulièrement l'attention.

En effet, l'efficacité d'un émetteur est fonction du rendement du système-antenne-terre qu'il attaque.

La Radiodiffusion française soucieuse de se placer dans les meilleures conditions a adopté comme normes : que l'aérien devrait avoir une hauteur légèrement supérieure à la demi-longueur d'onde ($0,55 \lambda$) et que la terre, afin de diminuer les pertes, serait formée de 120 rayons, d'une demi-longueur d'onde, à partir de la base de l'aérien.

L'acquisition de la superficie nécessaire à la réalisation de ces terres a toujours été un problème difficile.

L'érection d'un mât rayonnant d'une centaine de mètres de hauteur est soumise à l'autorisation préalable du Ministère de l'air, à cause des servitudes aériennes.

Enfin, l'installation de l'aérien : achat, réalisation des massifs, montage, balisage de jour et de nuit, la pose de la terre et du feeder, l'adaptation, nécessitent des crédits très importants. A titre d'exemple, l'installation d'un pylône de 220 mètres de hauteur doit revenir, en francs 1950, à vingt cinq millions.

Dans ces conditions, vu l'importance des crédits à affecter à l'aérien, il vient tout naturel de penser que son utilisation pour plusieurs émetteurs devrait être une opération très avantageuse.

Aussi, dès le début de l'année 1946, la Radiodiffusion Française soumettait le problème à la Société Industrielle des Procédés **LOTH** afin que la réalisation envisagée puisse être essayée lors de l'achèvement de l'installation d'un émetteur de 20 kW que ce fournisseur avait en commande et destiné au Centre de Muret.

Le Centre de Muret disposait d'un émetteur 100 kW attaquant sur 913 kc/s un pylône rayonnant de 120 mètres de hauteur. La fréquence affectée au 20 kW S. I. P. L. étant de 1339 kc/s, le rapport $\frac{h \text{ géom.}}{\lambda} = 0,53$ était correct.

Le problème se présentait donc sous un jour assez favorable :

- différence de fréquences suffisamment grande.
- rapport h/λ correct pour les deux fréquences.

II. — Données du problème.

L'aérien utilisé était le pylône S. F. R. de 120 m de hauteur à capacité terminale (voir Photo B).

Les émetteurs attaquant le pylône sont :

- un 100 kW sur 913 kc/s.
- un 20 kW sur 1339 kc/s.

Chacun des émetteurs est relié à sa cabine d'antenne par un feeder. La photo A montre les 2 cabines d'antennes.

Les deux conditions imposées au constructeur furent les suivantes :

1°) Pouvoir débrancher un émetteur à la base de l'antenne par la manœuvre d'un des sectionneurs représenté sur la figure 1. L'adaptation de l'émetteur en service ne devait pas en être affectée.

2°) La diaphonie entre les deux émissions devait rester très faible.

L'étude qui fait l'objet du chapitre suivant indique comment ce problème a été résolu.

III. — Etude.

Le schéma adopté est celui de la figure I. Les lettres : (B) désignent les bouchons accordés sur la fréquence perturbatrice, les lettres : (L_1 , L_2 , C_1 , L_5 , L_6 , C_3) se rapportent aux éléments normaux d'adaptation des deux émetteurs.

Les bouchons B_1 et B_3 directement au pied de l'antenne, remplissent deux rôles différents :

ANALYSES

1. — La pagination adoptée permet de détacher facilement les analyses du reste de la revue.
2. — Le nombre qui précède chaque analyse est celui de la classification décimale adoptée par le Laboratoire National de Radioélectricité (voir O. E., 228, mars 1946, pages 1A-7A).

3. — Les références bibliographiques comportent, après le titre de l'article et le nom de l'auteur, le titre abrégé de la revue, le tome (en caractères gras), éventuellement le numéro du fascicule, le mois et l'année, et enfin l'indication des pages.
4. — Pour les abréviations utilisées pour les titres des principales revues citées, se reporter à : O. E. 228, mars 1946, page IV.

T.O. — GÉNÉRALITÉS PRÉLIMINAIRES.

T. 02. — Le tube à rayons cathodiques.

par Lucien CHRÉTIEN, Ingénieur E. S. E., Directeur des Etudes à l'Ecole Centrale de T. S. F. 1 Volume de 192 pages 13,5 × 21,5 cm avec 210 figures.

Editions Chiron, 40, rue de Seine, Paris-6^e

Le but de cet ouvrage est exprimé dans son sous-titre : Manuel d'emploi à l'usage des dépanneurs, des agents techniques et des élèves-ingénieurs. L'ouvrage est divisé en sept chapitres dont les titres sont : Du tube à décharge au tube à cathode froide ; Le tube à rayons cathodiques moderne ; Montage et Alimentation ; L'oscillographe à rayons cathodiques ; La base de temps ; Amplificateurs pour oscillographes ; Quelques exemples d'utilisation.

Une intéressante annexe donne les caractéristiques des principaux tubes à rayons cathodiques actuellement sur le marché français.

C'est un ouvrage pratique abondamment illustré de figures très claires qui doit rendre service à beaucoup de techniciens.

M. M.

T. 041. — Théorie simplifiée de l'« adoucissement » et de la « prédiction » linéaires aux moindres carrés.

H. W. BODE, C. E. SHANNON, *Pr. Inst. Rad. Eng.*, avril 1950, 38, 4, p. 417/425.

L'article se propose de mettre à la portée des ingénieurs un certain nombre de travaux antérieurs, peu accessibles, de Wiener et Kolmogoroff. Le but paraît intéressant :

1^o « Adoucissement ». Un signal $s(t)$, dont l'énergie spectrale est $P(\omega)$, est mélangé d'un bruit $n(t)$, dont l'énergie spectrale est $N(\omega)$. Trouver un système qui, recevant $f(t) = s(t) + n(t)$, fournisse $g(t)$ aussi voisin que possible de $s(t)$, c'est-à-dire rende minimum l'erreur quadratique moyenne :

$$|g(t) - s(t)|^2.$$

2^o « Prédiction ». Le signal $s(t)$ n'étant connu que jusqu'à l'instant $t = 0$, trouver un système fournissant $g(t)$ aussi voisin que possible de la valeur $s(t + \alpha)$ que prendra le signal dans l'avenir α , c'est-à-dire rendant minimum l'erreur quadratique moyenne :

$$|g(t) - s(t + \alpha)|^2$$

3^o Combinaison prédisant $s(t + \alpha)$ si l'on ne connaît $f(t)$ que jusqu'à l'instant $t = 0$.

Les auteurs cherchent à résoudre ces problèmes en appliquant $f(t)$ à l'entrée d'un réseau linéaire, dont la constante de transfert $Y(\omega)$ est choisie de manière à ce que la tension de sortie $g(t)$ satisfasse aux conditions imposées. Par exemple, pour le simple adoucissement, il faut :

$$Y(\omega) = \frac{P(\omega)}{P(\omega) + N(\omega)} e^{j\alpha\omega}$$

Pour la simple prédiction, il faut déterminer le réseau $Y(\omega)$ ayant le gain $\sqrt{P(\omega)}$ — (soit $K(t)$ son régime transitoire sous l'effet de la percussion unité) ; faire passer le signal $s(t)$ à travers le réseau inverse $Y^{-1}(\omega)$ qui lui donnera le spectre du bruit « blanc » ; puis dans le réseau $Y_1(\omega)$ ayant le régime transitoire $K_1(t) = K(t + \alpha)$.

Un processus plus compliqué est possible s'il y a simultanément adoucissement et prédiction.

L'article jette assurément quelques lueurs sur les idées originales de Wiener, mais il laisse subsister, dans l'esprit de l'ingénieur moyen, beaucoup d'interrogations et de doutes.

Aucune application n'est envisagée.

P. D.

T. 043. — Principles and Applications of Waveguide Transmission.

G. C. SOUTHWORTH. *The Bell System Technical Journal* — Juillet 1950.

L'article publié constitue en fait la préface et les chapitres I et IV d'un ouvrage qui sera publié par D. Van Nostrand Company sous le titre ci-dessus.

L'auteur marque d'abord l'intérêt pratique des guides d'ondes ; dès à présent ils sont utilisés dans les équipements du câble hertzien assurant des transmissions de télévision entre Boston et New-York. Il fait ensuite l'histoire détaillée des guides d'ondes ; la première idée de transmettre des ondes dans des tuyaux semble remonter à 1893, mais ce n'est guère que depuis une quinzaine d'années que l'emploi des guides d'ondes est envisagé comme moyen pratique de transmission.

G. C. Southworth développe ensuite (chapitre VI), sans calculs, des considérations physiques sur la propagation et la réflexion dans les lignes à 2 conducteurs ; il considère le rayonnement par une extrémité ouverte. Il examine la réflexion d'une onde plane sur un plan conducteur avant de passer à l'étude du guide d'onde rectangulaire fonctionnant en TE_{01} . Des remarques sont faites en fin d'article sur l'affaiblissement dans les guides d'ondes et le passage par étapes d'un guide rectangulaire TE_{01} à un guide circulaire TE_{01} .

L'article est intéressant par sa partie historique et par quelques remarques s'appliquant à l'aspect physique du fonctionnement de différents systèmes de transmission.

R. R.

T.4. — AMPLIFICATION ET RÉCEPTION.

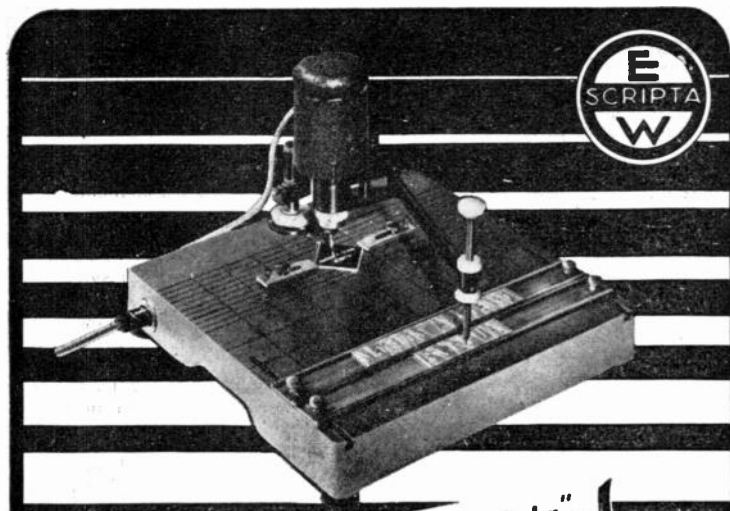
T. 40. — Les récepteurs de radiodiffusion, par Y. ANGEL. Réception radiophonique-Parasites, par Y. ANGEL.

Collection de la Radiodiffusion Française, par Y. ANGEL. Editions Eyrolles, 61, boulevard Saint-Germain, Paris.

Il s'agit de deux ouvrages de M. ANGEL, le premier paru en 1949, le deuxième paru récemment. Nous allons parler de l'un et de l'autre.

Dans les 240 pages de l'ouvrage « Les Récepteurs de Radiodiffusion », l'auteur étudie tout ce qui a trait à la structure interne des récepteurs ; éliminant les développements mathématiques qui donneraient à l'ouvrage un aspect théorique il s'efforce, avec succès, de donner des choses une explication simple, claire et vraie, se plaçant très au-dessus du niveau de nombreux traités, dits de vulgarisation, qui s'intéressent au même sujet. Après avoir exposé ou défini dans une introduction certaines notions générales, M. ANGEL passe en revue, dans leurs éléments constitutifs, les principaux types de récepteurs ; il porte principalement son attention sur les récepteurs modernes dont les différentes parties, principales ou accessoires, sont passées en revue.

Dans les 175 pages de l'ouvrage « Réception Radiophonique — Parasites », M. ANGEL s'occupe des éléments externes, soit qu'ils agissent sur le signal en cours de transmission, soit qu'ils influent



Voici la nouvelle machine à graver "Sczipla".

En quelques minutes, elle exécute des gravures nettes et régulières dans une large gamme de matériaux, depuis les plastiques jusqu'à l'acier trempé, en passant par le verre et l'ivoire...

Disponible sous quelques jours, son prix particulièrement étudié, la met à la portée des grandes usines comme des plus modestes ateliers.

DEMANDEZ DOCUMENTATION N° 15
Ets E. W. 11, RUE LOUIS FRANÇAIS
PARIS-13°

***Démonstrations sur demande**

TÉLÉVISION

ÉMISSION • RÉCEPTION

MESURES HF



VOLTMÈTRE ÉLECTRONIQUE
VE 15
Notice 7519

THERMOCOUPLES DANS LE VIDE
Notice 7501

OSCILLOGRAPHE HF
OCP 41
Notice 7515

COMPTEURS MONTROUGE

Condensateurs au Mica

sous gaine céramique étanche

(conforme aux normes C G T U)



Grandeur nature



André SERF
127, Faubourg du Temple
PARIS (10°) Nor 10-17

PUBL RAPHY

Deuxième édition...

TECHNIQUE et ÉVOLUTION du RADAR

par
le Capitaine de Corvette DEMANCHE

ÉQUATION DU RADAR — CHOIX DES PARAMÈTRES AÉRIENS — APPAREILS INDICATEURS

Prix : 380 frs — Port : 45 frs

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS-6°

Attention!

Priorité absolue pour les forces armées américaines pour les commandes passées à l'industrie privée

Washington, 3 octobre (A.F.P.). — L'autorité de la production nationale — organisme créé par le président Truman, le mois dernier, pour diriger le programme américain de reconstruction — promulgue une loi qui accorde la priorité absolue aux forces armées américaines pour les commandes passées à l'industrie privée.

GENERAL RADIO CO.
ALLEN B. DU MONT
WESTON ELEC. INSTR.

...pour l'achat de matériel américain...
...pour l'achat de matériel américain...
...pour l'achat de matériel américain...

Soyez prévoyants...

POUR VOS BESOINS PRÉSENTS ET FUTURS NOUS POUVONS ENCORE IMPORTER POUR VOUS DU MATÉRIEL AMÉRICAIN

ET'S RADIOPHON
50, RUE DU Fg POISSONNIÈRE, PARIS-10° PRO 52.03
Ag. PUBLÉDITEC-DOMENACH

sur le fonctionnement électrique du récepteur. L'auteur est ainsi amené à étudier successivement les parasites de l'antiparasitage, les antennes de réception, l'influence des conditions de propagation des ondes sur la réception.

Ce deuxième ouvrage a la même qualité de clarté, d'exactitude et de présentation que le premier.

Par le niveau où ils se placent, et par la façon dont leur sujet est traité, les deux livres de M. ANGEL doivent être de lecture utile non seulement aux amateurs éclairés mais aussi aux professionnels de la réception.

R. R.

T. 43. — Caractéristiques et schémas de montage des Tubes récepteurs et amplificateurs.

Volumes II et III par J. DEKETH.

Bibliothèque Technique Philips.

En vente à la Librairie Dunod, 92, Rue Bonaparte. Paris (6^e).

Il s'agit de deux ouvrages qui font suite à l'ouvrage déjà paru du même auteur sous le titre : Bases de la Technique des Tubes de T. S. F. Ils donnent la description et les caractéristiques détaillées des tubes Philips, sortis d'une part de 1933 à 1939, d'autre part de 1940 à 1941.

Un volume IIIa traitera des tubes sortis entre 1945 et 1950.

Les différents types de tubes sont passés en revue : tubes récepteurs, amplificateurs, redresseurs, régulateurs, tubes à rayons cathodiques, cellules photo-électriques, thermo-couples, divers tubes spéciaux. Sont également donnés des schémas de récepteurs et les descriptions d'appareils de mesure.

Il s'agit en fait d'une documentation aussi complète que possible sur tous les tubes lancés par Philips de 1933 à 1941. La présentation des deux ouvrages est excellente ; l'utilisation doit en être commode.

R. R.

T.5. — EXPLOITATION ET APPLICATIONS

T. 52. — Un appareillage pour la modulation d'impulsions multiplex.

par C. J. H. A. STAAL. *Revue Technique Philips.* (Novembre 1949)

Il s'agit en fait de la description de principe d'un multiplex à huit voies, utilisant la modulation par déplacement d'impulsions.

Des considérations générales sur la modulation d'impulsions sont développées. Sont décrits avec plus de détails les éléments originaux du dispositif :

a) le montage « de voie libre » qui permet d'établir la succession des impulsions correspondant aux différentes voies et au synchronisme. Il est constitué par un ensemble de 9 (8 + 1) oscillateurs de relaxation constituant une chaîne fermée sur elle-même. Le même dispositif permet de faire le tri des voies à la réception,

b) Les suiveurs d'anode qui effectuent, sur chaque voie, la démodulation des impulsions préalablement séparées, en utilisant des tubes spéciaux à émission secondaire.

Le dispositif décrit s'applique à la transmission d'un relativement petit nombre de communications initialement séparées plutôt qu'à la réalisation d'un maillon d'une transmission à courants porteurs. Dans ce dernier cas, des appareillages trop importants seraient nécessaires aux deux bouts.

R. R.

T. 555. — Le Radar

Presses Universitaires de France (Collection "Que sais-je ?").

par Pierre DAVID.

L'auteur parle d'abord de la naissance et du développement de la Détection Electromagnétique et il rappelle son rôle dans la défense antiaérienne, la conduite de tir, la guerre navale, l'offensive aérienne, le guidage des engins.

Il pose ensuite les principes du radar : impulsions, choix des ondes, tubes d'émission, antennes, réception, dispositif T. R. (transmission-réception).

Un chapitre est consacré aux perfectionnements de la Détection Electromagnétique : augmentation de précision en distance, pointage en direction, surveillance de tout l'espace, mesure directe de la vitesse radiale etc ...

Enfin étude est faite des utilisations de la Détection Electromagnétique en temps de paix.

TABLE DES ANALYSES DU VOLUME XXX

N° DE LA CLASSIFICATION DÉCIMALE	TITRES DES ANALYSES	PAGES
T. O. — Généralités		
02. — Le tube à rayons cathodiques. — Lucien CHRÉTIEN		21 A
020. — Cours de radioélectricité. — Maxime BARROUX		1 A
02. — Principles of electricity. — G. P. HARNWELL		1 A
021. — Radioélectricité. — Louis BOE et Marcel LECHENNE		5 A
021. — L'Emission électronique. — J. BOUCHARD		5 A
021. — L'utilisation pratique des Mathématiques (calculs numériques et graphiques). — A. SAINTE LAGUE et H. MASSON		13 A
04. — « Hydraulique et Electricité Françaises ». — La Houille Blanche		13 A
041. — Limites théoriques à la vitesse de transmission de l'Information. — W. G. TULLER		5 A
041. — Théorie simplifiée de l'« adoucissement » et de la « prédiction » linéaire aux moindres carrés. — H. W. BODE et G. E. SHANNON		21 A
041. — Les problèmes fondamentaux de recherche en télécommunications		1 A
043. — Les hyperfréquences. Circuits et propagation des ondes. — R. RIGAL		13 A
043. — Principles et applications of waveguide transmission. — G. C. SOUTHWORTH		21 A
05. — Premier rapport de la Commission de Modernisation des Télécommunications (Plan Monnet) — M. BRUNIAUX		14 A
05. — Deuxième rapport de la Commission de Modernisation des Télécommunications (Plan Monnet)		14 A
060. — Memento des unités Giorgi (M. K. S. A.). — MM. DENIS, PAPIN et A. KAUFMANN		1 A

ÉMETTEURS et RÉCEPTEURS
TELEVISION
 A HAUTE DÉFINITION
819
 LIGNES



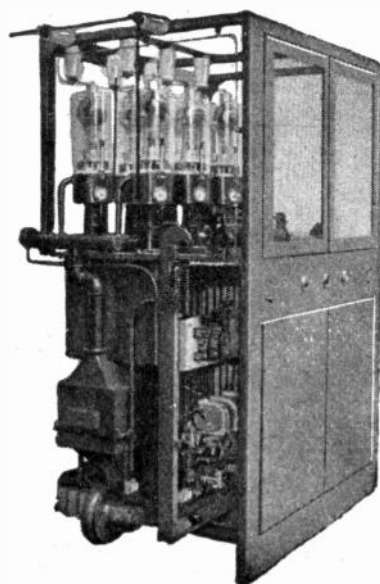
*déjà adoptés par les
 stations émettrices
 PARIS
 LE VATICAN
 LILLE...*

LA RADIO-INDUSTRIE S.A.
 55 à 59, R. DES ORTEAUX, PARIS XX^e
 TÉLÉPHONE : ROquette 26-71 et 91-00

S. F. M. E.

Société Française de Matériel Electrique

62. Rue Denis-Papin, PANTIN (Seine) - Téléphone : NORD 47-62



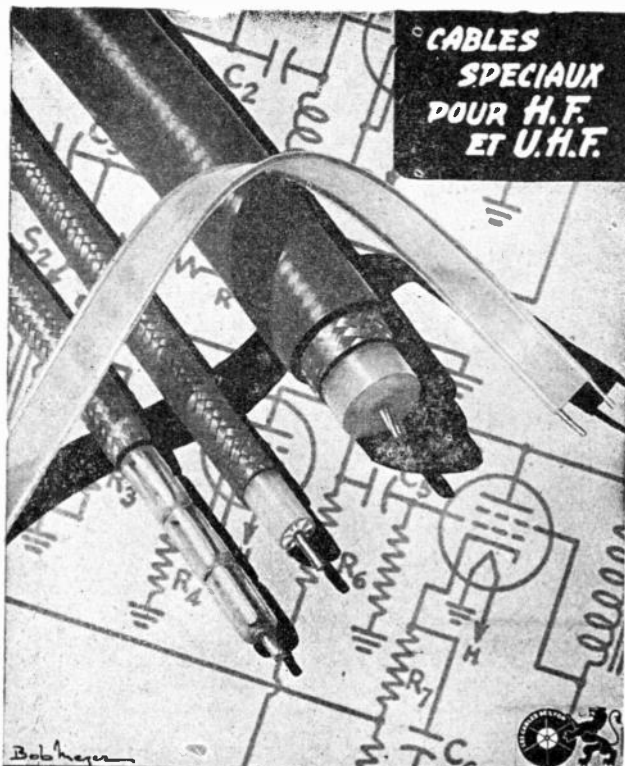
Redresseur — 15.000 volts — 5 ampères

- Redresseurs. Bobines de Self-Inductance pour filtrage de courants redressés. ● Transformateurs spéciaux. ● Réglage de la Tension.
- Tableaux et pupitres de commande.

Nombreuses Références dans les Stations d'Emission

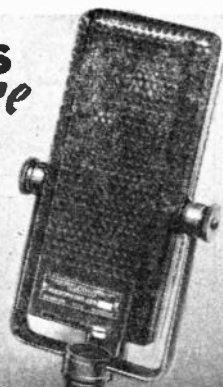
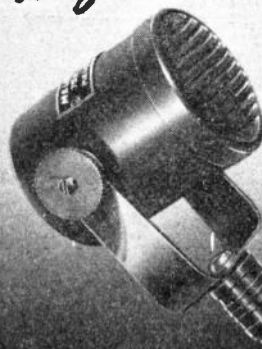
PANTIN.

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



LES CABLES DE LYON
 170 AVENUE JEAN-JAURES
 LYON

2 MICROPHONES
de grande classe



TYPES
 42-B A RUBAN
 75-A DYNAMIQUE

DEPUIS
 25 ANNÉES
*la Radiodiffusion
 Française*
 LES UTILISE

MELODIUM

296, RUE LECOURBE - PARIS-15^e - LEC. (50-80 3-1.)

T. 1. — Mesures

123. — Equipement de mesure indiquant directement le coefficient de transmission — amplitude et phase — d'un réseau à vidéo-fréquence. — D. A. ALSBERG et D. LEED	1 A
124. — Nouveaux schémas multiplicateurs, et leur application aux wattmètres électroniques. — EL-SAID	14 A
131. — Méthode oscillographe pour présenter la courbe d'une impédance dans le plan du coefficient de réflexion. — A. L. SAMUEL	5 A
131. — Méthodes pour obtenir le taux d'ondes stationnaires sur une ligne, indépendamment de la caractéristique du détecteur. — A. M. WINZEMER	17 A
131. — Nouveau type de ligne de mesure fendue. — W. B. WHOLEY, W. N. ELDRED	17 A
134. 3. — Perfectionnement des méthodes de mesure d'impédances à l'aide du Q. mètre. — A. J. BIGGS et J. E. HOULDIN	14 A

T. 2. — Rayonnement — Propagation

2. — Analyse statistique de l'évanouissement d'une onde renvoyée par l'ionosphère. — S. N. MITRA	10 A
211. 0. — Aerials for meter and decimeter wavelengths. — R. A. SMITH	2 A
211. 2. — Transformation d'impédance dans les dipôles repliés. — [Rudolf GUERTLER	2 A
212. 0. — Gain des systèmes d'antennes. — D. A. BELL	2 A
212. 5. — Goniomètre à cadres croisés à indication visuelle instantanée et unidirectionnelle. — L. GIACOLETTO, S. STIBER	15 A
26. — Ondes terrestres et théorie de la propagation. — H. BREMMER	2 A
220. — Contribution à une formule approchée du champ nocturne du C. C. I. R. C. CLINZ	19 A
221. — Calcul du champ de l'onde de sol sur un trajet mixte terre-mer. — H. L. KIRKE	9 A
221. — Propagation des ondes très courtes en visibilité optique. — M. W. GOUGH	15 A
230. — La vitesse des ondes et son importance dans certaines applications. — R. L. SMITH-ROSE	17 A
232. 5. — Mesures sur la propagation des ondes modulées en fréquence d'un émetteur expérimental de Genève sur 93 Mc/s. — W. EBERT	9 A
232. 5. — Relevé du champ propagé dans la région urbaine de New-York sur l'onde de télévision N° 5. — T. T. GOLDSMITH, R. P. WAKEMAN, J. D. ONEILL	9 A
232. 5. — Comparaison des amplitudes, phases et indices de réfraction mesurés et calculés en micro-ondes. — A. N. STRATTON, A. H. LAGRONE, H. T. SMITH	17 A
232. 5. — Propagation des ondes courtes sur terrains désertiques. — J. P. DAY, L. G. TROLESE	17 A
232. 5. — Sur la possibilité de calculer l'indice de réfraction d'une atmosphère stratifiée, à partir des mesures du champ radio-électrique. — J. W. GREEN	17 A
232. 5. — Variations de la propagation des ondes très courtes. — K. BULLINGTON	18 A
233. — Recherches sur les échos en haute fréquence. — H. A. HESS	15 A
233. — Discussion sur le facteur de réflexion de l'ionosphère. Dispersion de l'onde de surface et transformation en onde d'espace. — C. OLIVE	9 A
233. 1. — Evanouissements des ondes moyennes et courtes. — R. W. E. Mc NICOL	10 A
254. — Sur la possibilité de calculer l'indice de réfraction d'une atmosphère stratifiée, à partir des mesures du champ radio-électrique. — J. W. GREEN	17 A
277. — Les parasites d'allumage automobile. — W. NETHERCOT	3 A
277. — Bruits électriques. — D. MAURICE, G. E. NEWELL, J. G. SPENCER	18 A
282. — Diamètre optimum des coaxiaux. — P. H. SMITH	15 A
282. — Filtre passe-bande à lignes coaxiales couplées. — J. J. KARAKASH, D. E. MODE	19 A

T. 4. — Amplification et Réception

40. — Les récepteurs de Radiodiffusion. — Y. ANGEL	5 A
41. — Lignes artificielles pour distribution et retard en vidéo-fréquence. — A. H. TURNER	19 A
41. — Antennes intérieures pour télévision. — K. SCHLESINGER	15 A
420. — Résonnateurs désaccordés. — H. ELGER	10 A
420. — Effet de la position des pôles et des zéros sur la réponse transitoire des systèmes linéaires. — J. H. MULLIGAN	11 A
420. — Circuits résonnants désaccordés. (Réponse transitoire et rapport signal/bruit). — Herbert ELGER	10 A
420. — Réseaux à déphasage constant. — R. O. ROWLANDS	3 A
421. — Synthèse de réseaux électriques réalisant un régime transitoire déterminé. — Morton NADLER	3 A
422. — Détermination expérimentale de la résistance de résonance des cavités électromagnétiques. (Zur experimentellen Bestimmung des Resonanzwiderstandes elektromagnetischer Hohlbraume). — F. BORGNIS	15 A
422. — Réponse transitoire des filtres. — M. S. CORRINGTON	6 A
422. 1. — Filtres passe-bande à cellules résonnantes. — S. FRANKEL	3 A
422. 1. — Construction de filtres passe-bande avec pertes, donnant une courbe de réponse exacte amplitude fréquence. — M. DISHAL	16 A
429. — Amplificateurs-filtres à résistances-capacités. — C. H. MILLER	18 A
430. — Etablissement d'amplificateurs à régime transitoire optimum. — P. AIGRAIN, E. M. WILLIAMS	3 A
430. — Calcul des circuits d'entrée à faible facteur de bruit. — M. T. LEBENBAUM	18 A
430. — Neutralisation cathodique des amplificateurs vidéo. — J. M. MILLER	16 A
430. — Amplificateurs linéaires. — M. A. SCHULTZ	18 A
43. — Caractéristiques et schémas de montage des tubes récepteurs et amplificateurs J. DEKETH	22 A
431. 3. — Le régime transitoire des amplificateurs à large bande. — W. E. THOMSON	4 A
431. 3. — Nouveau facteur de mérite pour le régime transitoire des amplificateurs vidéo. — R. C. PALMER, L. MAUTNER	16 A
431. 3. — Amplification répartie. — GINZTON, HAWLETT, JASBERG, NOE	10 A
431. 3. — Amplificateur basse fréquence à accords décalés. — W. E. THOMSON	10 A
439. — Note relative aux semi-conducteurs (Editorial note regarding semi-conductors). Bell System. Tech.	5 A
439. — Injection de trous dans le germanium. Etude quantitative. Transistor filament. (Hole Injection in Germanium — Quantitative Studies and Filamentary Transistors). — W. SHOCKLEY, G. L. PEARSON, J. R. HAYNES	6 A
439. — Le Transistor considéré comme un quadripôle (Some circuits aspects of the Transistor). — R. M. EYDER et R. J. KIRCHER	6 A
441. 0. — Généralisation du critérium de stabilité de Nyquist. — A. VASZONYI	11 A



Département Industriel S.I.F.
de la Compagnie Générale de T.S.F.
168, Boul^d Gabriel-Péri, Malakoff (Seine)

RÉCEPTEUR STABILIDYNE

GAMME: 2-30 Mc/s

Seul appareil
permettant
l'affichage de
la fréquence,
l'écoute en
veille calée
avec variation
continue de
la fréquence
stabilisée par
un seul quartz

Indicateur des harmoniques

Compteur des centaines kc/s

Compteur des unités kc/s

Indicateur d'accord



Réglage d'accord

Commutateur de sous-gammes

Ag. PUBLIDITEC-DOMENACH

PUBL. RAPHY

VEDOVELLI

*La grande marque
française de renommée
mondiale*



**TRANSFORMATEURS
D'ALIMENTATION**

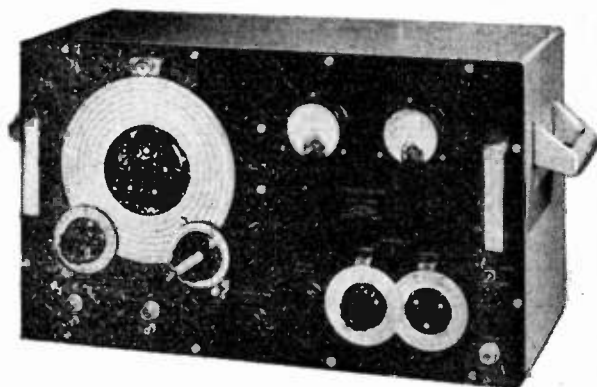
**SELS INDUCTANCE
TRANSFOS B. F.**

Tous modèles pour
RADIO-RÉCEPTEURS
AMPLIFICATEURS
TÉLÉVISION

Matériel pour applications
professionnelles
Transfos pour tubes fluorescents
Transfos H.T. et B.T.
pour toutes applications industrielles
jusqu'à 200 KVA

Documentation sur demande

ETS VEDOVELLI, ROUSSEAU & C^{IE}
5, Rue JEAN-MACÉ, Suresnes (SEINE) • LON. 14-47, 48 & 50



★ GÉNÉRATEUR ONDES COURTES

de 5 à 410 mégacycles

Atténuateur à piston de 0,01 à 100.000
microvolts

Générateur intérieur pour modulation
d'amplitude 400 et 1000 C. S. à 30 %

Modulation d'impulsion par générateur extérieur

★ AUTRES FABRICATIONS

Mégohmmètre type R. M. 101 de 0,1 à 1.000.000
de mégohms

Générateur d'impulsion P. 101

GEFFROY & C^{IE} CONSTRUCTEURS
9, Rue des CLOYS, PARIS. MON. 44.65. (3 LIGNES)

441. 1. — Amplificateurs à réaction et servomécanismes. Leur théorie commune de base. — E. E. WARD	19 A
441. 1. — Stabilisation des calculateurs d'équations simultanées. — G. A. KORN	19 A
441. 2. — Neutralisation cathodique des amplificateurs vidéo. — J. M. MILLER	16 A
441. 3. — Construction d'amplificateurs à réaction. — H. MAYR	4 A
441. 3. — Vidéo-amplificateurs avec compensation cathodique. — A. B. BERESKIN	4 A
441. 3. — Quelques aspects de la théorie de Bode. — H. FAMILIER	19 A
442. — La super-réaction ; analyse du mode linéaire. — H. A. GLUKSMAN	11 A
442. 0. — Eléments de construction de filtres classiques. — V. BELEVITCH	3 A
460. — Analyse par courbes des tubes mélangeurs. — N. E. GODDARD	11 A

T. 5. — Exploitation et Applications

5. — Un appareillage pour la modulation d'impulsions multiplex. — A. STAAL	22 A
521. — Fonctionnement d'un émetteur modulé en amplitude sur un aérien avec accord pointu. — W. H. DOHERTY	2 A
522. — Expériences de transmission par faisceaux dirigés dans les Alpes	11 A
522. — Liaisons transalpines par faisceaux hertziens, octobre 1949, 27, 5. — W. KLEIN	11 A
523. — Traitée de prise de son. — J. BERNHART	4 A
542. 2. — Vidéo-amplificateurs avec compensation cathodique. — A. B. BERESKIN	4 A
542.2. — Antennes intérieures pour télévision. — K. SCHLESINGER	15 A
542. 7. — Systèmes pointillés de télévision en couleurs. — W. BOOTHROYD	19 A
542. 7. — Nouvelles orientations de la télévision en couleurs Electronics	6 A
542. 7. — Télévision en couleurs R. C. A. par points entrelacés. Electronics	7 A
550. — Relations entre la vitesse d'indication, la largeur de bande et le rapport signal-bruit dans les systèmes de radiogoniométrie et de radionavigation. — H. BUSIGNIES, M. DISHALL	10 A
551. — Stations Radio au milieu de l'océan. Radio-Electronics	11 A
551. — Installation Radio et Electronique du « Caronia ». El. Comm.	19 A
552. — Calculateur de route pour la radio-navigation aérienne. — F. J. GROSS	12 A
552. — Radio-Navigation aérienne. Réalisations et Perspectives. — P. CAUDILLÈRE	11 A
552. — La Radio-Navigation aérienne. Son utilisation actuelle et son avenir en temps de paix. — Robert LEPRETRE	7 A
555. — Appareillage de la Royal Air Force pour l'entraînement du personnel Radar. — DUMMER	7 A
555. — Réflexions radar dans la basse atmosphère. — A. B. CRAWFORD	19 A
555. — Le radar. — P. DAVID	22 A
59. — La résolution des problèmes de champ électromagnétique par des réseaux électriques analyseurs. — K. SPANGENDERG, G. WALTERS, F. SCHOTT	7 A

T. 6. — Détails de Construction des Appareils et du Matériel

61. — Les enroulements industriels des machines à courant continu et à courants alternatifs. 3 ^e édition (1949). — Eugène MAREC	7 A
62. — Système compteurs d'impulsions employant des transistors. — E. EBERHARD, R. O. ENDRESS, R. P. MOORE	20 A
631. — Emploi de la pente comme critère de performance des tubes électroniques. — T. SLONCZENWSKI	7 A
632. — Admittance mutuelle et conductance d'entrée d'une triode-phare 2. C. 40. — N. T. LAVOO	8 A
634. — Le tube EQ 80 détecteur de modulation de fréquence. — J. L. JONKER, A. J. M. Van OVERBEEK	8 A
638. — Le cyclophon tube électronique commutateur à multiples usages. — GRIEG, GLAUBER, MOSKORITZ.	8 A
64. — Les appareils électriques connecteurs et déconnecteurs. — J. SAINT-GERMAIN	8 A
647. — Semi-conducteurs électroniques et complexes dérivés. Théorie. Applications. — Stanislas TESZNER	20 A

T. 9. — Divers

9. — Propriétés électriques de l'eau. — J. A. SAXTON	12 A
9. — Induction heating. — N. R. STANSEL	12 A
9. — Les applications industrielles des interférences. — Hervé BOUVERET	8 A
9. — Etude matricielle des réseaux électriques. — Ph. LE CORBEILLER	20 A
9. — Cours de calcul opérationnel (Transformation de Laplace). — Maurice DENIS-PAPIN et le Capitaine A. KAUFMANN ..	20 A
9. — La technique du chauffage électrique. Ses applications domestiques et industrielles. — Charles FREROT	20 A
9. — Dipôles et quadripôles. — Louis BOE	20 A

**Transformateurs
spéciaux** JUSQU'A 30 KVA

**S. A. F. A. R. E.
"FERRIX"**

98, Av. Saint-Lambert
Téléphone : 849-29 NICE
Agence de Paris :
172, Rue Legendre - XVII^e
Téléphone : Mar. 99-21

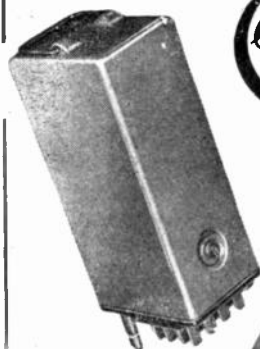


AUTRES FABRICATIONS:

Transfos de : sonneries,
sécurité, néon, mazout.
Survolteurs - dévolteurs,
Sonneries,
Autotransfos réversibles,
etc...

POUR LES

SERVOMÉCANISMES



les **RELAIS**
POLARISÉS SENSIBLES
Notice N° 281 sur demande



les **MOTEURS
TRANSYNS**
POUR TRANSMISSIONS SYNCHRONES
Notice N° 581 sur demande

SADIR CARPENTIER. 101, Bd MURAT - PARIS-XVI^e

SOCIÉTÉ ANONYME AU CAPITAL DE 500.000.000 DE FRANCS



TUBES POUR APPLICATIONS SPÉCIALES

Ondes courtes - Amplificateurs de lignes
Préamplis - Mesures - Télécommande



S. A. LA RADIOTECHNIQUE
Fournisseur des Administrations et des Services Publics
LABORATOIRES ET USINES
51, RUE CARNOT - SURESNES



9, AVENUE MATIGNON, PARIS-8^e

a) ces bouchons constituent en liaison avec les condensateurs C3 et C1 deux cellules en L destinées à filtrer la fréquence perturbatrice.

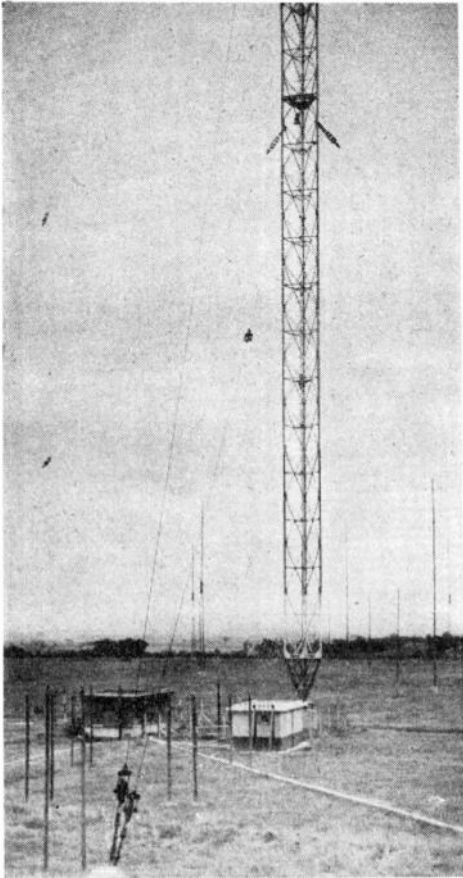


Photo A. — Cabines d'antenne à la base du pylône rayonnant. La cabine de gauche est affectée au 20 Kw, celle de droite au 100 Kw.

b) les mêmes bouchons branchés en série avec les cellules d'adaptation ont pour effet de réduire à une valeur négligeable la variation d'impédance à la base de l'aérien provoquée par la mise en parallèle des cellules d'adaptation.

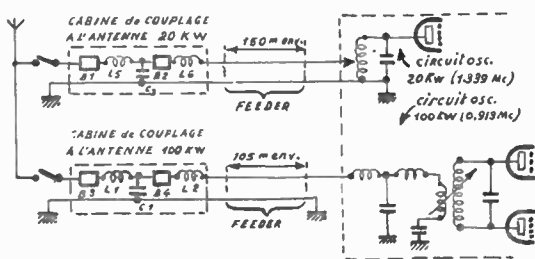


FIG. 1

Les bouchons B2 et B4 n'ont d'autre fonction que celle d'atténuer la fréquence perturbatrice.

Les conditions techniques imposées par la Radiodiffusion Française étaient les suivantes :

1° l'impédance présentée par l'aérien à l'un des émetteurs sur sa fréquence de fonctionnement ne doit pas varier de plus de 2% lorsque l'on branche le deuxième émetteur.

2° La tension induite par un émetteur sur le circuit oscillant de l'autre ne doit pas dépasser le 1/1.000 de la tension de porteuse de l'émetteur perturbé.

La valeur de l'impédance des bouchons à l'anti-résonance étant prise égale à 20.000 ohms (voir plus bas), proposons-nous de calculer l'ordre de grandeur de la tension perturbatrice induite par chacun des émetteurs sur le circuit oscillant de l'autre.

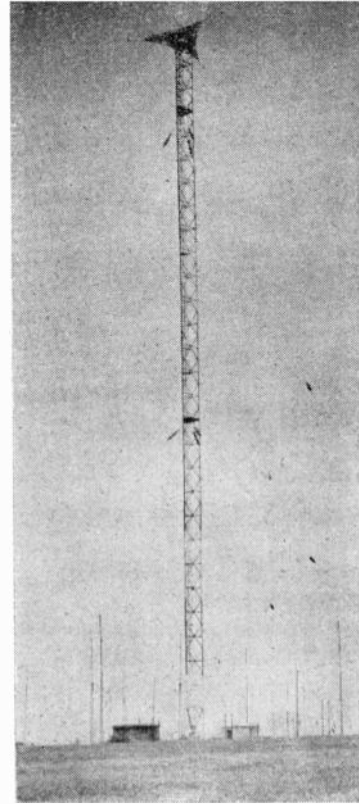


Photo B. — Pylône rayonnant de 120 m. de hauteur à capacité terminale.

31. — ACTION DE L'ÉMETTEUR 100 kW SUR L'ÉMETTEUR 20 kW.

311. — Eléments d'adaptation de l'émetteur 20 kW, sur sa fréquence de fonctionnement (1,339 Mc/s).

3111. — CÔTÉ DU COUPLAGE FEEDER ANTENNE (voir figure 2).

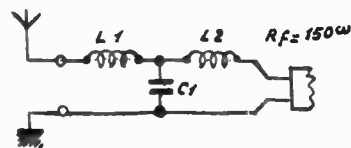


FIG. 2

l'impédance de l'antenne étant égale à :

$$Z = 95 - j 95$$

on a :

$$X_{C1} = \sqrt{95 \cdot 150} = -120 \text{ ohms,}$$

$$X_{L1} = +215 \text{ ohms, } X_{L2} = +120 \text{ ohms.}$$

La résistance caractéristique du feeder est de :

$$R_f = 150 \text{ ohms.}$$

3112. — CÔTÉ COUPLAGE FEEDER-ÉTAGE DE PUISSANCE (voir figure 3)

On a les valeurs suivantes :

$X_{C2} = -200$ ohms, $X_{L4} = 54$ ohms et $X_{L3} = 146$ ohms.

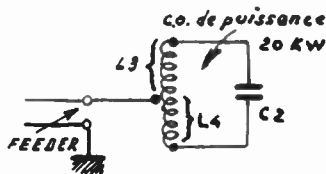


FIG. 3

(On ne tient pas compte du couplage entre $L3$ et $L4$).

312. — Tension perturbatrice (à la base de l'antenne).

L'impédance de l'antenne vue par l'émetteur 100 kW (sur 0,913 Mc/s) étant de $370 + j 225$, on trouve immédiatement : V_p (eff.) = 7.000 v.

313. — Tension parasite induite sur le circuit oscillant de l'émetteur 20 kW (figure 4).

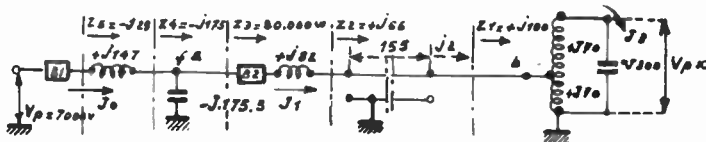


FIG. 4

Les principaux éléments de ce calcul fastidieux et long sont réunis sur la figure 4. Les valeurs des impédances indiquées sont celles des paragraphes 3111 et 3112 recalculées pour la fréquence perturbatrice de 0,913 Mc/s. On calcule d'abord les diverses impédances $Z1$, $Z2$ etc ... (vues dans le sens des flèches), après quoi il est facile de déterminer la tension V_{px} chargée en partant de $V_p = 7.000$ v.

On trouve, tous calculs faits :

$$V_{px} = 0,4 \text{ V.}$$

32. — ACTION DE L'ÉMETTEUR 20 kW SUR L'ÉMETTEUR 100 kW.

Nous ne reproduisons pas le calcul. Les figures 5, 6 et 7 indiquent les valeurs des impédances données et calculées :

On trouve : $V_{px} = 0,05$ V.

33. — CONSTITUTION DES BOUCHONS.

Les bouchons sont constitués, chacun, par un condensateur fixe à air et par l'ensemble d'une self

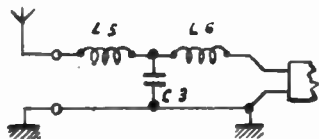


FIG. 5

fixe et d'une self variable montées en série. L'étude prévoyait la valeur de 200 ohms pour l'impédance de la branche selfique du circuit oscillant, ce qui conduit, avec une surtension de $Q = 100$, au chiffre de 20.000 ohms qui a été adopté dans les calculs pour l'impédance du bouchon à l'accord.

Il est intéressant de calculer la tension apparaissant sur les bouchons $B1$ et $B3$ (voir figure 1). Con-

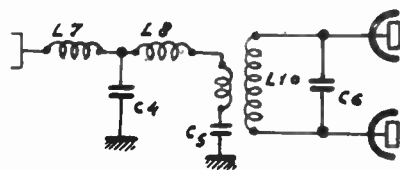


FIG. 6

sidérons les bouchons $B1$ et proposons-nous de calculer la tension aux bornes du condensateur.

331. — Tension V_1 due à l'émetteur 100 kW.

$V_1 = 7.000$ V. eff. (voir paragraphe 212)

332. — Tension V_2 due à l'émetteur 20 kW.

Calculons l'impédance du bouchon $B1$ sur la fréquence de 1,339 Mc/s

$$X_L = 200 \frac{1,339}{0,913} = 295 \text{ ohms.}$$

$$X_C = 200 \frac{0,913}{1,339} = 137 \text{ ohms.}$$

$$Z_{B1} = \frac{-j 137 \times j 195}{j 295 - j 137} = -j 260$$

Le courant d'antenne de l'émetteur 20 kW étant de 16 A. eff. environ, on a : $V_2 = 4.000$ V. eff.

V_1 et V_2 pouvant s'ajouter dans certaines conditions de phase, on a : $V_{tot.} = V_1 + V_2 = 11.000$ V. eff. ce qui correspond à 30.000 V. (crête) en crête de modulation.

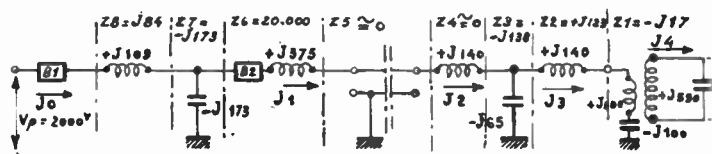


FIG. 7

Remarque. — Chacun des bouchons présente sur la fréquence de fonctionnement du circuit où il est inséré une réactance résiduelle qu'il est indispensable de compenser en vue de réaliser l'adaptation. Dans le cas de l'émetteur 20 kW. cette réactance est négative et la compensation s'effectue par la simple augmentation des selfs ($L1$ et $L2$, figure 1) principales d'adaptation. Pour le 100 kW, la réactance étant positive, la compensation s'opère par l'insertion des condensateurs de valeur voulue (les condensateurs n'ont pas été représentés sur la figure 1 pour ne pas compliquer le dessin).

IV. — Mise au point et réalisation définitive.

Le schéma réalisé correspondait à la figure 1 (à l'exception des condensateurs de compensation des bouchons de l'émetteur 100 kW qui n'y sont pas représentés). Une faradisation réalisant une protection extérieure globale des cabines ainsi que le compartimentage intérieur par groupes d'éléments a été prévue.

Les difficultés rencontrées étaient de deux ordres :

41. — ADAPTATION.

L'action perturbatrice des capacités parasites (capacités à la terre des condensateurs, capacités

réparties des selfs) au cours de réglages d'adaptation est bien connue. Cependant dans le cas considéré, l'augmentation du nombre d'éléments à régler d'une part, et la présence de la faradisation d'autre part, amplifient ces difficultés au point d'en faire un problème d'une importance réelle.

Nous donnons à titre de curiosité (voir figures 8 et 9) le « diagramme des impédances » (voir annexe) dans la cabine 100 kW avec des éléments théoriquement corrects pour assurer l'adaptation ($Z_C = 150$ ohms). Nous n'avons tenu compte que des capacités par rapport au sol dont la valeur a été supposée du moins égale à 150 pF (chiffre moyen résultant de plusieurs mesures). L'on voit que les différents éléments en présence doivent subir des modifications considérables.

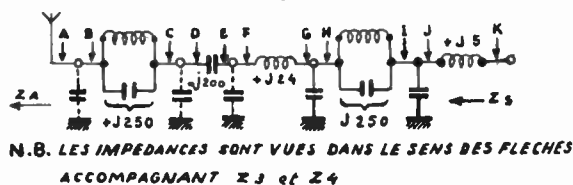


FIG. 8

Il est à remarquer, par ailleurs, que toute modification de l'accord des bouchons fait varier l'impédance qu'ils offrent sur la fréquence de fonctionnement des circuits où ils sont insérés et conduit ainsi à la nécessité de retoucher l'ensemble des éléments pour rétablir l'adaptation.

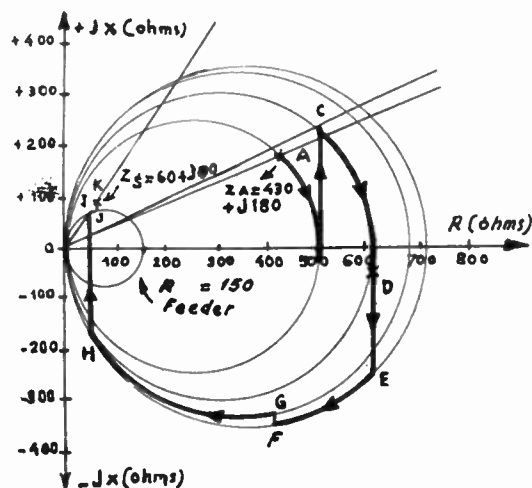


FIG. 9

Les difficultés d'adaptation qui viennent d'être exposées nous ont conduit à adopter définitivement le schéma et la disposition représentés par la figure 10.

On remarquera que la cabine 100 kW ne comporte qu'un seul bouchon ; la suppression de l'un des bouchons a permis d'économiser de la place sans compromettre le résultat du point de vue radio-électrique.

42. — SURTENSIONS.

Les surtensions souvent constatées surtout dans les bouchons placés du côté de l'aérien sont dues à deux causes :

421. — Blocage insuffisant de l'émetteur perturbateur.

Les variations de l'impédance interne des tubes de sortie de l'émetteur perturbateur au cours de la modulation se transmettent jusqu'à l'aérien et peuvent provoquer des régimes transitoires se traduisant par des surtensions.

422. — Résonances provoquées par un réglage incorrect des bouchons.

Cette cause des surtensions est plus importante que la première. Un dérèglement, même léger, d'un bouchon donne lieu à une gamme très étendue des

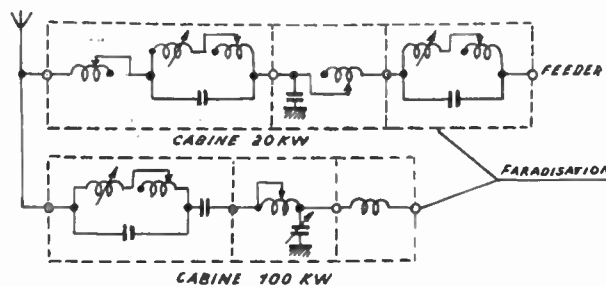


FIG. 10

réactances aussi bien positives que négatives (la surtension de ces bouchons variant entre 100 et 200) ce qui conduit à la formation des circuits série accordés d'où surtensions.

Le fait intéressant suivant a été constaté au cours des réglages de mise au point. Considérons, par exemple le bouchon B3 (émetteur 100 kW) de la figure 1 destiné à filtrer la fréquence perturbatrice (20 kW) ainsi qu'à lui opposer une impédance aussi forte que possible. Cette dernière condition est indispensable, comme nous l'avons déjà dit, pour réduire au minimum l'influence de l'émetteur de 100 kW sur la valeur de l'impédance à la base de l'antenne relative à la fréquence de fonctionnement de l'émet-

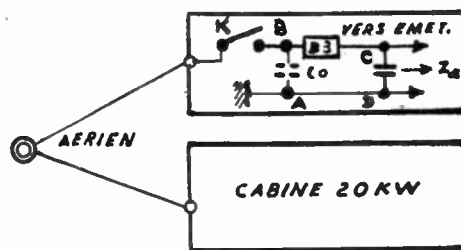


FIG. 11

teur de 20 kW. Les réglages s'effectuent en mesurant l'impédance de l'aérien (fréquence 20 kW), l'émetteur 100 kW étant successivement branché et débranché. On agit sur le bouchon B3 jusqu'au moment où l'écart entre les deux valeurs ainsi mesurées est minimum, ce qui aura lieu quand l'impédance entre les points A et B sera maxima (voir figure 11 où C_0 représente la capacité parasite d'entrée de la cellule). Ce maximum correspondra, en première approximation, à la formation d'un circuit résonnant parallèle, AB étant la branche capacitive et BCD la branche selfique. Si l'on suppose $C_0 = 150$ pF ; on trouve :

$$Z_{BCD} = + j 800$$

L'obtention d'un Z_{BCD} d'un tel ordre de grandeur correspond à un dérèglement notable du bouchon, ce qui explique le fait (bien constaté) que les réglages optima de blocage d'impédance et d'atténuation diffèrent très sensiblement.

Il est évident que le raisonnement ci-dessus n'a d'autre rigueur que celle qu'il est possible et même logique d'attribuer à ce genre de questions. Nous avons, d'une part, assimilé l'ensemble des capacités réparties à un élément concentré (C_0) et, d'autre part, nous avons négligé tout amortissement et même le terme résistif de Z_a (figure 11) qui peut être notable en fonctionnement du fait de la résistance interne dynamique des tubes de puissance.

En ce qui concerne l'atténuation finalement obtenue sur le circuit oscillant de l'émetteur perturbé, on doit remarquer qu'elle n'est pas illimitée. Dans le cas où l'ensemble des bouchons est placé dans les cabines de couplage de l'antenne (solution la plus commode et souvent rendue indispensable par le manque d'espace dans les locaux même d'émission), la tension induite dans les feeders reliant les cabines aux émetteurs constitue un résidu au-dessous duquel il n'est pas possible de descendre. Dans le cas considéré, cette tension résiduelle était de l'ordre de 1 V. pour les deux feeders.

V. — Conclusion.

Ce qui précède permet de dégager les notions suivantes qui paraissent générales pour les installations d'attaque simultanée.

51. — Cabines spacieuses en vue de réduire les capacités parasites.

52. — Aucune mesure précise n'a pu être effectuée qui eut permis de fournir des indications valables sur le degré d'efficacité de la faradisation. Nous avons toutefois le sentiment que cette dernière peut être, sinon supprimée, du moins rendue aussi sommaire que possible.

53. — Etant donné les difficultés que présente l'adaptation dans le cas considéré, on s'efforcera de prévoir le matériel de manière à avoir le maximum d'éléments à variation continue.

54. — L'installation comprendra deux bouchons au minimum : un bouchon de tête principalement destiné au blocage d'impédance et un autre bouchon dont le but unique sera d'apporter l'atténuation maximum sur la fréquence à affaiblir.

VI. — Résultats obtenus.

Rappelons que les conditions imposées au Service Technique de la Société Industrielle des Procédés LOTH, étaient les suivantes :

a) La tension perturbatrice ramenée sur le C. O. de l'étage perturbé serait dans le rapport de 1 à 1 000 avec la tension oscillante en porteuse existant aux bornes de ce C. O. en fonctionnement normal (clause de diaphonie).

b) Le retrait du dispositif d'attaque de l'antenne d'un des émetteurs ne devait modifier (au maximum) que de 2 % l'impédance vue par l'autre émetteur

(clause exigée afin d'éviter de retoucher aux adaptations suivant la marche à un ou deux émetteurs).

61. — Mesures effectuées sur les circuits de l'émetteur 100 kW (cet émetteur étant arrêté) l'émetteur 20 kW fonctionnant en porteuse.

Désignons par V_p la tension parasite due à l'émetteur 20 kW et par V_0 la tension due à l'émetteur 100 kW que l'on observerait au même point si cet émetteur était en fonctionnement.

611. — Mesure effectuée aux bornes d'une résistance de 132 ohms branchée à l'extrémité du feeder côté émetteur.

$$\frac{V_p}{V_0} = \frac{280}{3.650} = 0,078$$

Cette mesure a été faite à titre indicatif.

612. — Mesure effectuée aux bornes d'un demi C. O. de puissance.

$$\frac{V_p}{V_0} = \frac{12}{5.700} = 0,0021$$

62. — Mesures effectuées sur les circuits de l'émetteur 20 kW (cet émetteur étant arrêté), l'émetteur 100 kW fonctionnant en porteuse.

Les tensions V_p et V_0 ont les mêmes significations sauf que V_p se rapporte à l'émetteur 100 kW et V_0 à l'émetteur 20 kW.

621. — Mesure effectuée aux bornes d'une résistance de 115 ohms branchée à l'extrémité du feeder.

$$\frac{V_p}{V_0} = \frac{19,5}{1.670} = 0,012$$

622. — Mesure effectuée aux bornes du circuit oscillant de puissance.

$$\frac{V_p}{V_0} = \frac{6}{7.000} = 0,00085$$

63. — Mesures de diaphonie.

631. — Emetteur 20 kW.

6311. — L'émetteur 100 kW arrêté ou en porteuse, le bruit de fond est : — 57 db.

6312. — L'émetteur 100 kW modulé à 100 % (800 pps) le bruit de fond est : — 56,5 db.

632. — Emetteur 100 kW.

Le bruit de fond ne varie pas selon que l'émetteur 20 Kw soit en fonctionnement ou arrêté. L'écoute au casque sur l'émetteur 100 kW n'a pas permis de déceler la moindre diaphonie.

64. — Mesures d'impédance à la base du pylône.

641. — Sur 1339 kc/s

Pylône seul = $Z = 51 - 29^\circ$

Pylône branché sur adaptation 100 kW :

$$Z = 60 - 25^\circ$$

642. — Sur 913 kc/s.

Pylône seul : $Z = 125 - 9^\circ$

Pylône branché sur adaptation 20 kW :

$$Z = 430 - 5^{\circ}$$

55. — MESURES DE CHAMP.

Il était intéressant de comparer les champs respectifs de l'émetteur 20 kW avant et après l'utilisation de l'attaque simultanée.

En effet, l'émetteur 20 kW débitait antérieurement, sur une antenne en T en nappe, de 30 m de hauteur.

Les mesures effectuées sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Lieu	Distance de Muret	Muret 100 kW (913 kc/s)		Muret 20 kW (1339 kc/s)	
		Pylône seul	Pylône attaque simult.	T	Pylône attaque simult.
St-Elix	24 km	41,5	58	5,1	13,5
St-Gaudens	59 km	15	14,5	1,35	2,8

56. — Conclusions.

- La diaphonie n'est pas mesurable.
- La variation d'impédance est de l'ordre de 2 %.
- Les tensions parasites sont très faibles.
- Le champ de l'émetteur 20 kW a été multiplié par 2,2 à 59 km.

ANNEXE

La méthode exposée ci-après permet de déterminer graphiquement l'impédance d'un ensemble de deux éléments branchés en parallèle. Elle remplace des calculs souvent fastidieux et longs et per-

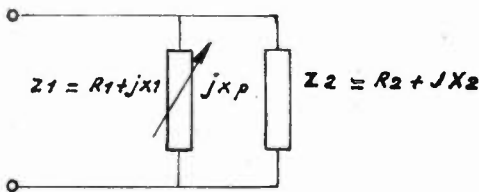


FIG. 12

met de voir immédiatement l'ordre de grandeur des résultats. Malgré sa simplicité, nous ne croyons pas qu'elle soit suffisamment connue des praticiens :

Supposons que l'on branche aux bornes d'une impédance fixe Z_2 (voir figure 12) une réactance pure variable jX_p et proposons-nous de chercher quel est le lieu de l'extrémité du vecteur Z_1 quand X_p varie.

$$\text{on a : } \frac{1}{Z_1} = \frac{1}{jX_p} + \frac{1}{R_2 + jX_2} \quad \dots\dots\dots(1)$$

et après quelques transformations :

$$R_1 = \frac{R_2 X^2}{R_2^2 + (X_2 + X_p)^2} \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$X_1 = \frac{X_2^2 + R_2^2 + X_p X_2}{R_2 X_p} R_1 \quad \dots\dots\dots(3)$$

Le système (2) et (3) étant équivalent à (1), en éliminant X_p entre (2) et (3), on a :

$$X_1^2 + R_1^2 - \frac{X_2^2 + R_2^2}{R_2} R_1 = 0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

Dans un système d'axes R, X l'équation (4) représente un cercle tangent à l'axe des (X) à l'origine. Ce cercle n'est autre chose que le lieu cherché à l'extrémité du vecteur représentant la valeur complexe Z_1 . Le rayon du cercle est donné par :

$$R_0 = \frac{R_2^2 + X_2^2}{2 R_2} \quad \dots\dots\dots(5)$$

D'autre part :

$$\frac{X_1}{R_1} = \frac{2 R_0}{X_p} + \frac{X_2}{R_2} \quad \dots\dots\dots(6)$$

X_1/R_1 et X_2/R_2 étant les coefficients angulaires des droites issues de l'origine et passant respectivement par l'extrémité de Z_1 et Z_2 .

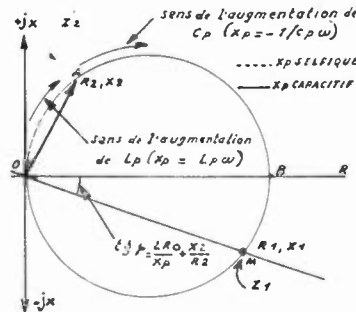


FIG. 13

L'intersection de la droite, dont le coefficient angulaire (X_1/R_1) est donné par (6) avec le cercle (4) détermine par le couple des valeurs (X_1, R_1) la valeur particulière de Z_1 correspondant à X_p donné. La figure 13 précise toutes ces notions.

En résumé, pour déterminer l'impédance Z_1 d'un ensemble constitué par une impédance Z_2 et une réactance jX_p on procèdera comme suit :

a) On tracera un cercle tangent à l'axe des X à l'origine (voir figure 13) et passant par le point A, extrémité de Z_2 .

b) On tracera une droite passant par l'origine et de coefficient angulaire par l'équation 6.

c) L'intersection de cette droite avec le cercle détermine le point figuratif de l'impédance Z_1 cherchée.

La figure 9 est une application directe de ces principes : le point A représentant l'impédance de l'antenne, l'emploi de la méthode ci-dessus permet de déterminer l'impédance en B (mise en parallèle d'un condensateur), le point C est obtenu par la simple addition série de la self etc ...

ÉTUDE THÉORIQUE DE L'INTERMODULATION DUE A L'ATTAQUE SIMULTANÉE D'UN AÉRIEN PAR DEUX ÉMETTEURS

PAR

V. FAMILIER

Diplômé I. E. G. et E. S. E.,

*Chef du Bureau d'Etudes des Emetteurs de grande puissance
à la Sté Industrielle des Procédés Loth.*

Le fonctionnement de l'émetteur perturbé peut être représenté par le schéma de la figure 1. Il s'agit d'un tube amplificateur de puissance classe C excité par les tensions $e_1 = E_1 \cos \omega_1 t$ (tension d'excitation de grille) et E (f. e. m. du générateur équivalent au réseau complexe dont fait partie l'aérien).

La tension E se manifeste à vide (le tube étant éteint) par :

$$e_{20} = E_{20} (1 + K \cos \omega t) \cos \omega_2 t \dots \dots \dots (1)$$

ω_2 étant la pulsation perturbatrice et ω correspondant à sa fréquence de modulation.

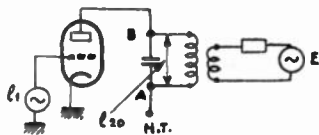


Fig. 1

On se propose de déterminer l'intermodulation produite, c'est-à-dire le pourcentage de modulation à la fréquence ω dont sera entachée la tension de sortie relative à e_1 .

Nous supposons, dans tout ce qui suit que $E_{20} \ll E_{p1}$ (E_{p1} étant la tension à la fréquence ω_1 apparaissant aux bornes du circuit oscillant de l'émetteur perturbé).

(1) Voir l'article de M. MERLET, Chef de Division Technique à la Radio-diffusion Française, page du 522 présent numéro.

1. — Méthode de calcul adoptée.

Cette méthode comportera, dans les grandes lignes, les principaux points suivants :

11 — Détermination de la tension totale composée e_c appliquée au tube, en charge.

12 — Assimilation de la caractéristique composée du tube à une droite suivie d'un segment de l'axe des abscisses (voir figure 2).

13 — Représentation de la courbe aOb (figure 2) par une série entière :

$$i_p = \gamma + \alpha e_c + b e_c^2 + c e_c^3 + d e_c^4 + \epsilon e_c^5 + f e_c^6 + g e_c^7$$

14 — Détermination des coefficients $\gamma, \alpha, b, \dots$

15 — Calcul des produits d'intermodulation et établissement de la formule générale.

2. — Détermination de la tension totale composée.

Désignons par e_2 la tension totale en charge appliquée à la plaque du tube (tension entre les points A et B de la figure 1). On aura :

$$e_c = e_1 + \frac{e_2}{\mu}$$

μ étant le coefficient d'amplification du tube.

La tension e_2 se compose du terme perturbateur e'_2 et du terme propre du tube e''_2 . Etant donné que la résistance interne dynamique du tube est très forte par rapport à la réactance du condensateur d'accord (figure 1) on peut admettre que la tension perturbatrice aux bornes du circuit oscillant ne

varie pas entre la marche à vide et la marche en charge, de sorte que l'on a :

$$e'_2 = e_{20}$$

e_{20} étant la tension mesurée à vide.

En ce qui concerne la tension e''_2 , elle représente évidemment la porteuse à la fréquence ω_1 , modulée à la fréquence ω et au taux k'' inconnu. On a donc :

$$e''_2 = E_{p1} (1 + k'' \cos \omega t) \cos \omega_1 t$$

En fait il aurait fallu écrire $k'' \cos (\omega t - \varphi)$ au lieu de $k'' \cos \omega t$, pour tenir compte d'une rotation de phase possible. Il serait facile de voir que l'omission de l'angle de phase ne peut donner qu'une erreur par excès sur k'' .

On a donc finalement, pour la tension composée :

$$e_c = E_1 \cos \omega_1 t - \frac{E_{p1} (1 + k'' \cos \omega t) \cos \omega_1 t}{\mu} + \frac{E_{20} (1 + k \cos \omega t) \cos \omega_2 t}{\mu} \dots (2)$$

ou :

$$e_c = \left(E_1 - \frac{E_{p1}}{\mu} \right) \left[1 - \frac{E_{p1} k'' \cos \omega t}{\left(E_1 - \frac{E_{p1}}{\mu} \right) \mu} \right] \cos \omega_1 t + \frac{E_{20}}{\mu} (1 + k \cos \omega t) \cos \omega_2 t \dots (3)$$

Considérons l'expression :

$$x = E_{p1} \left/ \left(E_1 - \frac{E_{p1}}{\mu} \right) \right. \mu.$$

En posant :

$$E_{p1} = a E_0$$

$$E_1 = b \frac{E_0}{\mu}$$

ou E_0 désigne la tension continue de plaque, on a :

$$x = \frac{a}{b - a} \dots \dots \dots (4)$$

Or, dans les tubes de puissance bien réglés à $\cong 0,9$ b varie entre 2 et 8, x est donc compris entre 0,2 et 1 dans le cas général.

Posons :

$$k' = x k''$$

$$E_1 - \frac{E_{p1}}{\mu} = A \left/ \dots \dots \dots (5) \right.$$

$$\frac{E_{20}}{\mu} = B$$

et nous aurons, en changeant le signe de k'' (quitte à en tenir compte par la suite) :

$$e_c = A (1 + k' \cos \omega t) \cos \omega_1 t + B (1 + k \cos \omega t) \cos \omega_2 t \dots (6)$$

3. — Représentation de la caractéristique composée par une série entière limitée à 8 termes.

Une caractéristique telle que celle représentée par la figure 2 ne peut évidemment pas être exprimée pour une *amplitude quelconque* par une série entière convergente. En effet, au point de vue mathématique une telle série ne serait autre chose qu'un développement de la fonction traitée en série de Taylor au tour du point de repos. Or, dans le cas qui nous intéresse les dérivées successives cessent d'exister (point d'intersection de la droite avec l'axe des abscisses) ou sont nulles (partie de la caractéristique qui se confond avec l'axe des abscisses). Cependant une courbe de ce type peut être représentée avec une précision plus ou moins satisfaisante par une série (non-convergente) limitée, les coefficients étant dé-

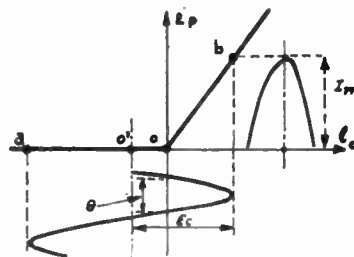


Fig. 2

terminés par un jeu d'équations linéaires qu'il est facile de poser en imposant à la courbe à représenter et à celle exprimée par la série limitée, un certain nombre de points communs (le nombre de ces points est d'ailleurs égal au nombre de termes désiré).

L'on sait que l'approximation obtenue dépend du nombre de termes choisi et aussi du choix des points communs.

La méthode de calcul des coefficients que nous avons adoptée est la suivante. Supposons (voir figure 2) que nous appliquions à notre caractéristique une tension sinusoïdale d'amplitude E_c , E_c et le point O' étant choisis de manière à obtenir un angle de passage donné.

Le courant résultant peut s'écrire :

$$i_p = \frac{A_0}{2} + A_1 \cos x + A_2 \cos 2x + A_3 \cos 3x + \dots$$

Les coefficients A_0, A_1 etc., donnent les amplitudes des termes du développement en série de Fourier exprimés en fractions de la valeur de crête I_m .

On a, tous calculs faits :

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{1}{2\pi} \frac{1}{1 - \cos \frac{\theta}{2}} (\theta - \sin \theta) \\
 A_2 &= \frac{1}{2\pi} \frac{3}{1 - \cos \frac{\theta}{2}} \sin^3 \frac{\theta}{2} \quad \dots (7) \\
 A_3 &= \dots \dots \dots \text{etc.}
 \end{aligned}$$

On trouve, dans de nombreux ouvrages et manuels, des diagrammes donnant directement A_0 , A_1 , A_2 , A_3 , etc. en fonction de θ . Il est évident, d'autre part, que les amplitudes des harmoniques peuvent aussi être déterminées à partir de la série limitée

$$i_p = \gamma + \alpha e_c + b e_c^2 + c e_c^3 + d e_c^4 + \varepsilon e_c^5 + f e_c^6 + g e_c^7 \dots (8)$$

en posant :

$$e_c = A \cos \omega t.$$

et en développant ensuite. En égalant les expressions donnant A_0 , A_1 , A_2 ... aux valeurs tirées précédemment de la série de Fourier on aura un nombre d'équations suffisant pour déterminer les coefficients γ , α , b , etc ... (Le nombre de 8 termes dans la série limitée (8) a été jugé suffisant car l'étude des expressions (7) ci-dessus montre que pour les valeurs de θ , entrant en ligne de compte pour le fonctionnement d'un amplificateur de puissance ($130 < \theta < 180$) les amplitudes des harmoniques d'un ordre supérieur à 7 ne dépassent guère 1,5 % de la valeur de crête).

Nous nous contenterons d'ailleurs de déterminer les coefficients des puissances impaires de la série (8) (α , c , ε et g) qui seuls contribuent à la formation des produits d'intermodulation.

On trouve facilement, en posant $e_c = A \cos \omega t$:

Pour la porteuse :

$$\alpha A + \frac{3}{4} c A^3 + \frac{5}{8} \varepsilon A^5 + \frac{35}{64} g A^7 = A_1 I_m,$$

Pour l'harm. 3 :

$$\frac{1}{4} c A^3 + \frac{5}{16} \varepsilon A^5 + \frac{21}{64} g A^7 = A_3 I_m. \quad (9)$$

$$\text{Pour l'harm. 5 : } \frac{1}{16} \varepsilon A^5 + \frac{7}{64} g A^7 = A_5 I_m.$$

$$\text{Pour l'harm. 7 : } \frac{1}{64} g A^7 = A_7 I_m.$$

On a, tous calculs faits :

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{A_1}{A} I_m \text{ avec } A_1 = 3 A_3 + 5 A_5 + 7 A_7 \\
 c &= \frac{C}{A^3} I_m \text{ avec } C = 4 (A_3 - 5 A_5 + 11 A_7) \\
 \varepsilon &= \frac{E}{A^5} I_m \text{ avec } E = 16 (A_5 - 7 A_7) \\
 g &= \frac{G}{A^7} I_m \text{ avec } G = 64 A_7
 \end{aligned} \quad (10)$$

4. — Calcul des produits d'intermodulation.

En substituant (6) dans (8) on trouve :

41 — Pour les termes en $\cos \omega_1 t$ (amplitude totale) :

$$M = \alpha A + c \left(\frac{3}{4} A^3 \right) + \varepsilon \left(\frac{5}{8} A^5 \right) + g \left(\frac{35}{64} A^7 \right) \quad (11)$$

Dans les calculs conduisant à (11) nous avons négligé les termes de la forme $A^n B^m$, B étant très petit par rapport à A .

42 — Pour les termes en $\cos \omega t \cos \omega_1 t$.

$$\begin{aligned}
 N &= \alpha A k' + c \left(\frac{9}{4} A^3 k' + 3 A B^2 k \right) + \\
 \varepsilon &\left[\frac{25}{8} A^5 k' + \frac{30}{4} A^3 B^2 k + \frac{15}{8} A B^4 k (4 + 3k^2) \right] + \\
 g &\left[\frac{215}{64} A^7 k' + \frac{105}{8} A^5 B^2 k + \frac{315}{32} A^3 B^4 k (4 + 3k^2) \right. \\
 &\left. + \frac{35}{16} F(k) A B^6 \right] \dots (12)
 \end{aligned}$$

$F(k)$ étant une fonction de k qu'il n'y a pas intérêt à expliciter comme nous le verrons par la suite. Dans le calcul conduisant à (12) nous avons négligé tous les termes de la forme $Q k k'$ par rapport aux termes de la forme $P k$, P et Q étant du même ordre de grandeur.

5. — Etablissement de la formule générale.

En posant $\frac{B}{A} = n$, on a en substituant les valeurs de α , c , ε et g données par (10) dans 12 :

$$N = 1_m [P k' + Q n^2 k + R n^4 k (4 + 3k^2)] \dots (13)$$

(en négligeant le terme en n^6) avec :

$$\begin{aligned}
 P &= A_1 + 6 A_3 + 10 A_5 + 14 A_7 \\
 Q &= 12 A_3 + 60 A_5 + 168 A_7 \\
 R &= 30 A_5 + 520 A_7
 \end{aligned} \quad (14)$$

D'autre part :

$$M = A_1 I_m$$

Donc, le taux de modulation cherché k'' :

$$k'' = \frac{N}{M} = \frac{P}{A_1} k' x + \frac{Q}{A_1} k n^2 + \frac{R}{A_1} k (4 + 3k^2) n^4 \quad (15)$$

en remplaçant k par sa valeur donnée par la formule (5).

Si l'on remarque, d'autre part, que

$$n = x \frac{E_{20}}{E_{p1}},$$

on aura finalement :

$$k'' = \frac{Q}{S} k x^2 \xi^2 + \frac{R}{S} k (1 + 3 k^2) x^4 \xi^4 \dots (16)$$

avec : $S = A_1 - P x$

$$\xi = \frac{E_{20}}{E_{p1}}$$

Dans les applications ξ sera toujours inférieur à 1/100 de sorte que nous pouvons, dans tous les cas, négliger le deuxième terme de (16). On a donc :

$$k'' = \frac{Q}{S} k x^2 \xi^2 \dots (17)$$

La formule (17) a été établie dans le cas général, de la manière exposée plus haut, et donne, sous réserve des hypothèses simplificatrices qui ont été admises, le taux d'intermodulation indépendamment du rapport entre les fréquences perturbatrice et perturbée. Il est cependant facile à voir que certaines valeurs du rapport $r = \frac{\omega_2}{\omega_1}$ sont critiques et

conduisent à un renforcement du taux de modulation dont la forme, en fonction de ω_2 , est celle d'une courbe de résonance. En effet, dans les combinaisons résultant de la substitution de (6) dans (8), les termes de la forme :

$$\cos \omega t \cos (n \omega_1 - m \omega_2) t \dots (18)$$

donnent naissance à un produit d'intermodulation toutes les fois où :

$$n \omega_1 - m \omega_2 = \omega_1 \dots (19)$$

Il est évident que, lorsque ω_2 varie autour de la valeur satisfaisant à (19), la fréquence résultante s'écarte elle-même de ω_1 . Soit E cet écart, on aura alors pour un terme tel que (18) :

$$y = Y \cos \omega t \cos (\omega_1 + E) t = Y \cos \omega_1 t \cos Et \cos \omega t - Y \sin \omega_1 t \sin Et \cos \omega t. (20)$$

Nous voyons que la modulation de ω_1 représentée par (20) (d'ailleurs très distordue) tombe en dehors du spectre audible dès que E dépasse $\omega = 10$ à 15.000 c/s. On peut donc admettre que l'effet perturbateur des fréquences critiques cesse d'exister pratiquement quand la fréquence perturbatrice s'est écartée du point critique exact, d'un nombre de cycles qui est du même ordre de grandeur que la bande passante même de l'émetteur perturbé.

La substitution de (6) dans (8) permet de voir que les fréquences critiques (dont les amplitudes ne sont pas négligeables) sont respectivement :

$$\omega_2 = \frac{1}{2} \omega_1, \omega_2 = \omega_1, \omega_2 = 2\omega_1, \omega_2 = 3\omega_1$$

Le cas de $\omega_2 = \omega_1$ n'est évidemment pas à considérer ; nous calculerons à titre d'exemple l'intermodulation supplémentaire correspondant au cas de $\omega_2 = 2 \omega_1$.

On a, pour la somme des amplitudes des termes de la forme : $\cos \omega t \cos (n \omega_1 - m \omega_2)$ pour lesquels la relation (18) est satisfaite avec $\omega_2 = 2 \omega_1$:

$$N' = b A B k + \frac{1}{2} d A^3 B k + \frac{15}{16} f A^5 B k + \frac{126}{32} g A^5 B^2 k (21)$$

On a :

$$\begin{aligned} b &= \frac{B}{A^2} I_m & \text{avec } B &= 2 (A_2 - 4 A_4 + 9 A_6) \\ d &= \frac{D}{A^4} I_m & \text{avec } D &= 8 (A_4 - 6 A_6) \\ f &= \frac{F}{A^6} I_m & \text{avec } F &= 32 A_6 \end{aligned} \quad (22)$$

On trouve en posant $B = nA$ et en substituant les valeurs de (22) dans (21) :

$$k'' \omega_2 = 2 \omega_1 = \frac{V}{A_1} k x \xi + 4 \frac{G}{A_1} k x^2 \xi^2 \dots (23)$$

avec : $V = 2 (A_2 - 2 A_4 + 12 A_6)$.

Exemple numérique.

Calculons l'ordre de grandeur de l'effet de l'intermodulation pour le cas de $\theta = 140^\circ$ (angle de passage correspondant à un bon réglage moyen d'un amplificateur classe C).

On a, pour ce cas :

$$A_1 = 0,44 I_m, \quad A_3 = 0,09 I_m, \quad A_5 = -0,037 I_m.$$

$$\text{et} \quad A_7 = 0,013 I_m.$$

On trouve avec ces valeurs, et en admettant : $x \cong 0,6$:

$$k'' = 10 k \xi^2 \dots (24).$$

Pour $\xi = 1\%$, la formule (23) donne (avec $k = 1$) :

$$k'' = 0,1 \%$$

Conclusions.

La formule (17) montre que le taux d'intermodulation est une fonction sensiblement quadratique de ξ . Ce résultat est intéressant car il permet de procéder à des mesures avec des taux de modulation parasite encore suffisamment élevés pour être facilement mesurables et d'en déduire un ordre de grandeur du phénomène correspondant à des taux beaucoup plus faibles.

En ce qui concerne les valeurs numériques on ne doit pas leur attacher une importance qui ne serait justifiée ni par la façon dont elles ont été établies,

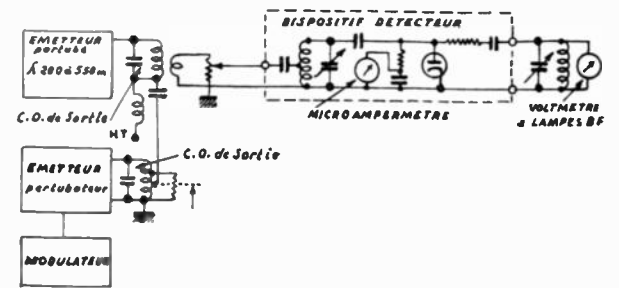


Fig. 3

ni surtout, par leur utilité pratique immédiate. Nous n'insisterons pas sur les côtés faibles des hypothèses admises : ils sont bien connus et se retrouvent dans toutes les études de ce genre. Nous

croions cependant que le mode de représentation de la caractéristique dynamique « à brisure » que nous avons adopté peut être utile dans d'autres cas.

Les valeurs de ξ à adopter seront surtout imposées par les conditions où s'effectue le filtrage de la fréquence perturbatrice. Les éléments de sortie de l'émetteur perturbé comportent, en plus des circuits de filtrage, les circuits d'adaptation normaux. Or, les réglages de ces derniers sont souvent modifiés (dans certaines limites) pour des raisons d'exploitation et ils ne sont pas, d'une manière générale, très critiques. Ces dérèglages peuvent cependant conduire, pour la fréquence à filtrer, à la formation des circuits résonants dangereux, détruisant partiellement les effets des cellules filtrantes. Ainsi donc, si le chiffre $\xi = 1/1.000$ imposé par la Radio-diffusion française, est certainement suffisant au point de vue du taux d'intermodulation, le calcul théorique devra prévoir un facteur de sécurité très important.

5. — Vérifications expérimentales.

Les vérifications exactes avec des taux de modulation perturbatrice assez faibles pour correspondre à nos hypothèses, seraient extrêmement difficiles. Nous avons opéré avec des taux de modulation relativement élevés ; les résultats confirment cependant assez bien la loi quadratique qui a été établie. Le montage réalisé est représenté par la figure 3 ; les tableaux ci-dessous donnent les résultats des mesures.

f_1 (fréquence perturbée) = 850 kc/s.

f_2 = fréquence perturbatrice.

$f_2 = 600 \text{ kc/s}$		$f_2 = 750 \text{ kc/s}$		$f_2 = 785 \text{ kc/s}$		$f_2 = 955 \text{ kc/s}$		$f_2 = 1.200 \text{ kc/s}$		$f_2 = 1.520 \text{ kc/s}$	
%	k' %	%	k %	%	k' %	%	k' %	%	k' %	%	k' %
10%	1,4	10%	1	10%	1,44	10%	0,84	10%	2,2	10%	2,2
5%	0,39	5%	0,22	5%	0,44	5%	0,22	5%	0,61	5%	0,61
2,5%	0,083	2,5%	0,083	2,5%	0,083	2,5%	0,067	2,5%	0,16	2,5%	0,16

DISSYMMÉTRIE DANS LA PROPAGATION DES ONDES

ÉTUDE DE LA NON-RÉCIPROCITÉ OBSERVÉE SUR LA LIAISON BILATÉRALE PARIS-ALGER

PAR

P. NIGUET

Direction des Services Radioélectriques des P. T. T.

Une onde de 12 105 kc/s émise par le centre émetteur de Pontoise, est reçue, en automne pour préciser, dans de très bonnes conditions à Boufarik près d'Alger.

Par contre, l'onde de 12 120 kc/s émise par Alger est reçue au centre récepteur de Noisieu (près de Paris), à la même saison, à un niveau si bas au milieu de la journée, qu'il en est inquiétant pour le rendement commercial de la liaison entière.

Le schéma b de la figure 1 permet d'établir la comparaison. Celle-ci peut se chiffrer par le rapport des tensions à deux moments extrêmes de la journée, à 12 heures et à 20 heures par exemple.

Dans le sens Paris Alger ce rapport est environ 4 (12 décibels), un peu supérieur déjà à ce que donne le calcul. — Il s'élève à plus de 30 db (rapport 32) dans l'autre sens.

Cette non réciprocité s'atténue aux approches de l'hiver, mais on la retrouve sur une fréquence plus faible, le 10 Mc/s, utilisée par un autre poste.

Ce phénomène surprenant est en opposition avec le principe de réciprocité de l'optique classique à la fois géométrique et énergétique. Ceci nous amènera à contrôler de plus près ce principe et à montrer qu'en fait il n'est vrai, pour sa deuxième forme, tout au moins, que dans des cas exceptionnels. Or ces derniers se trouvent être à peu près les seuls qui sont étudiés parce qu'ils répondent à l'usage courant qui exige d'eux une structure particulière.

La nature, au contraire, fournit des systèmes optiques quelconques, délaissés par la physique classique, rarement observables d'ailleurs, sauf en radio.

C'est un de ces systèmes qui va faire l'objet de l'étude ci-dessous. Auparavant, rappelons les principales propriétés des couches ionosphériques réfringentes.

Structure classique.

Il semble naturel en 1^{re} approximation d'attribuer aux différents niveaux d'ionisation la forme sphé-

rique de l'atmosphère puisqu'ils n'en sont qu'une modification interne.

Les densités d'ionisation des couches principales E et F_2 se répartissent, assez symétriquement pour la couche E , de part et d'autre d'une surface de niveau maximum.

La décroissance de l'ionisation en fonction de la distance z à ce maximum est assez bien vérifiée par un développement en série limité au terme du 2^e degré.

$$Q_z = Q_0 (1 - z^2/y^2)$$

Q_z/f_c^2 représente la réaction du milieu ionisé pour une onde de fréquence f_c , mesurée en sondage vertical sous le nom de fréquence critique lorsque $Z \simeq 0$ on pose alors $Q_0 = f_c^2$.

y est l'épaisseur de la couche comprise entre la surface maximum et la limite à partir de laquelle l'ionisation peut être considérée comme négligeable.

Un rayon émis obliquement se réfracte et se courbe à l'intérieur de ce milieu et, comme l'indice de réfraction est une fonction de la réaction du milieu pour la fréquence utilisée f , cette réaction devient

$$Q_z/f^2 = Q_0 (1 - z^2/y^2) 1/f^2 = f_c^2/f^2 \left(1 - \frac{z^2}{y^2}\right)$$

et l'indice de réfraction

$$n_z = \sqrt{1 - Q_z/f^2} = \sqrt{1 - (1 - z^2/y^2) 1/m^2}$$

m étant le rapport f/f_c .

Lorsque la trajectoire devient quasi-horizontale, le rayon réfracté s'affaiblit et fait place à un rayon réfléchi plus ou moins totalement. On verra d'ailleurs en terminant le pourquoi de cette restriction et comment un rayon réfléchi totalement ne pourrait pas revenir symétriquement vers le sol et se propagerait circulairement en se diffusant.

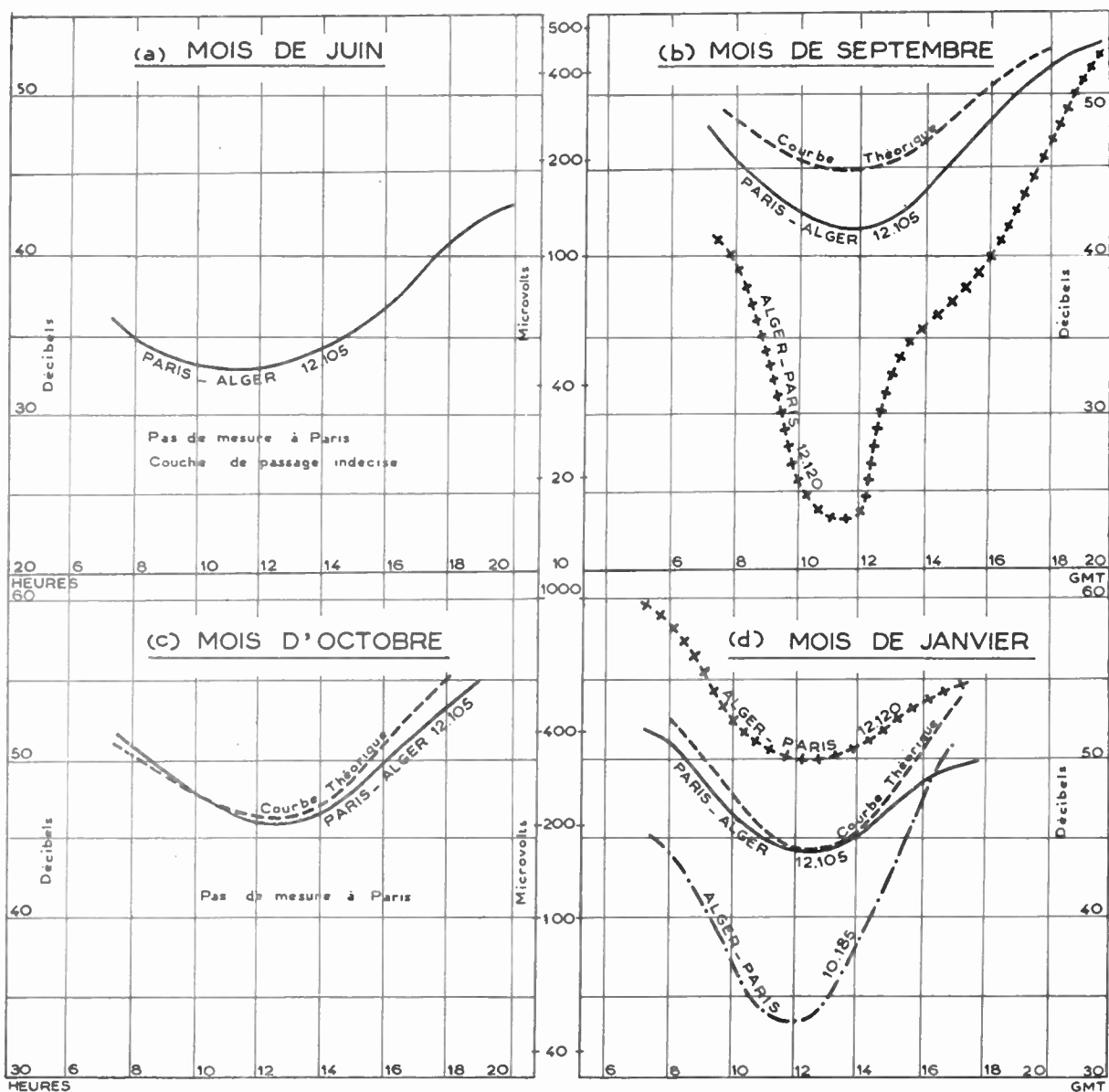


FIG. 1. — Moyennes mensuelles entre les maxima et minima de champs à Paris et à Alger, heure par heure de trafic, en 1948 et 1949.

- Emetteur FYU2 — 1k w — 12105 kc/s. — Télégraphie shifter. Mesures d'Alger.
 - - - - - Courbe théorique (méthode des décroissements séparés de Rawer).
 + + + + Emetteur THA — 2 k w — 12120 kc/s. Téléphonie BLU. Mesures sur porteuse à Paris.
 - Emetteur THN4 — 2,5 k w — 10185 kc/s. Télégraphie Baudot. Mesures de Paris.

NOTE

Les mesures brutes d'Alger ont été converties en champ standard, après estimation des divers gains d'installation.

Le 12120 kc/s, mesuré à Paris sur porteuse réduite, a été aligné, d'une façon plus arbitraire mais pratiquement admissible, sur le 12105, en Septembre à 20 heures.

REMARQUE

L'absorption - dite déviative - n'est pas nettement décelable, même sur le 12105 kc/s qui, à ce point de vue, devrait présenter un champ plus faible que celui du 12120.

Seule, une baisse générale et assez importante de niveau, non justifiée par le calcul, apparaît à partir de Février et atteint son maximum vers mai, si l'on exclut Juin de la comparaison, la couche de passage n'étant pas nettement définie. Cette baisse ne peut vraisemblablement être imputée à la couche E.

Equation de réfraction.

$$n \sin i = \text{Constante}$$

La courbe ascendante s'explique facilement au moyen de la relation de Descartes

Comme plus loin il faudra transposer cette équation pour qu'elle satisfasse à un milieu quelconque, com-

mençons le calcul pour le milieu sphérique de la théorie classique.

Soit (fig. 2), 3 milieux, $n_1 > n_2 > n_3$, séparés par 2 surfaces concentriques de rayons R_1 et R_2 . — On a d'abord :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin r_2$$

$$n_2 \sin i_2 = n_3 \sin r_3$$

.....

Le quadrilatère $I P M Q$ étant inscriptible :

$$\sin r_2 = QM/IP \sin i_2$$

Si l'on remplace, en multipliant membre à membre et en simplifiant

$$n_1 \sin i_1 = \frac{QM}{IP} n_2 \sin i_2 = n_3 \frac{R_2}{R_1} \sin r_3 = n_3 \frac{R_3}{R_1} \sin i_3$$

... et ainsi de suite.

Cette formule, bien antérieure aux théories ionosphériques est due à BOUGUER. On sera amené à la généraliser pour un milieu quelconque.

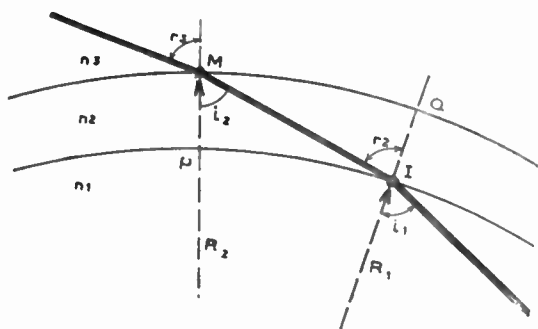


FIG 2. — Réfraction en milieu sphérique.
Equation rigoureuse de Bouguer (1730)

Structure complexe.

En réalité les couches ne peuvent pas être sphériques. Le gradient d'ionisation, fonction de la position solaire, surtout pour la couche E, est à la fois vertical et horizontal, c'est-à-dire oblique en un point quelconque.

Dans un plan vertical, les lignes de niveau traversent verticalement la surface maximum, par raison de symétrie.

Sur une distance — pas trop grande — on peut limiter la fonction représentative par le premier terme de son développement et écrire en coordonnées rectilignes :

$$Q_{zx} = Q_0 \left(1 + \frac{x}{K}\right) \left(1 - \frac{z^2}{y^2}\right) \quad (a)$$

Par exemple, dans la direction Nord-Sud, en septembre 1949, on lit sur les cartes d'ionisation de fréquence maximum utilisable sous l'incidence 0 (FM UO), en zone 1 sur la couche F_2 , entre les 60° et 30° parallèles, les fréquences 8 et 12 Mc/s.

Donc

$$12^2 = 8^2 \left(1 + \frac{x}{K}\right)$$

x étant de l'ordre de 3 300 k., K est compris entre 6 et 7 000 (kilomètres).

On trouve le même ordre de grandeur pour la couche E.

Forme des courbes de niveau. — Leur équation se déduit de l'égalité :

$$Q_{xz} = C^e = Q_0 = Q_0 \left(1 + \frac{x}{K}\right) \left(1 - \frac{z^2}{y^2}\right)$$

c'est-à-dire :

$$x y^2 - x z^2 - K z^2 = 0$$

Comme en général on ne considérera que des points z situés assez haut, de cote faible par conséquent on écrira sans erreur sensible :

$$z^2 = 2 p x \text{ avec } p = y^2/2 K$$

Remarque. — Avec cette approximation, en remplaçant x et K dans l'égalité (a) :

$$Q_{zx} = Q_0 \left(1 + \frac{z^2}{y^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{y^2}\right) = Q_0 \left(1 - \frac{z^4}{y^4}\right)$$

cette simplification servira plus loin.

Equation de réfraction.

Au centre de la couche, dans un plan vertical, les lignes d'ionisation sont des paraboles déformées suivant un axe circulaire. Les branches infinies, dirigées vers le Sud sont asymptotes aux cercles limites de la région ionisée.

Il n'y a donc plus symétrie par rapport à la verticale. Le faisceau issu d'Alger, pour préciser, pénétrant dans la couche E, ne se comporte pas comme son opposé en provenance de Paris. Le premier, qu'il se réfléchisse ou non sur cette couche, est forcément tangent en un z plus ou moins petit mais jamais nul, à l'une ou l'autre des lignes d'ionisation. Le second croise ces lignes jusqu'à l'axe.

La connaissance du point de réflexion totale étant nécessaire à l'explication finale de la question étudiée, il faut s'efforcer de relier l'incidence i_0 à l'entrée, aux coordonnées de ce point par une équation continue :

$$\sin i_0 = r n_\alpha \sin i_\alpha$$

dans laquelle on fera $i_\alpha = \pi/2$, ce qui déterminera α ou z .

La figure 3 montre que dans cette région qui représente celle que le rayon issu d'Alger traverse en premier lieu, la fonction r dépend toujours du

rapport élémentaire QM/IP qui peut se mettre sous la forme :

$$\cos d\alpha (I - \sin d\alpha / \tan i)$$

$d\alpha$ étant égal à α/q , q étant infini.

L'élimination des termes intermédiaires conduirait à trouver la limite du produit infini de q facteurs de la forme ci-dessus.

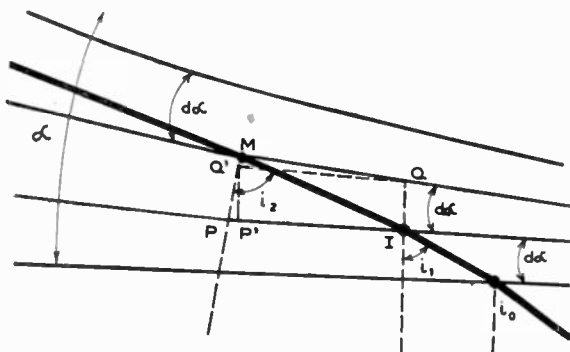


FIG. 3. — Réfraction en milieu à courbure variable. Equation applicable seulement entre certaines limites

On détermine facilement cette limite lorsque la valeur de m (ou la fréquence) est très grande. La géométrie donne puisque la trajectoire est alors rectiligne :

$$r = \cos \alpha - \sin \alpha / \tan i_\alpha$$

qui au point de réflexion totale se réduit à $\cos \alpha$.

On admettra que cette limite se conserve lorsque m n'est pas très élevé (son carré est de l'ordre de 10). Montrons que l'équation réduite $\cos \alpha$ est encore valable à peu de chose près dans une région toute autre, la région opposée (départ de Paris en ce cas).

Supposons même que le paramètre m soit déficient et qu'il y ait réflexion sur la couche E au lieu de la transmission envisagée plus haut. Au sommet M , l'angle α d'inclinaison atteint une valeur β dont

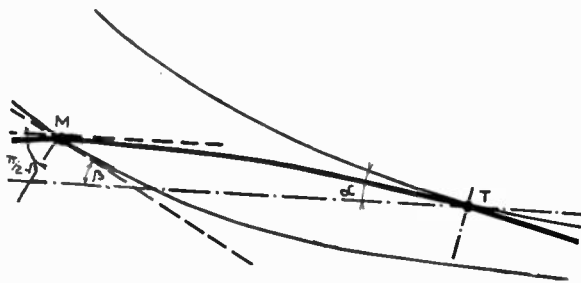


FIG. 4. — Condition de réflexion et limite d'occultation

le complément est l'angle d'incidence sur la ligne de niveau passant par M . Comme les rapports QM/IP agissent en sens inverse par suite de la disposition géométrique on écrira (fig. 4) :

$$\sin i_0 = n_M \cos \beta / \cos \beta = n_M$$

qui développée donne la condition classique d'occultation en terre plane, pour la fréquence maximum :

$$m \cos i = I$$

Le terme de correction r complet aurait fourni une relation très peu différente que l'on rapprocherait de celle qui est employée en terre courbe : $m \cos i = k$, k étant très voisin de I .

La courbure terrestre n'a pas à intervenir dans les formules ci-dessus. On en tiendra compte d'une autre façon.

On s'efforcera par ailleurs d'éliminer la faible erreur commise : la méthode qui sera employée laissant une certaine latitude à la manifestation du phénomène. Dans ces conditions on peut écrire :

$$\begin{aligned} \sin i_0 &= n \cos \alpha = \cos \alpha \sqrt{1 - \left(1 + \frac{x}{k}\right) \left(1 - \frac{z^2}{y^2}\right) \frac{1}{m^2}} \\ &= \cos \alpha \sqrt{1 - \left(1 - \frac{z^4}{y^4}\right) \frac{1}{m^2}} \end{aligned}$$

Ceci suppose que l'on mesure m au sommet de la parabole, c'est-à-dire f/f_c , au voisinage du point où se produit la réflexion totale et que l'on se maintient sur cette parabole en cherchant le niveau z le long de cette ligne.

Or, sur celle-ci, α est une fonction de z connue par la formule de la parabole :

$$z^2 = 2px \quad z' = \tan \alpha = \frac{p}{z}$$

On peut donc éliminer α entre ces 2 expressions :

$$\begin{aligned} \sin^2 i_0 &= \frac{z^2}{p^2 + z^2} \left(1 - \left(1 - \frac{z^4}{y^4}\right) \frac{1}{m^2}\right) \\ \text{ou } (p^2 + z^2) m^2 \sin^2 i &= z^2 \left(m^2 - 1 + \frac{z^4}{y^4}\right) \end{aligned}$$

$$z^6/y^4 + B^2 Z^2 - m^2 p^2 \sin^2 i = 0$$

en désignant par B le facteur important :

$$B^2 = m^2 \cos^2 i - 1$$

lorsqu'il est positif, ce qui sera toujours le cas, puisque l'on étudie la traversée d'une couche.

Remarque.

Lorsque l'angle d'incidence est nul ou rectangulaire il y a discontinuité du facteur r .

En sondage vertical cette particularité doit se présenter théoriquement aux deux extrémités de la trajectoire pour qu'il y ait réflexion suivant le même chemin.

Mathématiquement la seule ligne qui puisse satisfaire à cette condition est la trajectoire orthogonale des lignes de niveau. Cette solution n'est pas forcément satisfaite physiquement.

Il est à présumer que le faisceau incident dévie (vers le Sud) et qu'il s'incurve de plus en plus, en fonction de sa hauteur, jusqu'à ce qu'il rencontre normalement le niveau sur lequel il peut se réfléchir.

L'étude des rapports entre hauteurs virtuelles et temps de parcours se trouve ainsi compliquée ; mais ceci dépasse le cadre du sujet actuel. Pour y

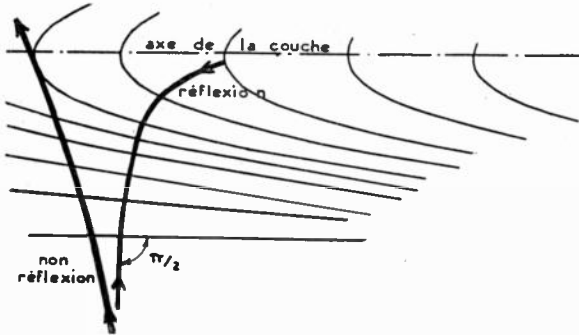


FIG. 5. — Trajectoire d'un faisceau de fréquence inférieure à la fréquence critique, à l'incidence normale et, au voisinage de la normale, au-dessus de cette fréquence

revenir examinons les données matérielles du problème et les différentes solutions, qu'à l'aide des résultats précédents, on pourra envisager.

Géométrie de la liaison Paris-Alger. — Influence des aériens.

La théorie classique, lorsqu'il y a réflexion sur F , néglige la traversée de la couche E qui, étant une lame à faces parallèles n'introduit qu'une modification légère à la trajectoire du faisceau.

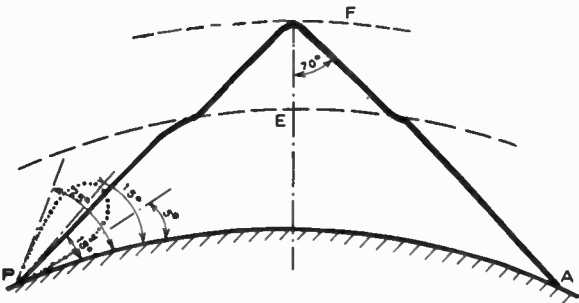


FIG. 6. — Liaison Paris-Alger, cheminement classique du faisceau réfléchi sur F . Comparaison des angles de départ et d'arrivée avec le diagramme de directivité verticale des aériens

Les aériens employés sur la liaison étant, tous les quatre, (2, émission, et 2, réception) identiques ou à peu près, et étroitement directionnels verticalement (losanges horizontaux) il n'y a qu'une seule géométrie correcte ; celle qui résulte d'une réflexion sur la couche F . Une seule autre est possible, quoique déficiente, par une réflexion sur E , le cas de 2 réflexions étant à rejeter compte tenu des diverses absorptions et de l'angle de départ.

La trajectoire à la forme symétrique de la fig. 6. Les 2 angles de départ (ou d'arrivée) A et P sont égaux et les différents angles d'incidence en terre courbe se calculent aisément.

La géométrie en structure complexe n'est plus aussi simple mais les angles sont toujours à peu près

les mêmes malgré la dissymétrie apportée par l'obliquité des couches (fig. 7).

En septembre, qui est le mois où le phénomène étudié est le plus caractérisé, et le mieux connu par les résultats d'expériences ; on peut, par l'évaluation des angles, conclure à deux choses :

1^{re} : Dans le sens Paris-Alger, la réflexion a lieu certainement sur la couche F , car le champ mesuré est notablement au-dessus du champ théorique, calculé pour 1 réflexion sur E . En effet, en cette occurrence, l'angle de départ (ou d'arrivée) est faible (5 à 6°), les aériens ont leur gain diminué de moitié et l'inclinaison du faisceau est telle que l'absorption est considérable.

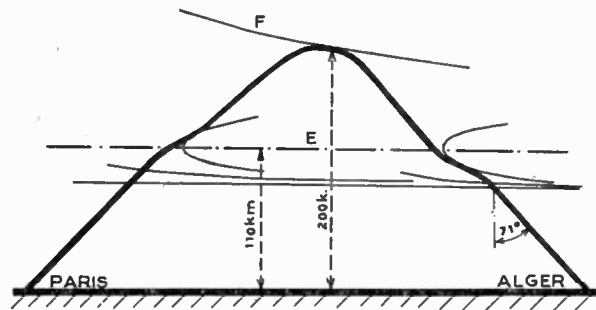


FIG. 7. — Liaison Paris-Alger, chemin résultant de la forme parabolique des lignes d'ionisation

D'ailleurs les mois d'été (juin à août), pour lesquels la diminution de la fréquence critique sur F , et l'augmentation sur E , rend probable la réflexion unique sur cette couche, comme seule route praticable ; donnent une idée expérimentale de ce champ, mesuré à Alger (pl. 1 — a).

2^e : Dans le sens Alger-Paris, le champ mesuré à Paris, au milieu de la journée est inférieur (toutes choses égales d'ailleurs) au champ expérimental (ou théorique) propagé par la couche E dans ce sens en juin.

Le calcul montre que, compte tenu des éléments géométriques et ionosphériques, la propagation se fait suivant une réflexion sur F . Néanmoins, dans le milieu de la journée, au moment où le coefficient m , rapport de la fréquence incidente sur la fréquence critique sur E est le plus petit ($m^2 = 10$ dans la région d'Alger), le terme :

$$m^2 \cos^2 I - 1$$

est toujours positif mais très faible. C'est de ce voisinage de la valeur limite zéro que l'on déduira finalement l'explication du phénomène constaté.

Influence éventuelle des aériens.

Essayons de justifier la non réciprocité par l'effet directif assez prononcé des aériens en losange, très bien orientés normalement d'ailleurs.

La structure de la couche E , telle que le calcul précèdent la présente d'une façon précise, permet de lui reconnaître plus généralement un caractère d'obliquité par rapport à l'horizontale de la théorie classique. Il en est de même pour la couche F^2 .

Dans ces conditions il est admissible qu'une certaine dissymétrie entre les angles d'arrivée et de départ aux deux extrémités de la liaison se manifeste plus ou moins.

Admettons que cette dissymétrie atteigne un taux important et se traduise par un débordement des diagrammes de directivité verticale des aériens. Il s'ensuit une déficience générale, tant à l'émission qu'à la réception, mais la réciprocité se maintient approximativement.

D'ailleurs le calcul du passage à travers la couche E et même le simple fait que l'angle α d'inclinaison de la trajectoire à l'endroit de la réflexion totale diminue montre que la dissymétrie de la géométrie du parcours s'atténue précisément à la limite du terme ($m^2 \cos^2 I - 1$), c'est-à-dire lorsque la non réciprocité atteint le taux le plus élevé. D'autre part la réflexion sur F^2 a lieu à très faible altitude sur cette couche dans une région où les lignes d'ionisation sont presque horizontales.

Enfin un argument majeur s'oppose à toutes les hypothèses de ce genre, contredites par le calcul et l'expérience. La non réciprocité n'apparaît en septembre qu'au milieu de la journée et elle disparaît

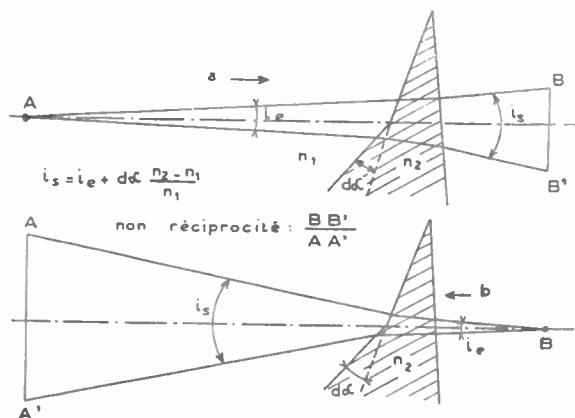


FIG. 8. — Variation angulaire d'un faisceau étroit traversant un milieu à courbure dissymétrique

aux approches de l'hiver, sauf aux fréquences plus faibles pour lesquelles le terme ($m^2 \cos^2 I - 1$) est plus petit.

Le phénomène est donc bien lié directement aux variations du paramètre m relatif à la couche E , coefficient purement solaire. Il paraît mettre en défaut le principe du retour inverse de la lumière.

C'est donc de ce côté, tout d'abord, qu'il faut chercher l'explication possible.

Principe du retour inverse.

En toute rigueur, son énoncé n'intéresse que la géométrie des rayons lumineux. — Il est discutable

d'ailleurs, et très probablement inexact à ce point de vue pour les milieux ionisés. Cela n'a pas d'importance dans le cas actuel, examinons plus particulièrement les conséquences énergétiques.

Si l'on calcule l'énergie transportée par un faisceau entre deux points en liaison bilatérale à travers un système optique quelconque, mais centré et stigmatique, les couches ionosphériques de la théorie classique par exemple ; la réciprocité géométrique entraîne la réciprocité énergétique.

Cette conséquence est mise en défaut pour un système dissymétrique. Les figures 8 *a* et *b* en donnent un exemple et indiquent comment la non réciprocité se manifeste.

En technique ionosphérique ce sont les angles tels que i_e et i_s représentés sur la figure pris dans des plans rectangulaires (*SPIM R. 6* par Rawer) ou entre deux nappes coniques (Note du L.N.R. N° 121 Lejay et Lépéchinisky), qui caractérisent l'affaiblissement de distance ou plus exactement l'altération de ce paramètre.

Cette altération n'est plus rigoureusement réciproque à travers les milieux ionisés à courbure variable ; mais on admettra que cette variation est trop lente pour produire une dissymétrie notable entre les deux sens du parcours.

D'autre part, il y a deux traversées de la couche E , situées à peu près à égale distance de chacune des extrémités de la liaison (fig. 7). La symétrie se rétablit alors, tant soit peu qu'elle ait été compromise.

Remarque.

En ondes ultra courtes on observe aussi de telles non réciprocités sous la forme de fadings atteignant alternativement, à des périodes quelconques, les deux extrémités de la liaison. L'affaiblissement angulaire est susceptible alors de les expliquer parce que leur cause peut présenter des caractères très nets, être locale et n'affecter que le voisinage de l'un des points.

Cause interne de la non réciprocité.

Les investigations précédentes ont porté en quelque sorte sur l'extérieur des faisceaux, leur parcours ou leur forme. Elles n'ont pas donné de résultat sensible ; il ne reste plus qu'un élément à étudier, c'est la constitution interne du faisceau lorsqu'il aborde certains points particuliers, notamment le point de réflexion totale.

C'est aux formules de Fresnel qu'il convient de faire appel.

Formules de Fresnel.

Répondons à l'avance à diverses objections que l'on oppose à l'emploi de ces formules dans ces conditions.

1^{er} Le gradient d'indice a une valeur finie, con-

trairement à ce que l'on envisage lorsque l'on établit les formules de Fresnel. Le point de réflexion totale est précisément un point d'exception à l'emploi de ces formules.

2° La longueur d'onde est grande vis à vis des ondes lumineuses et du gradient d'indice.

3° Le milieu ionisé est un milieu assez dispersif si l'on entend par là ce qui résulte de l'action des chocs corpusculaires.

La première raison n'est pas valable puisque l'on se base précisément sur des équations de passage et de continuité, d'autant mieux vérifiées que ce passage est lui même continu.

Certains auteurs (Bouasse, en particulier) ont envisagé l'étude de la réflexion et la réfraction dans les milieux continus et mentionnent la restriction d'application à l'endroit de la réflexion totale. L'indétermination qui apparaît alors est physiquement explicable car les faisceaux réfléchis et réfractés sont confondus et la rigueur mathématique susceptible de les séparer apparaîtrait comme un défi à la réalité physique.

Aussi, dans les développements qui vont suivre, le point T de réflexion totale ne sera envisagé que comme point géométrique et les formules ne seront appliquées qu'en des points voisins où elles gardent une signification.

Ce voisinage aura le caractère d'infiniment petit par nécessité mathématique. Précisons toutefois que ce que l'on désignera par infiniment petit est relatif aux grandeurs envisagées. Ainsi, une distance infiniment petite est relative à l'unité de longueur utilisée : le kilomètre. Considérons qu'un faisceau, le plus fin possible, peut s'étendre horizontalement sur plusieurs centaines de mètres ; cela comprend un certain nombre de longueurs d'ondes.

La dernière objection peut se rapporter à de nombreuses études sur l'action des chocs. Cette action modifie quantitativement les phénomènes, leur ajoute des caractères nouveaux mais en conserve la base et ne peut influencer sur le rapport des résultats en deux points infiniment voisins que le calcul suivant envisagera.

Ceci entendu, désignons par :

$$1, a_r \text{ et } a_t$$

les rayons incidents, réfléchis et transmis en polarisation horizontale (mêmes résultats en polarisation verticale).

$$a_r = -\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}, \quad a_t = \frac{2 \cos i \sin r}{\sin(i+r)}$$

$$\text{Posons : } i = \pi/2 - di, \quad r = \pi/2 - dr$$

Il vient :

$$a_r = \frac{di - dr}{di + dr} = \frac{1 - dr/di}{1 + dr/di}, \quad a_t = \frac{2 di}{di + dr} = \frac{2}{1 + dr/di}$$

Evaluons le rapport dr/di en fonction de la variation d'indice. Pour cela (fig. 9) considérons les 3 indices successifs n_1, n_2, n_3 , pratiquement très voisins de 1. Ils diffèrent d'une quantité aussi petite que l'on veut dn . Des lignes de niveau les séparent.

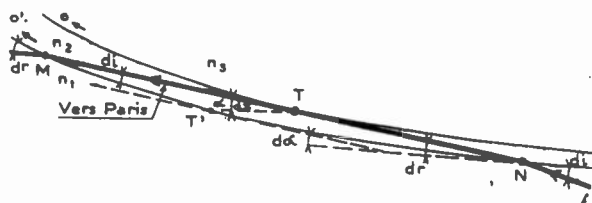


FIG. 9. — Réfraction au voisinage de la réflexion totale

Au point M , considéré comme sortie du faisceau (sens Alger-Paris) :

$$n_1/n_2 = \sin i / \sin r = \frac{2 - di^2}{2 - dr^2}$$

On en déduit :

$$dr^2/di^2 = 1 + 2 dn/di^2$$

Au point N , l'expression est inverse :

$$di^2/dr^2 = 1 + 2 dn/dr^2$$

Il s'agit de calculer ces divers termes géométriquement.

Relations géométriques.

Evaluons dn en fonction de dx , distance horizontale des deux courbes limitant l'espace n_2 . Comme dn est indépendant des deux points choisis sur ces courbes, choisissons les sommets O et O' entre lesquels on a :

$$n^2 = 1 - (1 + x/K) 1/m^2$$

d'où :

$$2 n dn \simeq 2 dn = - \frac{dx}{K m^2}$$

D'autre part dans le triangle MTT' , en désignant par R , le rayon de courbure, par $d\alpha$ la variation de α égale à di et à dr aux points M et N , à l'intérieur de n_2 , le long de l'intervalle $MN = 2 ds$

$$\frac{dx}{d\alpha} = \frac{ds}{\alpha} = \frac{R d\alpha}{\alpha}$$

c'est à dire :

$$\frac{dx}{d\alpha^2} = R/\alpha \text{ ou } \frac{2 dn}{d\alpha^2} = \frac{1}{K \alpha m^2} R = q R$$

q étant un facteur différent de zéro.

Notons que ce résultat est indépendant de la forme des lignes de niveau. On a montré au début, en 1^{re}

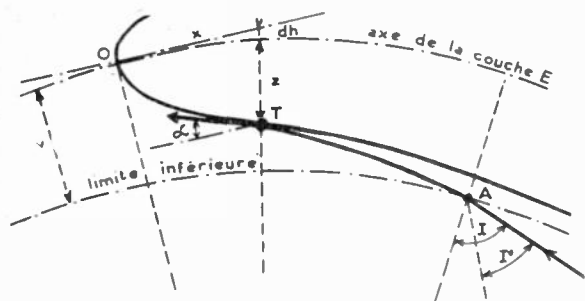


FIG. 10. — Effet de la courbure terrestre à la partie inférieure de la couche E.

approximation, qu'elles étaient paraboliques : tenons maintenant compte de la courbure terrestre.

Courbure terrestre.

La ligne de niveau réelle, partant du point O sur l'axe horizontal du lieu Ox à la forme représentée par la figure 10. Chaque point d'abscisse x (pas trop grande) est abaissé en fonction de la courbure de l'axe de la couche, de la hauteur :

$$dh = x^2 / 2 \times 6500$$

6 500 étant le rayon de la couche E.

L'équation de la ligne OT est donc dans cet intervalle.

$$Z = \sqrt{2px} + x^2 / 13\,000$$

Calculons z et x au voisinage du point limite, début de l'occultation.

Une difficulté s'élève du fait que l'angle I' d'incidence à l'entrée A (coté Alger) de la couche, rapporté à l'horizontale en O, est légèrement inférieur à l'angle I considéré en A. On vérifiera plus loin que l'on peut négliger cette dualité de valeurs et prendre comme condition limite :

$$m^2 \cos^2 I' - 1 \geq 0$$

D'autre part si l'on reprend un instant l'espace plan considéré en premier lieu, d'axe horizontal Ox, la relation entre le z correspondant et x est donné par les deux relations :

$$\sin I' = n_T \cos \alpha \text{ et } z^2 = 2px$$

autrement dit par la seconde de ces relations et leur combinaison :

$$z^6 / y^4 + (m^2 \cos^2 I' - 1) z^2 - m^2 p^2 \sin^2 I' = 0$$

A la limite, en négligeant la différence du terme $(\sin I')^{1/3}$ avec l'unité :

$$z = \sqrt[3]{m p y^2} = \sqrt{2 p x} \text{ d'où } x = \sqrt[3]{m^2 y^4 / 8 p} = 180 \text{ kms}$$

en prenant les valeurs expérimentales relevées : $m^2 = 10$, $y^2 = 500$, $p = 1/20$.

Cherchons maintenant une autre valeur de x , en un point de la courbe réelle pour lequel la courbure est nulle, c'est-à-dire lorsque :

$$1/R = \frac{z''}{(1 + z'^2)^{3/2}} = 0 \text{ ou } z'' = 0$$

De l'équation de la courbe on tire :

$$z'' = 1/6\,500 - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sqrt{p/x^3}$$

et :

$$x = 65 \text{ kilomètres}$$

La confrontation des deux résultats montre que la courbure s'est annulée bien avant que le point limite soit atteint.

Cela justifie l'imprécision dans laquelle on a laissé les valeurs de I et I'. D'autre part, puisque le rapport :

$$2 \, dn / d \alpha^2 = q R$$

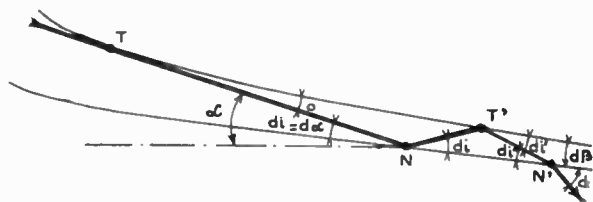


FIG. 11. — Transmission des éléments du faisceau Paris-Alger rendue possible par multiplication de l'angle di , rapporté à $d\alpha$.

est devenu infini, il en est de même des termes de l'égalité :

$$\frac{dr^2}{di^2} = 1 + 2 \, dn \, di^2$$

qui s'applique en M à la sortie du faisceau Alger-Paris. a_i est nul en ce point. En N, au contraire, le rayon réfracté a l'amplitude maximum de valeur 2.

Il y a occultation massive en M, par non réfraction dans ce sens ; mais il y a toujours réciprocité car, dans le sens Paris-Alger, les deux effets ne sont que renversés, à priori. Il y a identité dans l'absence de transmission.

L'expérience infirmant cette identité, il faut examiner les conditions particulières de plus près et se baser sur un principe de propagation radio, en marge des considérations théoriques, ou plutôt que la théorie évite parce qu'il la complique. Un faisceau « s'arrange » pour passer, dans la mesure du possible évidemment.

C'est ce possible qu'il faut chercher.

Le rayon Paris Alger se trouve arrêté en N par la ligne de niveau MN (fig. 9 et 11). Comme il ne peut

pas se réfracter, il se réfléchit presque totalement, de même en T' et ainsi de suite à moins qu'il n'arrive à se réfracter.

Considérons les deux lignes TT' et NN' , Horizontalement elles sont parallèles. Verticalement elles font entre elles un angle $d\beta$, légèrement plus petit que dx , puisque l'on est au dessous du point T (fig. 11) :

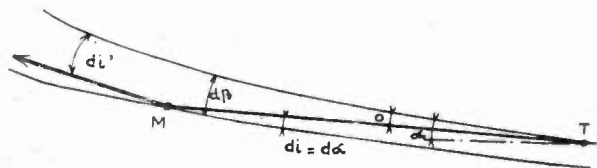


FIG. 12. — Occultation plus ou moins complète des éléments du faisceau Alger-Paris, par suite de la conservation relative de l'angle di .

$$d\beta = dx - \varepsilon$$

Les angles, analogues à celui que l'on désigne par di au point N que l'on a égalé à dx , et que l'on appellera di' , di'' ... compléments d'incidences sont tels que :

$$di' = di + d\beta, \quad di'' = di' + d\beta$$

$$di' = 2 dx - \varepsilon, \quad di'' = 3 dx - \varepsilon'$$

Les ε étant des infiniments petits par rapport aux principaux di ou dx .

Fixons une valeur de non réciprocity, celle qui est relevée en septembre à midi, par exemple. Elle atteint 18 décibels, rapport 8.

Un calcul simple, évidemment approché puisque l'on ne tient pas compte de la constitution en faisceau et des combinaisons entre éléments de ce faisceau, montre que le passage est sensiblement normal en N' . Le faisceau de sens Paris-Alger se transmet donc sans altération très apparente.

Dans le sens Alger-Paris, peut-il utiliser le même artifice, en M par conséquent. Ce point est plus élevé que T :

$$d\beta = dx + \varepsilon$$

La figure 12 donne

$$di = di' + d\beta \text{ ou } di' = -\varepsilon$$

Autrement dit les homologues des points T' n'existent pas. Le rayon reste sur la ligne de niveau MN , l'onde est en quelque sorte guidée le long des lignes d'ionisation ⁽¹⁾.

Le faisceau ne peut pas se transmettre, sinon très atténué.

La transmission redevient normale dès que l'action solaire diminue ; m augmente, T s'élève, R diminue et le rapport $dn/d\alpha^2$ tombe rapidement.

Conclusions.

La question est ainsi résolue sans que le principe de Fermat se soit trouvé formellement transgressé. Toutefois d'autres points d'interrogation restent posés.

Dans l'ordre d'idées précédent, il faudrait expliquer la non réciprocity entre Paris et Saïgon, le matin lorsque la couche E n'est pas encore formée, sur la couche F par conséquent. Rendre compte ensuite du mécanisme de la réflexion lorsque les lignes de niveau sont devenues presque circulaires et parallèles, verticalement.

D'une façon plus générale, la structure parabolique (ou apparentée et même dégénérée) offre un champ de recherches susceptible de justifier certaines méthodes empiriques : en particulier l'utilisation des deux points directeurs dans la recherche des fréquences maxima ; ou de préciser quelques particularités ionosphériques : absorption dite déviative, sondages d'apparence anormale, etc...

L'étude présente, très limitée, ne s'applique qu'à un cas particulier. Convenons toutefois que le concours de circonstances qui le réalise n'a été révélé que par les mesures expérimentales en exploitation. Le calcul des champs n'a fait qu'indiquer le sens de l'anomalie. L'explication physique se borne à contrôler qualitativement le calcul de propagation.

Cette explication physique n'aurait par elle-même qu'une portée restreinte si elle ne contribuait pas à améliorer ces calculs de propagation.

On tend à se cantonner dans l'emploi de formules plus ou moins empiriques et d'abaques passe partout sans trop se préoccuper du contrôle expérimental.

L'avenir des études ionosphériques est lié à l'intérêt qu'elles suscitent dans les services d'exploitation. Ceux-ci doivent donc servir de guide aux théoriciens.

(1) Comptes rendus à l'Académie des Sciences — janvier 1950 — par P. Lejay et Mlle Durand. — Il est fait mention d'ondes se propageant le long des lignes d'ionisation — sans explication de cette particularité.

DE LA CONCEPTION DES GÉNÉRATEURS H. F. A USAGE INDUSTRIEL ET DU DÉVELOPPEMENT DE LEUR UTILISATION EN FRANCE ⁽¹⁾

(suite et fin)

PAR

M. Jean GIRARDEAU

Ingénieur E. C. P.

Directeur Général de la Société de Traitements Electrolytiques et Electrothermiques

CHAUFFAGE PAR INDUCTION

Dans le but de limiter notre exposé, nous considérerons seulement les générateurs à lampes dont la fréquence est de l'ordre de 450 à 1.000 kc/s, et nous laisserons volontairement de côté les alternateurs dont la gamme de fréquence ne dépasse pas au maximum 20.000 périodes seconde.

Rappelons brièvement les points suivants :

— Le chauffage par induction permet de produire une concentration d'énergie calorifique très supérieure à celle obtenue par tout autre moyen. La densité de puissance atteint jusqu'à 12 000 watts par centimètre carré, conduisant à des échauffements de 500 à 1 000° C. par seconde.

— Il est le seul qui permette de contrôler très étroitement et de localiser avec une grande précision cette énergie calorifique.

— Il est, dans bien des cas, le seul procédé de chauffage utilisable, par exemple pour obtenir des trempes très superficielles.

La puissance unitaire des générateurs actuellement utilisés en France est nettement plus importante que pour le chauffage par pertes diélectriques, puisqu'au lieu de varier entre 50 W et 7 kW elle varie entre 2,5 kW et 100 kW, des générateurs plus puissants étant d'ailleurs en cours d'études.

Ceci explique que la puissance totale installée pour le chauffage par induction estimée à environ 1500 kW soit environ 3 fois celle installée pour le chauffage par pertes diélectriques, alors que le nombre d'appareils en service est très inférieur.

Moins diverses que les applications du chauffage par pertes diélectriques, les applications du chauffage par induction sont cependant encore plus importantes.

Nous n'insisterons pas sur le chauffage en vue de forgeage, laminage, recuit ou revenu : ce chauffage est généralement profond, donc beaucoup plus du domaine des alternateurs que de celui des générateurs à lampes. Toutefois, les fréquences élevées permettent d'obtenir un recuit ou un revenu pelliculaire qui peut présenter un intérêt dans certains cas particuliers.

Nous ne parlerons pas non plus du dégazage des tubes à vide, cette application est bien connue des radioélectriciens, et nous n'aurions rien à leur apprendre à ce sujet.

Nous indiquerons cependant qu'il est remarquable que les générateurs en service pour cet usage fonctionnent presque toujours de façon satisfaisante, même si ces appareils donnent lieu chez d'autres utilisateurs à de nombreuses difficultés, ce qui montre bien que, suivant les compétences radioélectriques du personnel d'utilisation, les résultats peuvent être différents.

Brasage, soudage

Les applications du brasage et du soudage par Haute-Fréquence sont importantes et commencent à se développer ; les avantages sont en effet certains :

— La puissance voulue est appliquée pendant le temps voulu, à l'endroit voulu :



Fig. 16. — Brasage d'outils de coupe avec générateur 20 kW (Cliché Snecma).

— Le revêtement voisin du joint, la matière contenue dans les pièces à joindre, les parties adjacentes, ne sont pas chauffés ;

— L'oxydation et les déformations sont réduites au minimum ;

— Des aciers spéciaux, dont des carbures complexes risquant de précipiter à haute température, sont brasés en toute sécurité ;

Si le besoin s'en fait sentir, l'opération peut d'ailleurs être conduite en atmosphère contrôlée ou sous vide ;

— Tous les facteurs de traitement sont déterminés et contrôlés ; les brasures ou soudures sont donc tou-

(1) Voir l'Onde Electrique, N° 284, de Novembre 1950, page 492.

tes de qualité et peuvent être exécutées par une main-d'œuvre non spécialisée ;

— La rapidité de l'opération est importante, comme le montrent les résultats suivants.

Brasure d'outils :

Les brasures effectuées sont des brasures au cuivre exécutées suivant les exigences des fabricants français d'outillage. Les outils sont des outils standard avec des pastilles en acier rapide ou au carbure de tungstène (fig. 16 et 17). Nous avons relevé les temps suivants :

Outils	2,5 kW	10.000 1	20.000 1
10/10	8 sec. (*)	8 sec. (*)	(*)
16/16	20 »	10 » (*)	8 sec.
20/20	1 minute	12 »	8 » (*)
25/25	1 min. 30''	16 »	8 » (*)
34/34		35 »	20 »
40/40		45 »	25 »
50/50			1 minute

(*) Pour éviter de brûler l'outil, le poste n'a pas été utilisé à sa puissance normale.

Brasure de couteaux :

Il s'agit de braser la virole d'une lame d'acier sur un manche en maillechort, le manche étant lui-même formé de 2 coquilles préalablement soudées à l'argent. La brasure Haute-Fréquence permet d'avoir un échauffement très localisé avec un alliage fondant à basse température.

Un générateur 2,5 kW permet de braser 5 couteaux simultanément dans un temps de l'ordre de 5 à 6 secondes.

de redresser les pièces, ainsi qu'il serait inévitable par tout autre procédé.

Soudure de fond d'extincteur :

La soudure d'un fond d'extincteur de diamètre

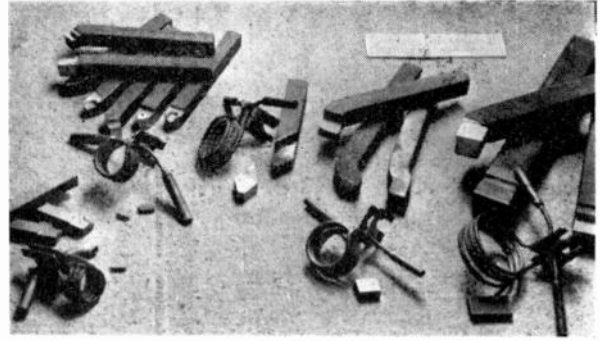


Fig. 17. — Quelques outils brasés avec leurs inducteurs (Cliché Stel).

180, avec un générateur de 2,5 kW est effectuée en un temps de 20 secondes : la soudure d'un ajutage de laiton sur le même extincteur, de dimensions extérieures 30×30 , est effectuée en 10 secondes avec le même générateur. On peut souder 15 ajutages à la fois.

Ces quelques exemples ne représentent qu'une faible partie des applications du brasage ou soudage par Haute-Fréquence. De nombreuses utilisations ont été mises au point et les résultats ont presque toujours été très satisfaisants.

Le brasage et le soudage par Haute-Fréquence sont largement utilisés aux États-Unis. Ils commencent à se développer en France. Les appareils sont au point, les méthodes sont parfaitement connues et les industries qui ont adopté cette technique sont très

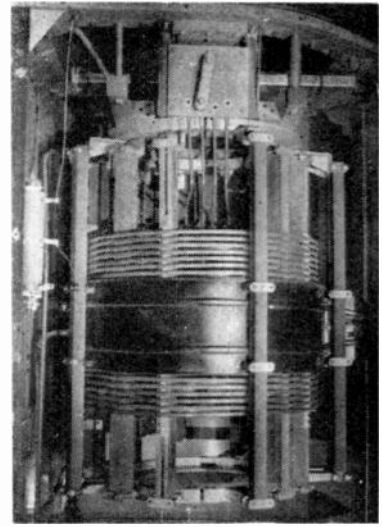
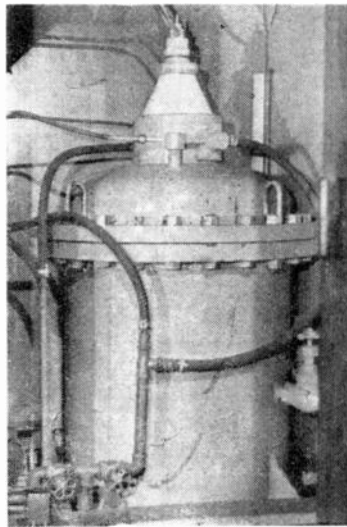
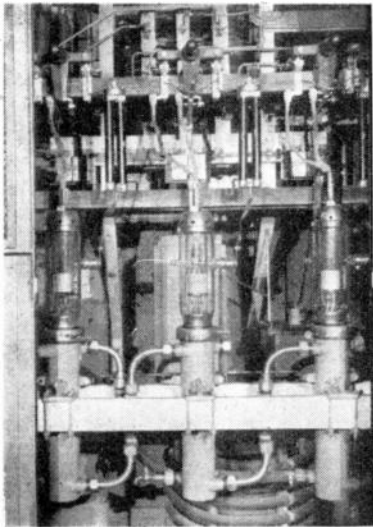


Fig. 18. — Différentes parties d'un générateur 100 kW (Cliches Stel).
De gauche à droite : Cabine des tubes oscillateurs, Condensateur du circuit oscillant, Self du circuit oscillant.

Brasure au cuivre de pièces de machines à écrire ou de machines électro-comptables :

L'emploi de la Haute-Fréquence a permis de réaliser des brasures qui résistent à des torsions de plusieurs dizaines de kilos, sans qu'il soit nécessaire

satisfaites. Tout permet donc de penser que ce développement doit s'accroître rapidement.

Trempe superficielle

C'est là de beaucoup la plus importante des applications du chauffage par induction.

Outre les avantages précédemment énumérés, la propriété qu'ont les courants induits de fréquence élevée de se localiser à la surface des pièces traitées dans une couche d'une épaisseur d'une fraction de

mine l'oxydation et la déformation et présente en outre l'avantage de ne pas donner au métal le temps de se cristalliser à chaud, permettant ainsi d'obtenir une structure micrographique plus fine.

Trempe au défilé horizontal Machine type Tortue (PARTIOT) Générateur 100 kW (STEL)	Mode de trempe	Nature des pièces	Diam. mm.	Epaiss. ou Long. mm.	Puissance redressée kW	Production horaire.
	Trempe en défillement horizont. entre pointes	Axes à grosses têtes	40	500	80	30
		Piston de pompe	60	1.300	110	14
	Trempe génér. instantanée Pièce en rotat. Douch. en coul.	Pignons côn.	216	70	90	60
		Pignons côn.	80	30	90	110
		Pignons droits	80	50	80	100
Arbre à pignon		50	30	—	180	
Trempe indéfin. Pièce en rotat.	Barres	20	6 mètres	75	100	
	Barres	30	6 mètres	80	60	
	Rotules Cliquets			20 × 20	—	4.000

Trempe avec rotation Machine type Gyrin (PARTIOT) Générateur 100 kW (STEL)	Trempe génér. instantanée	Couronnes	430	85	150	20
		Couronn. plein.	320	67	100	24
	Pièces en rotat.	» allégées	320	48	100	50
		» à toile	300	50	100	45
		Rochets	160	10	80	130
		Pignons de chaîne	75	5	50	275
		Axes à grosse tête	39	127	80	100
		— id	39	275	—	80
		— id	48	260	—	80
		Trempe au défillement circul. Pièces en rotat. sur elles-mêm.	Rotules	23		75
			10		75	390
			12		75	3.500

Trempe au défilé vertical Machine type Bique (PARTIOT) Générateur 100 kW (STEL)		Ø intér.	Ø extér.	Long. mm.	Prof. de Trempe (mm)	Produc. horaire
	Axes acier à 0,42 C		18	135	0,8 — 1,0	600
			22	148	0,7	1.000
			22	155	0,8 — 1,0	480
			25	210	0,8 — 1,0	300
			30	175	0,8 — 1,0	300
	Axes de piston		15	40		3.600
			22	60		1.800
			45	75		500
	Axes creux Acier mi-dur	13	16	49	0,8 — 1,0	2.400
		13	18	50	0,8 — 1,0	1.600
		17	20	70	0,7 —	2.000
		14	22	75	0,8 — 1,0	1.100
		18	25	76	0,8 — 1,0	1.320
		18	27	80	0,8 — 1,0	1.100
		31,5	50	115	0,8 — 1,0	300

millimètre, permet d'effectuer un chauffage uniquement superficiel, d'où un durcissement également superficiel après trempe. La rapidité de chauffe éli-

Enfin, la trempe superficielle ne détruisant pas l'effet du traitement thermique antérieurement appliqué à la masse de la pièce, on peut utiliser des aciers

au carbone de bonne qualité à la place d'aciers spéciaux du type nickel-chrome.

Bien que la trempe superficielle concerne le plus souvent des pièces importantes nécessitant des générateurs de puissance élevée, il existe cependant un certain nombre d'applications pour lesquelles les puissances exigées sont moindres.

Citons quelques résultats intéressants :

— La trempe de limes hypodermiques s'effectue au défilé à raison de 17 mètres /minute avec un géné-

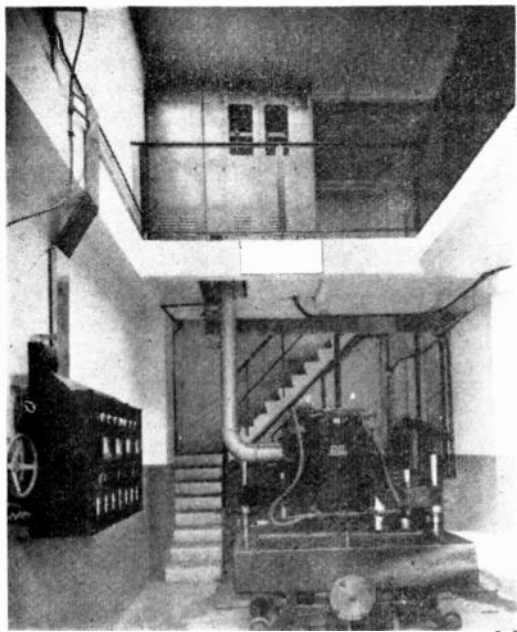


Fig. 19. — Ateliers Renault-Batignolles. Générateur 100 kW et Machine Gyrin.

rateur 2,5 kW, ce qui conduit à une production de plusieurs millions de limes par mois, avec une qualité parfaite.

— La trempe de lames de scies à métaux d'une largeur de 15 mm et d'une longueur de 30 cm est

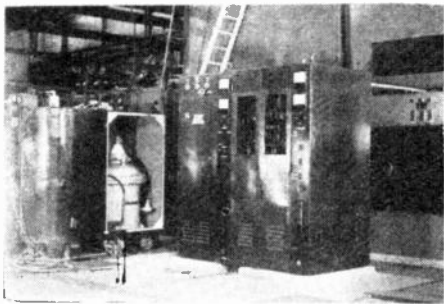


Fig. 20. — Meuble de lampes et chariot de trempe d'un 100 kW (Peugeot, Sochaux).

effectuée à l'aide d'un générateur 2,5 kW en 6 secondes pour de l'acier ordinaire, et en 16 secondes pour de l'acier rapide.

Engrenages — Pignons — Axes — Trempes intérieures :

La trempe de la plupart des pièces pour l'industrie mécanique et pour l'industrie automobile exige généralement des puissances plus élevées.

L'intérêt de la trempe Haute-Fréquence pour ces pièces est maintenant reconnu des fabricants. Il n'est pas aujourd'hui de constructeur d'automobiles qui n'utilise la Haute-Fréquence, soit en faisant des traiter pièces à façon à l'extérieur, soit à l'aide de ses propres générateurs.

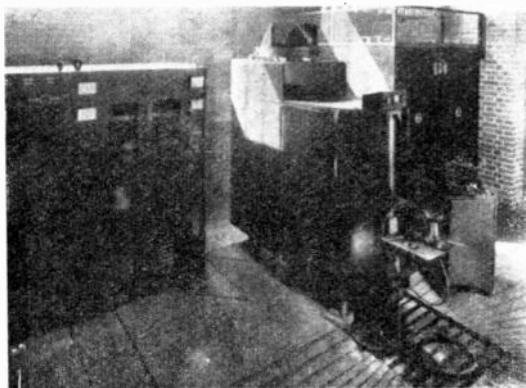


Fig. 21. — Générateur 100 kW (Ateliers Cazenave Paris). De gauche à droite : Meuble de lampes et contacteurs, Chariot de trempe, Redresseur.

La variété des pièces traitées est considérable, ainsi qu'en témoigne l'énumération suivante :

— Engrenages et pignons : pignons de distribution, pignons baladeurs, pignons à chaîne, pignons de moteur, pignons de boîte de vitesses, couronne de démarreur, pignon de démarreur.

Axes : axes de pompe à huile, axes de piston, axes de chenille, arbres à cames, arbres de transmission.

— Trempes intérieures : moyeux de roue, intérieurs de bielle, bagues de roulement, chemises en fonte.

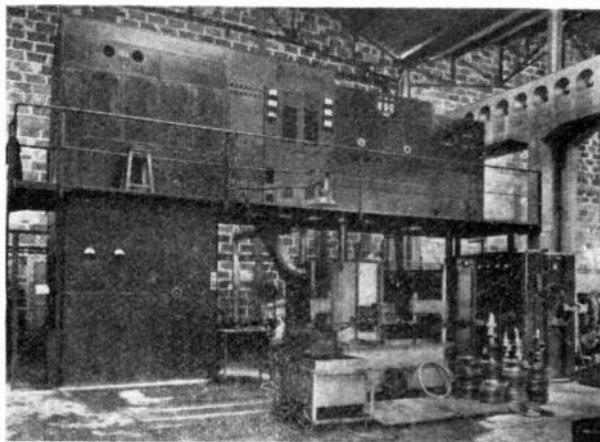


Fig. 22. — Ateliers Partiot Rueil. Générateurs 100 kW N° 2 et N° 3. Générateur 20 kW N° 1.

— Divers : rotules de direction, cliquets de freins, parties de culbuteurs, vis de culbuteurs, dents de loup.

Huit générateurs de 100 kW et une dizaine de générateurs de 20 kW sont ainsi utilisés par l'industrie automobile et mécanique. Certains de ces générateurs ont maintenant plus de 10.000 heures de fonctionnement industriel et ont permis de traiter plusieurs millions de pièces.

Ces générateurs sont presque toujours accouplés à des machines permettant de réaliser les opérations suivantes : défilé vertical, défilé horizontal, rotation. Les trois tableaux ci-contre faisant état de quelques résultats industriels montrent que les chiffres de production ainsi obtenus sont très élevés.

Vilebrequins :

La trempe de vilebrequins mérite une mention particulière. On peut estimer en effet maintenant que 80 % de vilebrequins de moteur Diésel sont trempés par Haute-Fréquence.

Si la majorité de ces trempes sont encore effectuées à l'aide d'alternateurs, les générateurs à lampes sont de plus en plus utilisés et leur emploi semble être la méthode de l'avenir.

Ils offrent en effet les avantages suivants :

— Nécessité d'une puissance moindre pour un même résultat, puisque l'épaisseur de peau est moindre ;

— Plus grande facilité de construire les inducteurs et de corriger éventuellement leur cosinus () ;

— Possibilité de découpler davantage les inducteurs pour éviter les claquages en gardant un rendement correct.

Enfin, les machines spéciales réalisées pour l'utilisation des générateurs à lampes n'obligent pas à faire tourner le vilebrequin, ce qui est un avantage considérable dans le cas de grosses pièces. Citons un exemple pratique :

Vilebrequins moteur Diésel 4 cyl. Poids 60 kg. 5 portées D = 95 mm ; Long = 70 mm Temps : de trempe : 45 secondes par portée.

4 manetons D = 70 mm ; Long = 50 mm ; Temps de trempe : 30 secondes par portée.

Production totale : 5 vilebrequins à l'heure.

Précisons enfin que des vilebrequins de gros moteurs Diésel de marine, d'un poids de 2 800 kg, ont été traités avec succès à l'aide des mêmes appareils.

Les installations

Les installations de trempe Haute-Fréquence dans l'industrie automobile sont de deux types :

Postes en chaîne :

Les générateurs sont introduits dans les chaînes de fabrication, chaque générateur correspondant à une pièce à traiter. Dans certains cas, un dispositif à double poste de travail permet de tremper deux pièces simultanément.

Les générateurs peuvent être totalement indépendants les uns des autres ou avoir un transformateur et un redresseur d'alimentation communs.

Cette solution présente l'avantage d'éviter le transport des pièces et de choisir un appareil dont la puissance convient exactement à la pièce à traiter.

L'inconvénient principal paraît être le fait que les cadences de production de la Haute-Fréquence sont telles que, même dans des usines aux séries très importantes, un générateur ne saurait être utilisé que quelques heures par jour sur une même pièce.

Centrale thermique H. F.

Les pièces sont toutes traitées dans une même centrale thermique, équipée de générateurs de puissance suffisamment élevée pour traiter la gamme complète.

Les avantages de cette solution sont une utilisation permanente du matériel, une surveillance technique meilleure grâce à un personnel très spécialisé, enfin un nombre plus réduit d'appareils, d'où une économie importante.

Le choix entre ces deux solutions mérite dans chaque cas un examen approfondi.

Dans la plupart des installations réalisées, seul le chariot de trempe est à proximité immédiate des pièces à traiter, le meuble de lampes est souvent situé sur une passerelle au-dessus de celui-ci ; le redresseur et le transformateur peuvent être soit situés sur cette même passerelle, soit dans tout lieu même éloigné dont on peut disposer.

Dans plusieurs cas, chaque générateur peut être commuté sur plusieurs chariots de trempe. Cette commutation peut être manuelle s'il s'agit d'effectuer des opérations de trempe sur les chariots successivement, le changement de machine étant effectué sur un chariot pendant qu'on utilise l'autre, ou automatique et très rapide s'il s'agit d'effectuer les opérations de trempe simultanément, le chauffage s'effectuant sur un chariot, pendant le temps mort de la manutention et du douchage sur le chariot voisin.

En ce qui concerne les qualités exigées du matériel lui-même, il nous a semblé intéressant pour conclure de citer les propres paroles d'un utilisateur :

« On doit pouvoir reléguer le générateur sur une plateforme surélevée où personne ne monte jamais, si ce n'est pour des visites systématiques ; s'il faut un ingénieur et des techniciens spécialement occupés à assurer la régularité de marche des générateurs, le prix de revient du traitement monte en flèche et le coefficient d'utilisation reste fâcheusement bas. Cette considération dicte le choix des constructeurs sur la qualité des matières à employer et sur les simplifications à rechercher ; elle doit aussi dicter le choix des utilisateurs. Il faut la qualité d'abord. Un poste qui semble bon marché risque souvent d'être le plus cher ».

Ces vues sont tout à fait conformes à celles émises au début de cet exposé, et nous pensons, pour notre part, que « Robustesse et Simplicité » doit être la devise des constructeurs de générateurs Haute-Fréquence.

Nous terminerons en précisant que tous les résultats indiqués dans cet exposé sont des résultats industriels obtenus dans des usines en exploitation. Nous avons volontairement éliminé tous résultats d'essais de laboratoire parfois très séduisants, mais impossibles à reproduire en exploitation. Nous espérons donc avoir apporté la preuve que la Haute-Fréquence industrielle n'est plus maintenant une technique qui reste l'apanage de chercheurs ou d'ingénieurs spécialisés, mais un moyen éprouvé d'améliorer la fabrication et de diminuer les prix de revient dans de nombreuses industries (fig. 18 à 22).

TABLE DES MATIÈRES

VOLUME XXX

ANNÉE 1950

NUMÉROS 274 à 285

TITRE DES ARTICLES

AUTEURS

PAGES

MOIS

T.O. — Généralités

Le Centenaire de la Naissance d'Olivier Heaviside	L. BOUTHILLON	394	Octobre.
Allocation	L. de BROGLIE	395	Octobre.
La vie d'Heaviside	E. PICAULT	398	Octobre.
Heaviside et l'ionosphère	E. APPLETON	401	Octobre.
La Commémoration du Centenaire d'Olivier Heaviside en Angleterre	Willis JACKSON	403	Octobre.
Heaviside et le Calcul Opérationnel	P. HUMBERT	405	Octobre.
Les Continuateurs de Heaviside	S. COLOMBO	407	Octobre.
Heaviside et la téléphonie	P. M. PRACHE	409	Octobre.
Heaviside et la rationalisation des unités et des formules de l'électricité et du magnétisme	L. BOUTHILLON	411	Octobre.
Salon International de la Pièce détachée		246	Mai.
Les Travaux de la Commission de modernisation des Télécommunications du Plan Monnet		341	Juillet.
L'œuvre de Raymond Jouaust en radioélectricité	B. DECAUX	206	Mai.
L'œuvre de Raymond Jouaust en métrologie	L. SARTRE	211	Mai.
L'œuvre de Raymond Jouaust en électrotechnique	P. de la GORCE	214	Mai.
A propos de l'impédance du vide	A. FOCH		5 Janvier.
L'Électronique au Commissariat à l'Énergie Atomique	SURDIN	154	Avril.
Conduire une Etude	J. LOEB	386	Août-Septembre.
L'électronique et les mathématiques expérimentales	F. H. RAYMOND	30	janvier.
L'amplification des ondes centimétriques : les tubes à ondes progressives	G. GOUDET	8	janvier.
Théorie et pratique des multipôles en hyperfréquences (La théorie des multipôles en hyperfréquences)	G. GOUDET	178	Avril.
Théorie et pratique des multipôles en hyperfréquences (la mesure des caractéristiques des fiches et câbles coaxiaux)	H. JASSIN	223	Mai.
Sur la capacité de Transmission maximum d'un canal en présence de bruit	J. LAPLUME	235	Mai.
Note sur la précision maximum des servomécanismes parfaitement stables	G. LEHMANN	267	Juin.

T. 1. — Mesures

Les appareils de détection de particules atomiques	J. LABEYRIE	156	Avril.
Trois exemples d'appareils électroniques utilisés dans la détection	G. VALLADAS	317	Juillet.
Les appareils de mesures destinés à la protection du personnel contre les rayonnements radioactifs	J. WEILL	328	Juillet.
Mesure des tensions dans la gamme radioélectrique	J. RAUX	382	Août-Septembre.
Mesure des faibles puissances en ondes centimétriques	BROC	108	Mars.
Une cavité résonnante pour l'étude des diélectriques	P. GRANDSARD	245	Mai
Mesure du pouvoir inducteur spécifique et de l'angle de perte des diélectriques entre 50 Kc/s et 100 Mc/s	J. JOURDAN	285	Juin.

T. 2. — Rayonnement — Propagation

Les échos Radioélectriques autour de la terre	A.H. de VOOGT	433	Octobre.
Alimentation simultanée d'un aérien par deux émetteurs de 100 et 20 kw au centre de Toulouse-Muret	M. MERLET	522	Décembre.
Etude théorique de l'intermodulation due à l'attaque simultanée d'un aérien par deux émetteurs	V. FAMILIER	528	Décembre.
Dissymétrie dans la propagation des ondes. Etude de la non-réciprocité observée sur la liaison bilatérale Paris-Alger	P. NIGUET	533	Décembre.

T. 3. — Production des oscillations électriques

Un oscillateur à quartz à haute stabilité	M. INDJOUJIAN	76	Février.
Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	R. SUEUR		
	P. ANDRIEUX		
	J. NORBERT		
	M. CORNEBISE	67	Février.
(Suite et fin)		140	Mars.
L'Utilisation des convertisseurs de modulation dans les équipements multiplex à impulsions	G. POTIER	195	Avril.

T. 4. — Amplification et Réception

Les propriétés directives des antennes de réception	E. ROUBINE	250	Juin.
Un nouveau type de magnétron amplificateur	P. MARIE	13	Janvier-Février.
			Avril.
L'Adaptation sur une large bande de fréquences des amplificateurs et auto-oscillateurs utilisés en ondes centimétriques	DENIS	271	Juin.
Les guides d'ondes au-delà de la fréquence de coupure (Application aux atténuateurs à piston)	A. BRIOT	57	Janvier.
Filtre en anneau pour les ondes de type H11 dans les guides circulaires	Z. SZEPESI	230	Mai-Juin.

L'Amplification des courants électriques à très basse fréquence	G. LEHMANN	169	Avril.
L'Amplification sélective en basse fréquence	Luiz Queiroz ORSINI	91	Février.
Sur la théorie des amplificateurs semi-distribués	J.L. STEINBERG	121	Mars.
Procédés graphiques pour l'étude des montages à charge cathodique	G. SALMET	128	Mars.
« Tétrode à cristal » emploi comme convertisseur de fréquences	Row. W. HAEGELE	239	Mai.

T. 5. — Exploitation et Applications

Conclusions au cycle des Conférences sur la Radionavigation	P. BESSON	218	Mai.
Un équipement multiplex à impulsions à 24 voies téléphoniques	L. J. LIBOIS	23	Janvier.
Technique et développement des récepteurs de télévision à haute définition	P. MANDEL	45	Janvier.
Transmission en télévision d'images de transparence variable par des systèmes n'utilisant pas le phénomène d'accumulation	R. MONNOT	362	Août-Septembre.
Quelques considérations sur l'utilisation des radicalignements pour la navigation maritime	P. BESSON	242	Mai.
De la conception des générateurs H.F. à usage industriel et du développement de leur utilisation en France	J. GIRARDEAU	488	Novembre.
(Suite et fin)		542	Décembre
Les appareils de prospection des minerais radioactifs	R. CHAMINADE	163	Avril
Contribution à l'étude des émissions secondaires et application au calcul d'un analyseur de télévision	R. BARTHELEMY	499	Décembre.

T. 6. — Détail et Constructions des Appareils et du Matériel

Emploi des Radioéléments dans l'étude des cathodes à oxydes	J. DEBIESE	351	Août-Septembre.
Méthodes et appareillages d'essais pour le développement des klystrons basse tension 3 cm.	R. MUSSON-GENON		
	J. CHANTEREAU		
	R. METIVIER	423	Octobre.
Etude sur la répartition de la charge d'espace dans les tubes d'émission	M. MATRICON		
	S. TROUVE	510	Décembre.
Les diélectriques céramiques titanates à haut pouvoir inducteur spécifique	A. DANZIN	253	Juin.
(Suite et fin)	A. DANZIN	335	Juillet.
Le synchrocyclotron d'Amsterdam	C. J. BAKKER	347	Août-Septembre.
Tendances nouvelles en matière d'enregistrement sur disques	P. GILOTAUX	301	Juillet.

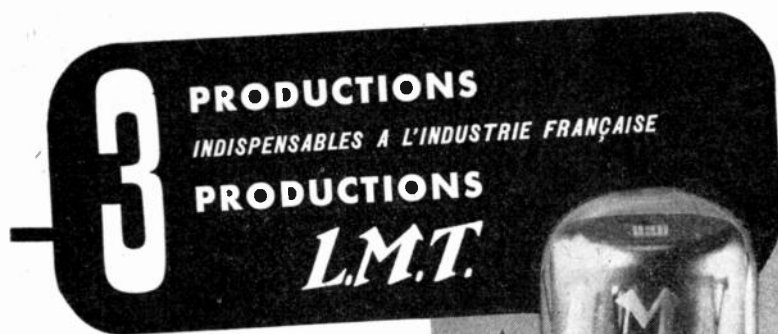
T. 9. — Divers

Sur la théorie de l'effet Hall pour le cas de conducteurs mixtes dans un champ électrique alternatif	H. WELKER	309	Juillet.
Télécommande de la réactivité de la Pile	J. POTTIER	323	Juillet.
	V. RAIEVSKI	323	Juillet.
Le sténo-sonographe phonétique	J. DREYFUS-GRAF	356	Août-Septembre
Les ondes centimétriques et la structure moléculaire	R. FREYMANN	416	Octobre.
Théorie des Servo-Mécanismes à Relais	J. R. DUTILH	438	Octobre.

TABLE DES MATIÈRES PAR NOMS D'AUTEURS
ANNÉE 1950

AUTEURS	TITRE DES ARTICLES	PAGES	MOIS
ANDRIEUX P.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications ..	67	Février.
ANDRIEUX P.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications ...	140	Mars.
APPLETON Edward	Heaviside et l'Ionosphère	401	Octobre.
BAKKER C.J.	Le synchrocyclotron d'Amsterdam	347	Août-Septembre.
BARTHELEMY R.	Contribution à l'étude des émissions secondaires et application au calcul d'un analyseur de télévision	499	Décembre.
BESSON P.	Conclusions au cycle des conférences sur la Radionavigation	218	Mai.
BESSON P.	Quelques considérations sur l'utilisation des radioalignements pour la navigation maritime	242	Mai.
BOUTHILLON L.	Le centenaire de la naissance d'Oliver Heaviside	394	Octobre.
BOUTHILLON L.	Heaviside et la Rationalisation des unités et des formules de l'Electricité et du Magnétisme	411	Octobre.
BRIOT A.	Les guides d'ondes au-delà de la fréquence de coupure (Application aux atténuateurs à piston	57	Janvier.
BROC (Lt de Vaiss.)	Mesure des faibles puissances en ondes centimétriques	108	Mars.
BROGLIE L.	Le centenaire de la naissance d'Oliver Heaviside	395	Octobre.
CAUSSIN Ch.	L'ignitron et ses applications	476	Novembre
CHAMINADE R.	Les appareils de prospection des minerais radioactifs	163	Avril.
CHANTEREAU J.	Méthodes et appareillages d'essais pour le développement des klystrons basse tension 3 cm	425	Octobre.
COLOMBO S.	Les continuateurs de Heaviside	407	Octobre.
CORNEBISE M.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	67	Février.
CORNEBISE M.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	140	Mars
DANZIN A.	Les diélectriques céramiques titanates à haut pouvoir inducteur spécifique	253	Juin.
DANZIN A.	Les diélectriques céramiques titanates à haut pouvoir inducteur spécifique	335	Juillet.
DAVID R.	L'ignitron et ses applications	476	Novembre.
DEBIESE J.	Emploi des radioéléments dans l'étude des cathodes à oxydes	351	Août-Septembre.

DECAUX B.	L'œuvre de Raymond Jouaust en Radioélectricité	206	Mai.
DENIS	L'Adaptation sur une large bande de fréquences des amplificateurs et auto-oscillateurs utilisés en ondes centimétriques	271	Juin.
DREYFUS-GRAF J.	Le sténo-sonographe phonétique	356	Août-Septembre.
DUTILH J.R.	Théorie des servo-mécanismes à relais	438	Octobre.
FAMILIER V.	Etude théorique de l'inter-modulation due à l'attaque simultanée d'un aérien par deux émetteurs	528	Décembre
FOCH A.	A propos de l'impédance du vide	5	Janvier.
FREYMAN R.	Les ondes centimétriques et la structure moléculaire	416	Octobre.
GALLET F.	L'Enregistrement magnétique sonore	449	Novembre.
GILOTAUX P.	Tendances nouvelles en matière d'enregistrement sur disques	301	Juillet.
GIRARDEAU Jean	De la conception des générateurs H.F. à usage industriel et du développement de leur utilisation en France	488	Novembre.
	(Suite et fin)	542	Décembre.
De la GORCE P.	L'œuvre de Raymond Jouaust en Electrotechnique	214	Mai.
GOUDET G.	L'amplification des ondes centimétriques : les tubes à ondes progressives	8	Janvier.
GOUDET G.	Théorie et pratique des multipôles en hyperfréquences (La théorie des multipôles en hyperfréquences)	178	Avril.
GRANDSARD P.	Une cavité résonnante pour l'étude des diélectriques	245	Mai.
HAEGELE Rowland W.	Tétrode a cristal » emploi comme convertisseur de fréquences	239	Mai.
HUMBERT P.	Heaviside et le calcul opérationnel	405	Octobre.
INDJOUJIAN M.	Un oscillateur à quartz à haute stabilité	76	Février.
JACKSON Willis	La commémoration du centenaire d'Oliver Heaviside en Angleterre	403	Octobre.
JASSIN H.	Théorie et pratique des multipôles en hyperfréquences (La mesure des caractéristiques des fiches et câbles coaxiaux)	223	Mai.
JOURDAN J.	Mesure du pouvoir inducteur spécifique et de l'angle de perte des diélectriques entre 50 kc/s et 100 Mc/s	285	Juin.
LABEYRIE J.	Les Appareils de détection de particules atomiques	156	Avril.
LAPLUME J.	Sur la capacité de transmission maximum d'un canal en présence de bruit	235	Mai.
LEHMANN G.	Note sur la précision maximum des servomécanismes parfaitement stables	267	Juin.
LEHMANN G.	L'Amplification des courants électriques à très basse fréquence	169	Avril.
LIBOIS L. J.	Un équipement multiplex à impulsions à 24 voies téléphoniques	23	Janvier.
LOEB J.	Conduire une étude	386	Août-Septembre.
MANDEL P.	Technique et développement des récepteurs de Télévision à haute définition	45	Janvier.
MARIÉ M.	Un nouveau type de magnétron amplificateur	79	Février.
MARIÉ P.	Un nouveau type de magnétron amplificateur	13	Janvier.
MATARE H. F.	Remarques concernant l'amplification observée sur des semi-conducteurs (Phénomènes de transistance)	469	Novembre.
MARIÉ P.	Un nouveau type de magnétron amplificateur	200	Avril.
MATRICON M.	Etude sur la répartition de la charge d'espace dans les tubes d'émission	510	Décembre.
MERLET M.	Alimentation simultanée d'un aérien par deux émetteurs de 100 et 20 kw au centre de Toulouse-Muret	522	Décembre.
METIVIER R.	Méthodes et appareillages d'essais pour le développement des klystrons basse tension 3 cm	423	Octobre.
MONNOT R.	Transmission en télévision d'images de transparence variable par des systèmes n'utilisant pas le phénomène d'accumulation	362	Août-Septembre.
MUSSON-GENON R.	Méthodes et appareillages d'essais pour le développement des klystrons basse tension. 3 cm	425	Octobre.
NIGUET P.	Dissymétrie dans la propagation des ondes — Etude de la non-réciprocité observée sur la liaison bilatérale Paris-Alger	533	Décembre.
NORBERT J.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	67	Février.
NORBERT J.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications (Suite et fin)	140	Mars.
PICAULT E.	La vie d'Heaviside	398	Octobre.
POINCELOT P.	Remarques sur l'usage des cadres	485	Novembre.
POTIER G.	L'utilisation des convertisseurs de modulation dans les équipements multiplex à impulsions	195	Avril.
POTTIER J.	Télécommande de la réactivité de la pile	323	Juillet.
PRACHE P. M.	Heaviside et la Téléphonie	409	Octobre.
QUEIROZ ORSINI Luiz	L'Amplification sélective en basse fréquence	91	Février.
RAIEVSKI V.	Télécommande de la réactivité de la pile	323	Juillet.
RAUX J.	Mesure des tensions dans la gamme radioélectrique	382	Août-Septembre.
RAYMOND F. H.	L'électronique et les mathématiques expérimentales	30	Janvier.
ROUBINE E.	Les propriétés directives des antennes de réception	259	Juin.
SALMET G.	Procédés graphiques pour l'étude des montages à charge cathodique	128	Mars.
SARTRE L.	L'œuvre de Raymond Jouaust en Métrologie	211	Mai.
STEINBERG J. L.	Sur la théorie des amplificateurs semi-distribués	121	Mars.
SUEUR R.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	67	Février.
SUEUR R.	Le quartz, son traitement, son emploi dans la technique des Télécommunications	140	Mars.
SURDIN	L'Electronique au Commissariat à l'Energie Atomique	154	Avril.
SZEPESI Z.	Filtre en anneau pour les ondes de type H II dans les guides circulaires	230	Mai.
SZEPESI Z.	Filtre en anneau pour les ondes de type H II dans les guides circulaires	293	Juin.
TAIEB J.	La régulation de tension des générateurs électrostatiques Van de Graaff	462	Novembre
TROUVÉ S.	Etude sur la répartition de la charge d'espace dans les tubes d'émission	510	Décembre
TAIEB J.	Spectrographe de masse pour l'analyse rapide des mélanges gazeux	458	Novembre.
VALLADAS G.	Trois exemples d'appareils électroniques utilisés dans la détection	317	Juillet.
de VOOGT A. H.	Les échos Radioélectriques autour de la terre	433	Octobre.
WEILL J.	Les appareils de mesures destinés à la protection du personnel contre les rayonnements Radioactifs	328	Juillet.
WELKER H.	Sur la théorie de l'effet Hall pour le cas de conducteurs mixtes dans un champ électrique alternatif	309	Juillet.



STABILOVOLTS

TUBES A GAZ
STABILISATEURS
DE TENSION

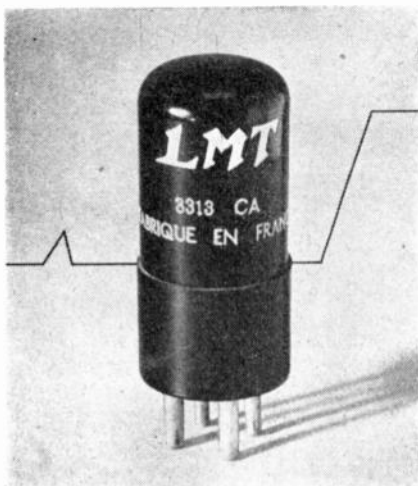


300 V	
280 V	40 & 80 mA
260 V	
150 V	200 mA
85 V	
75 V	15 mA
70 V	

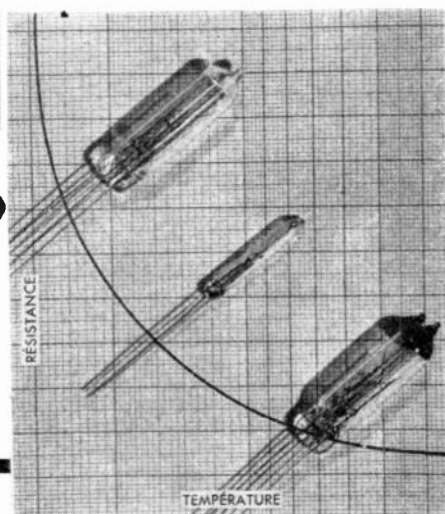
THERMISTORS

RÉSISTANCES A COEFFICIENT DE TEMPÉRATURE NÉGATIF

- SOUS VIDE
- SOUS ATMOSPHERE GAZEUSE
(CHAUFFAGE DIRECT OU INDIRECT)
- AGGLOMÉRÉS



UNE IMPULSION
DE 10 V A
CONTROLE
UN COURANT
DE 10 mA



TUBES RELAIS

A GAZ

CONSULTEZ-NOUS
SUR NOS AUTRES FABRICATIONS

Téléphonie automatique - Redresseurs - Dis-
patching - Émetteurs radio - Radiogoniomètres
Récepteurs de radiodiffusion - Liaisons radio
multivoies - Public-address - Équipements de
studios, microphones, tubes à vide et à gaz, etc.

L.M.T.

Le Matériel Téléphonique

BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE)

SERVICE COMMERCIAL TUBES A VIDE
46, Avenue de Breteuil, PARIS 7^e - SÉG. 90-04

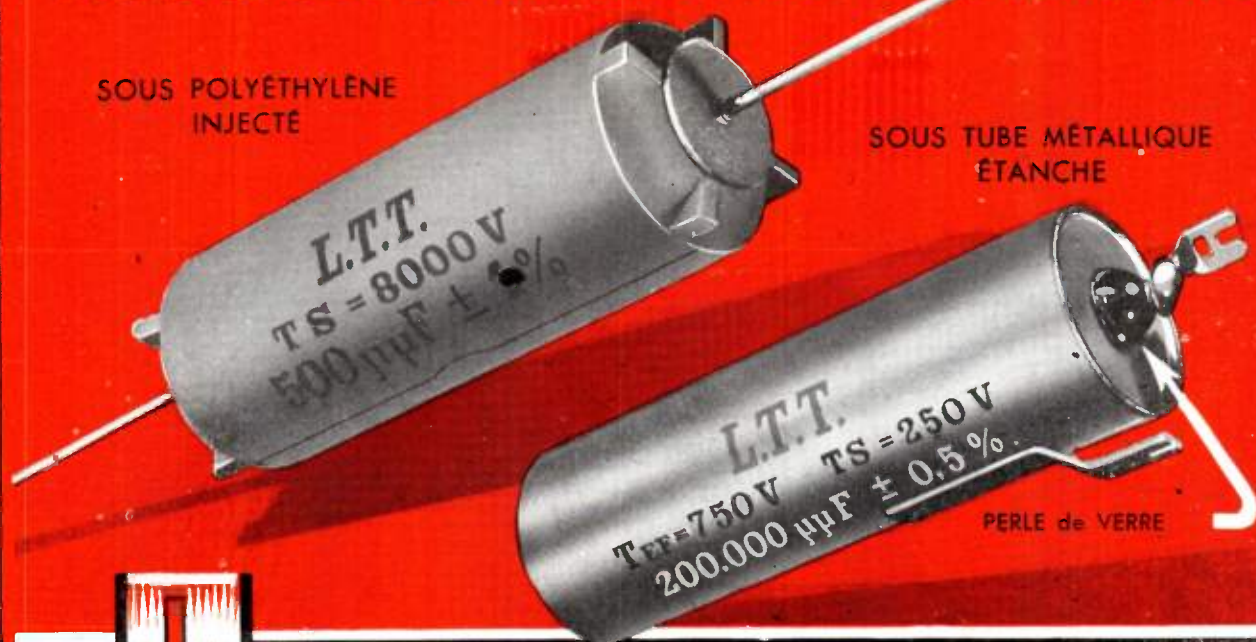


C2

CONDENSATEURS H. F. AU POLYSTYROL

SOUS POLYÉTHYLÈNE
INJECTÉ

SOUS TUBE MÉTALLIQUE
ÉTANCHE



DIRECTION SERVICES COMMERCIAUX
89 RUE DE LA FAISANDERIE — PARIS (16^e)

SERVICES D'INSTALLATION LABORATOIRES
TÉLÉPHONE : TROCADÉRO 45-50 et 12-71

AG. PUBLÉDITEC-DOMENACH



Installations de Studios
DE
RADIODIFFUSION
TÉLÉPHONIE
à longue distance
Répéteurs
Courants porteurs
**APPAREILS
DE MESURES**

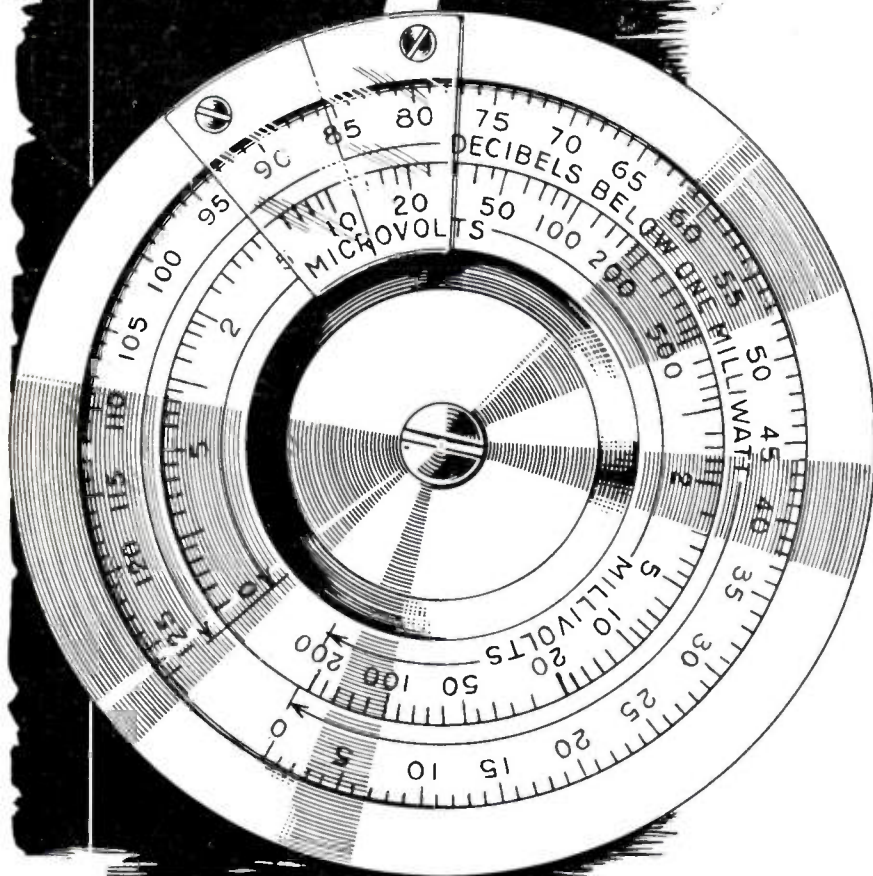
SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES

DÉPARTEMENT CABLES ÉLECTRIQUES ET TÉLÉCOMMUNICATIONS
69, RUE DE MONCEAU, PARIS-8^e - TÉL. : LABORDE 60-50

Giorci

HEWLETT- PACKARD

*Appareils de laboratoire
pour les VHF et UHF*



- OSCILLATEURS
- VOLTMÈTRES A LAMPES (VHF)
- GÉNÉRATEURS BF
- GÉNÉRATEURS D'IMPULSION
- GÉNÉRATEURS DE SIGNAUX RECTANGULAIRES
- GÉNÉRATEURS VHF et UHF (10 à 8000 mc/s)
- ATTÉNUATEURS
- ALIMENTATIONS STABILISÉES
- SLOTTED LINES
- PONTS D'IMPÉDANCE VHF

ETC., ETC...

Tous renseignements et notices au DISTRIBUTEUR EXCLUSIF pour la FRANCE

RADIO-EQUIPEMENTS

65, Rue de Richelieu · PARIS 2^e · Tél: RIC. 49-88

DU PLUS *petit* AU PLUS *grand...*

★ TROPICALISATION
★ STABILITÉ

DE
L'ULTRA MINIATURE
AUX
TRÈS GRANDES PUISSANCES
de 0,5 pF à 10.000 pF

• **RÉCEPTION** type "PRÉCISION" à haute surtension et coefficient de température précis. Type "SUBMINIATURE" pour le découplage professionnel de la télévision
• **ÉMISSION** modèles "ASSIETTE" et "POT". Le plus facile encombrement au Kvar
CONDENSATEURS A DIÉLECTRIQUE CÉRAMIQUE

LCC
LE CONDENSATEUR
CÉRAMIQUE

SERVICE COMMERCIAL : 79, BOULEVARD HAUSSMANN - PARIS-8 - TÉL. ANJOU 84-60

CERAMIC CAPACITORS FOR RADIO RECEIVERS AND TRANSMITTERS

RADIOFOTOS

FABRICATION
GRAMMONT

TUBES

"MINIATURE"
Type *International*

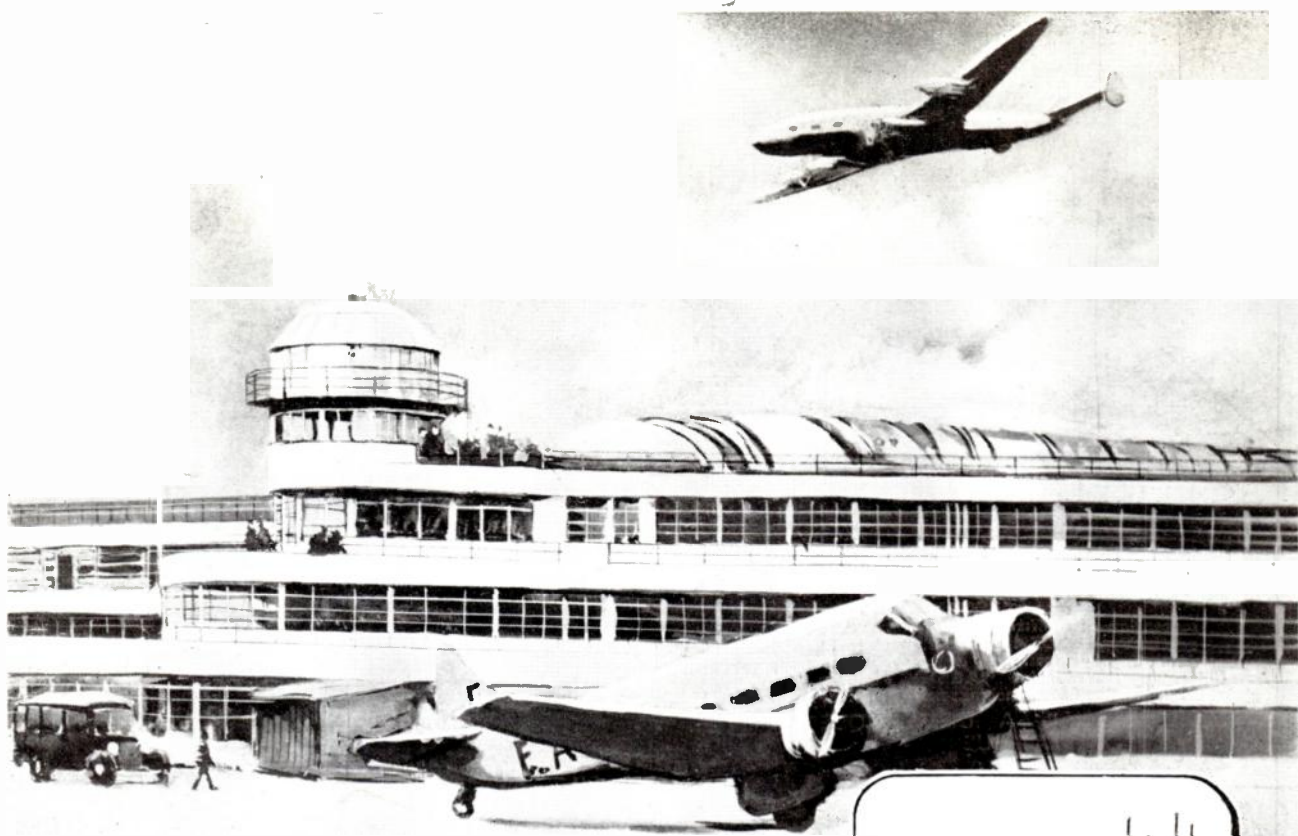
LICENCE R.C.A.

une technique éprouvée

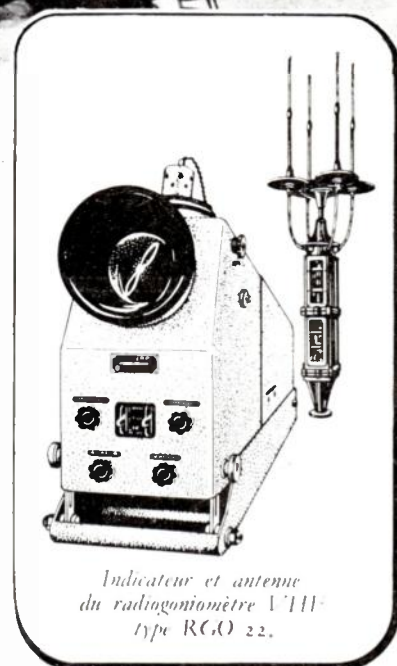
SÉRIE COURANT ALTERNATIF	SÉRIE TOUS COURANTS	SÉRIE PROFESSIONNELLE	
6 BE 6	12 BE 6	0 A 2	6 AU 6
6 BA 6	12 BA 6	2 D 21	6 J 4
6 AT 6	12 AT 6	6 AG 5	6 J 6
6 AQ 5	50 B 5	6 AK 5	12 AU 6
6 X 4	35 W 4	6 AK 6	9001
		6 AL 5	9003

STÉ DES LAMPES FOTOS

11, Rue Raspail - MALAKOFF (Seine)
Tél: ALÉ 50-00 • Usines à LYON



Suivis à chaque seconde,
CONSTAMMENT GUIDÉS
dans leur vol...



*Indicateur et antenne
 du radiogoniomètre VTH
 type RGO 22.*

CONSULTEZ-NOUS
 sur nos autres
 fabrications.

Téléphonie automatique • Redres-
 seurs • Dispatching • Émetteurs
 radio • Radiogoniomètres • Récep-
 teurs de Radiodiffusion • Liaisons
 radio multivoies • Public Address •
 Équipements de Studio
 Microphones, etc...

...tous les avions connaissent exactement leur position transmise
 du sol, grâce à un réseau de plus en plus dense de radiogonio-
 mètres. Avec ses équipements haute et très haute fréquence, conçus
 suivant les techniques les plus modernes, L.M.T. apporte dans
 ce domaine, une large contribution à la sécurité de navigation
 aérienne.

L.M.T.

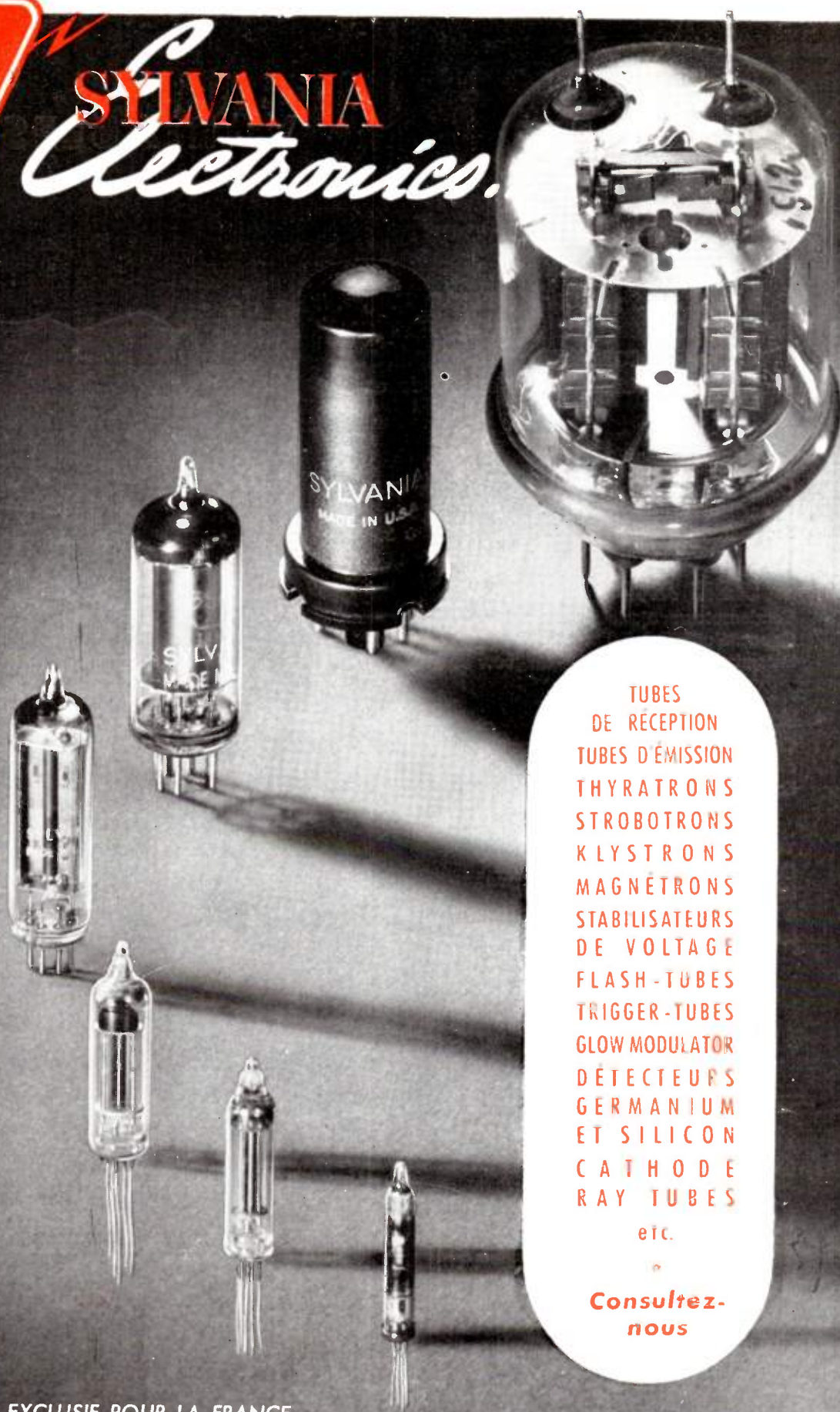
Le Matériel Téléphonique

BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE)





SYLVANIA *Electronics.*



TUBES
DE RÉCEPTION
TUBES D'ÉMISSION
THYRATRONS
STROBOTRONS
KLYSTRONS
MAGNETRONS
STABILISATEURS
DE VOLTAGE
FLASH-TUBES
TRIGGER-TUBES
GLOW MODULATOR
DÉTECTEURS
GERMANIUM
ET SILICON
CATHODE
RAY TUBES
etc.

**Consultez-
nous**

AGENT EXCLUSIF POUR LA FRANCE :

RADIO TELEVISION FRANÇAISE

29, RUE D'ARTOIS, PARIS-8° - TÉL. BAL. 42-35 et 36

AGENCE PUELEDITEC-ECMENACH

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6°, Tél. LIT. 79-53

Condensateurs **VARIABLES** ET **AJUSTABLES** *miniature...*

CONFORMES AUX NORMES C. C. T. I.
FINI APPROPRIÉ POUR CLIMATS TROPICAUX
LAMES ARGENTÉES ET **SOUDÉES**
éliminant tous risques de résistance de contact

★ SÉRIE J. V. L.

Condensateurs variables montés sur **palier à billes**
Capacité utile de 10 à 100 pF - résiduelle : 3,5 à 6,5 pF.
Encombrement 28 x 28 mm. - longueur 33 à 50 mm.



★ SÉRIE A. R. T.

Condensateurs ajustables avec blocage du rotor.
Capacité utile 10 à 100 pF - résiduelle : 3,5 à 6,5 pF.
Encombrement 28 x 25 mm. - longueur 33 à 50 mm.



★ SÉRIE B. P. B.

Condensateurs ajustables papillon. Capacité utile
entre stators : 3 à 11 pF - résiduelle : 1,6 à 2 pF
Encombrement 18 x 38 mm. - long. 18 à 26 mm.

★ SÉRIE B. A. L.

Condensateurs ajustables. Capacité
utile : 11 à 22 pF - résiduelle : 2,7
à 3,6. Encomb. 15x23 mm.
long. 16 à 20 mm.



TOUTE UNE GAMME DE
CONDENSATEURS VARIABLES

STÉ D'EXPLOITATION
R E N É
35, AVENUE FAIDHERBE
MONTREUIL-s-BOIS (Seine)



AJUSTABLES ET PAPILLONS
CATALOGUE SUR DEMANDE

DES ATELIERS
HALFTERMEYER
T É L É P H O N E
AVRON 28-90 - 91 - 92

DÉPARTEMENT EXPORTATION : SIEMAR - 62, RUE DE ROME - PARIS-8^e - TÉL. : LAB. 00-76