

copy 2

30^e ANNÉE N° 279
JUN 1950
PRIX : 160 FRANCS

L'ONDE ÉLECTRIQUE

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



NOIRÉ COUVERTURE

Condensateurs à diélectriques céramiques pour émission et réception de la Société « Le Condensateur Céramique »

LIRE DANS CE NUMÉRO

Les diélectriques céramiques titanates à haut pouvoir inducteur spécifique. — A. Damm
L'adaptation sur une large bande de fréquences des amplificateurs et auto-oscillateurs utilisés en ondes centimétriques. — M. Denis
Les propriétés directes des autogènes de récept. E. Roubine
Note sur la précision maximum des auto-oscillateurs parfaitement stables. — G. Lehmann
Méthode de pouvoir inducteur spécifique et de l'angle de perte des diélectriques entre 50 Kc/s et 100 Mc/s. — J. Jourdan
Titre en anneau pour les modes de type H₁₁ dans les guides circulaires. — Z. Szepesi

Créer. contrôler



GÉNÉRATEUR UNIVERSEL 930 D

Produire..!

Dans toutes les phases de la recherche de l'Industrie Electronique moderne, de la conception jusqu'au contrôle final, les tâches essentielles sont assumées par

LES LABORATOIRES DE MESURES

C'est pourquoi les ingénieurs choisissent toujours comme
"STANDARD DE QUALITÉ FRANÇAISE"
LES APPAREILS DE MESURE MÉTRIX

■ GÉNÉRATEUR UNIVERSEL 930 D

50 Kc/s à 50 Mc/s en 6 gammes à lecture directe. Six fréquences de modulation B.F. Multivibrateur. Sortie étalonnée. Rayonnement nul.

■ PENTEMÈTRE 305

Mesures des caractéristiques de tous les tubes électroniques actuels. Lecture directe de la pente. Sélecteur breveté S. G. D. G. pour tous les culots.

■ ANALYSEUR DE SORTIE 750

Mesure des distorsions 0 à 20 %. Wattmètre de sortie universel 1 mW à 20 W. Voltmètre alternatif. B.F. de 1 mV à 380 V.

■ PONT D'IMPÉDANCE 626

Mesure de toutes les valeurs de self-inductions, des coefficients de surtension, des capacités, des angles de pertes et des résistances.

PONT D'IMPÉDANCE 626



PENTEMÈTRE 305



ANALYSEUR DE SORTIE 750

COMPAGNIE GÉNÉRALE de MÉTROLOGIE

S. A. R. L. AU
CAPITAL DE
6.500.000 FRF
TÉLÉPH. : 8-61
TÉLÉG. MÉTRIX

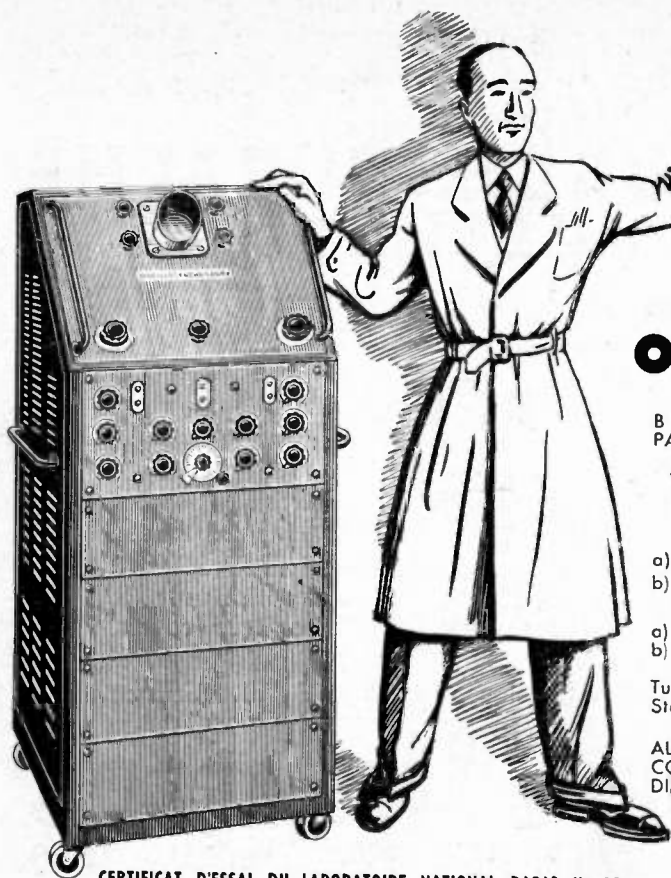


SIÈGE SOCIAL
CHEMIN DE LA
CROIX-ROUGE
ANNECY
HAUTE-SAVOIE

Agent PARIS, SEINE et SEINE & OISE : R. Mancais, 15, Fbg Montmartre. PARIS-9, PRO. 79 00 — Agences : STRASBOURG, M. Bismuth, 15, Place des Halles — LILLE, M. Collette, 41, Rue des Postes — LYON, D. Aurioi, 8, Cours Lafayette — TOULOUSE, Taleyrac, 10, Rue Alexandre Cabanel — CAEN, A. Liot, 60, Rue Bicaquet — MONTPELLIER, M. Alonso, 32, Cité Industrielle — MARSEILLE, Ets. Jussetta, 3, Rue Nav — NANTES, Porte, Allée Duquesne — TUNIS, Timsit, 3, Rue Annibal — ALGER, M. Rouja, 10, Rue de Rovigo — BEYROUTH, M. Annis E. Kehdi, 9, Avenue des Français — SUISSE : Ed. Bleuel, 45, Todistrasse, ZÜRICH — PORTUGAL : Rualdo Lda, Rue Alvéas Correia, 15-17, LISBONNE — GRECE : M. Karayannis & C, Karitsi Square, ATHÈNES

AGENCE PUBLÉDITEC-DOMENACH

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 21, Rue des Jeuneurs, PARIS-2^e, Tél. CENTral 97-63



En tête de la technique! moderne!

Les Etablissements DE PRÉSALE présentent un
OSCILLOSYNCHROSCOPE

TYPE RP 20

BANDE (a) Amplificateur vertical : $\pm 0,5$ db de 10 cycles à
PASSANTE / b) Amplificateur horizontal : $\pm 0,5$ db de 10 cycles à

VINGT MÉGACYCLES

BASES DE TEMPS

a) Balayage relaxé : 1,4 CYCLES à 1,2 MEGACYCLES
b) Balayage déclenché : 4 MICROSECONDES à 4 MILLISECONDES

MARQUEUR

a) Marquage fixe à 1 et 10 microsecondes
b) Marquage variable progressivement entre 1 et 50 microsecondes
avec étalonnage direct en temps

Tube cathodique : OE 411 PA (11 cm.)

Stabilité : aucune perturbation mesurable pour $\pm 10\%$ de variation
de la tension du secteur

ALIMENTATION : 110 volts alternatif monophasé

CONSUMMATION : 600 watts

DIMENSIONS : 1^m50x0^m56x0^m64 - Poids 100 kgs environ

DE PRÉSALE

104, 106, RUE OBERKAMPF, PARIS - OBE. 51-16
MAISON FONDÉE EN 1910

Gionet

ALTER

Département

radio et télévision

- CONDENSATEURS
Mica et Céramique
- POTENTIOMÈTRES
graphités et bobinés
- RÉSISTANCES
bobinées nues et émaillées
- TRANSFORMATEURS
Alimentation et B.F.
- AUTO TRANSFOS & SELFS

Catalogue et tarif
sur demande à :

M. C. B. ET VÉRITABLE ALTER

S.A.R.L. au capital de 35.000.000 de frs

11, R. Pierre Lhomme, COURBEVOIE (Seine) - Tél. DEF. 20-90

Autres Fabrications

Condensateurs Mica de puis-
sance ou spéciaux
Potentiomètres de précision
Résistances et Transformateurs
industriels
Régulateurs automatiques de
tension " Réguvolt "

IL EXISTE un REDRESSEUR

*pour chaque
cas particulier*

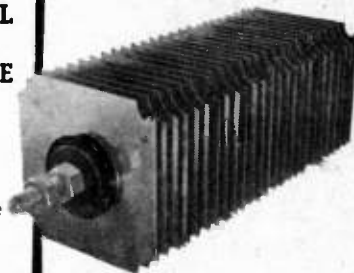
Dans chaque cas
nous vous proposons
le meilleur redresseur
soit à l'Oxyde de Cuivre

OXYMÉTAL

soit au Sélénium

WESTALITE

Les milliers
de redresseurs
actuellement
en service
sont notre meilleure
référence.



DEMANDEZ NOTRE DOCUMENTATION

N° 124

COMPAGNIE DES FREINS ET SIGNAUX WESTINGHOUSE

16, RUE DE LA VILLE-L'ÉVÊQUE - PARIS 8^e
Tél. : ANJOU 17-51 & 38-91



ACTA



Nouvel OSCILLOGRAPHÉ CATHODIQUE A 2 VOIES IDENTIQUES, *avec commutateur incorporé* TYPE 264 B

- Tube à post-accélération.
- 2 amplificateurs verticaux, gain = 2.000 - b.p. 2,5 MHZ à ± 1 db.
- Balayage relaxé ou déclenché, 3 à 250.000 c/s ; observation sur le retour pour transitoires très courts.

Notice technique, prix et délais sur demande.

RIBET & DESJARDINS

13, RUE PÉRIER, MONTROUGE (SEINE) ALE. 24-40

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.)



**MINUTERIE
CONTACTEUR**

à
RÉARMEMENT
AUTOMATIQUE
INSTANTANÉ

AVEC MOTEUR SYNCHRONE

TYPE 113

CARACTERISTIQUES

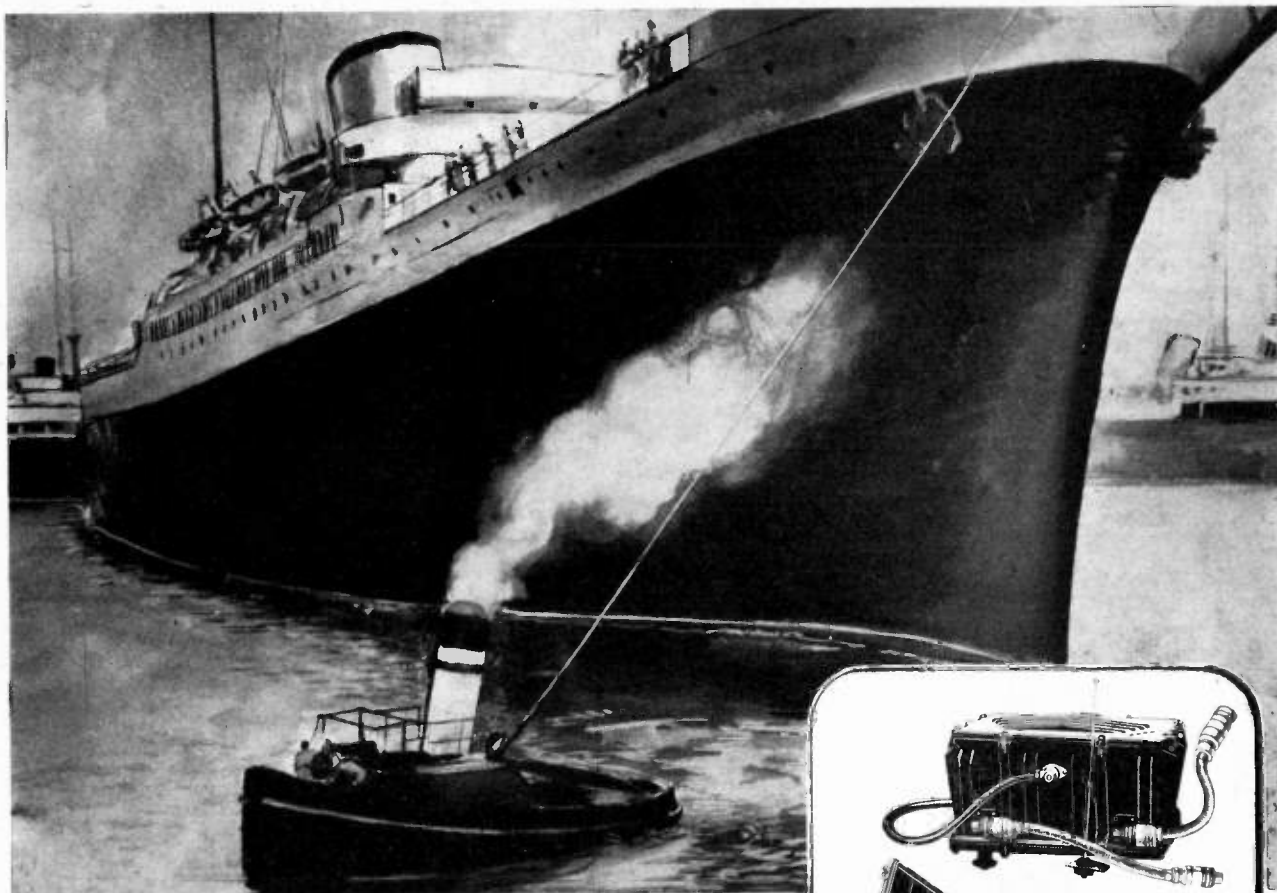
TENSION : 110 ou 220 volts.
CONSOMMATION : 13 watts.
TEMPORISATIONS MAXI :
de 14 à 28 heures.
TEMPORISATIONS MINI :
1' 5" de seconde.
PRÉCISION : le 1/800 de
l'échelle totale.
CAPACITÉ : contacts secs
10 ampères 110 volts
courant alternatif

APPLICATIONS

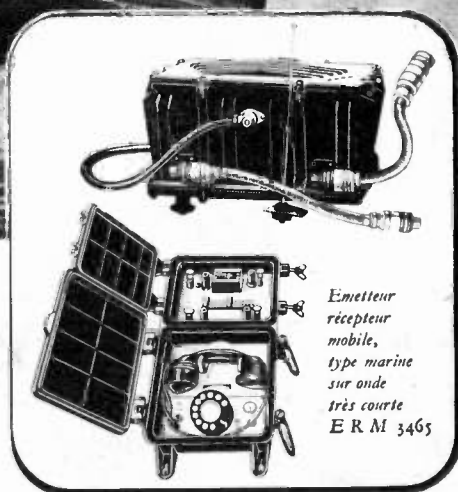
TOUTES COMMANDES
TEMPORISÉES
RADIOLOGIE
PHOTOGRAPHIE
MATIÈRES PLASTIQUES
VULCANISATION...

CROUZET & C^{IE}
MÉCANIQUE HORLOGÈRE

18, RUE J.-J. ROUSSEAU VALENCE-S-ROHNE (FRANCE) TÉL. 37-17 37-18



ARMATEURS *accélérez la* ROTATION *de vos* NAVIRES



Émetteur
récepteur
mobile,
type marine
sur onde
très courte
E R M 3465

CONSULTEZ-NOUS sur nos autres fabrications.

Téléphonie automatique • Redresseurs • Dispatching • Émetteurs radio • Radiogoniomètres • Récepteurs de Radiodiffusion • Liaisons radio multivoies • Public Address • Équipements de Studio Microphones, etc...

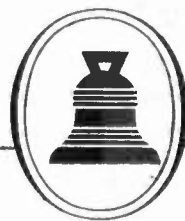
L'entrée, l'accostage ou le départ des navires demandent dans les ports des manœuvres délicates et nombreuses dont la coordination assure la rapidité et la sécurité de l'ensemble du trafic.

Les navires équipés avec des récepteurs-émetteurs L.M.T., de dimensions réduites et parfaitement étanches, peuvent à tout moment être en contact avec la terre et, de plus, grâce à la liaison des stations fixes ou d'autres bâtiments au réseau téléphonique, communiquer avec les abonnés privés.

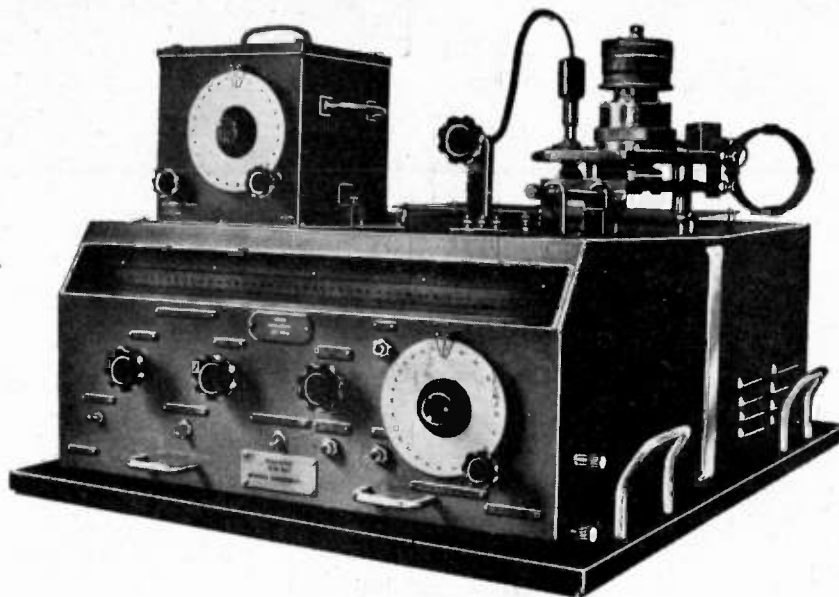
L.M.T.

Le Matériel Téléphonique

BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE)



Marconi Instruments Ltd



DIELECTRIC TEST SET Type TF 704 B.

Permet de mesurer le pouvoir inducteur spécifique et l'angle de perte d'un diélectrique
de 50 Kc à 100 Mc



EXTRAIT DU CATALOGUE

MARCONI

Voltmètre à lampe	TF 428 B/I	Millivoltmètre à lampe HF	TF 899
Pont universel	TF 868	Q mètre 50 Kc - 50 Mc	TF 329 G
Pont d'impédance HF.	TME 20	Q mètre 15 Mc - 170 Mc.	TF 886
Générateur standard	TF 867	Oscillateur Video, 20 cs - 5 Mc	} TF 885
Générateur VHF.	TF 801	Gén ^r d'ondes carrées 50 cs-150 Kc	
Générateur UHF.	TF 762	Radar 3 c/m	TF 890

et tous les appareils de mesures électroniques pour les Télécommunications

MARCONI

LELAND RADIO

M. BAUDET

6, Rue Marbeuf
PARIS-8^e — ELY 11.26

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^e)
C. C. P. PARIS 53-35

Prix du Numéro :
160 francs

Vol. XXX

JUIN 1950

Numéro 279

SOMMAIRE

	Pages
Les diélectriques céramiques titanates à haut pouvoir inducteur spécifique	A. DANZIN 253
Les propriétés directives des antennes de réception	E. ROUBINE 259
Note sur la précision maximum des servo-mécanismes parfaitement stables	G. LEHMANN 267
L'adaptation sur une large bande de fréquences des amplificateurs et auto-oscillateurs utilisés en ondes centimétriques	M. DENIS 271
Mesure du pouvoir inducteur spécifique et de l'angle de perte des diélectriques entre 50 Kc/s et 100 Mc/s	J. JOURDAN 285
Filtre en anneau pour les ondes de type H ₁₁ dans les guides circulaires (suite et fin)	Z. SZEPESI 293

Sur la couverture :

Condensateurs à diélectriques céramiques pour émission et réception, de la Société « Le Condensateur Céramique ».

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

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général FERRÉ, Membre de l'Institut.

† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.

† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.

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

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

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

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

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

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

4^o 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 — Compte 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 ^o Membres titulaires, particuliers	1.200 fr.
— sociétés ou collectivités 6.000 fr.	12.000 fr. } au gré de la Société
— 12.000 fr.	ou 25.000 fr. } ou Collectivité
2 ^o 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 ^o Membres à vie :	
Les particuliers, membres titulaires, peuvent racheter leur cotisation annuelle par un versement unique égal à dix fois le montant de cette cotisation soit	
4 ^o Membres donateurs :	12.000 fr.
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 ^o Membres bienfaiteurs :	5.000 fr.
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. BELIN, 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. DUCKES, Ingénieur des P. T. T.
J. BOULIN, Ingénieur à la Direction des Services Radioélectriques.

SECTIONS D'ÉTUDES

No	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. LÉAUTÉ.	M. BRACHET.
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 deux médailles André Blondel ont été décernées cette année à MM. H. Gutton et F. Raymond. La cérémonie de remise de ces médailles a eu lieu le 19 mai au Centre Marcellin-Berthelot sous la présidence de Monsieur le Prince Louis de Broglie. La Société des Radioélectriciens renouvelle à MM. H. Gutton et F. Raymond ses plus vives félicitations.

NÉCROLOGIE

C'est avec le plus vif regret que nous avons appris le décès de Monsieur A. Colmant survenu le 4 décembre 1949. Monsieur A. Colmant avait rendu à la Société des Radioélectriciens les plus appréciables services en assurant notamment pendant de nombreuses années (1927-1944) avec intelligence et dévouement la charge de trésorier de la Société.

OFFRES D'EMPLOIS

Nous avons reçu de l'Office Européen des Nations Unies une lettre nous informant que par suite du transfert des Nations Unies de Lake Success à New-York, du personnel complémentaire allait être recruté.

Deux places sont proposées à des candidats français : une place de sous-ingénieur radioélectricien et une de dessinateur électricien. L'engagement est prévu pour une durée minimum de un an ; les salaires du sous-ingénieur et du dessinateur sont respectivement de \$ 4.910 et de \$ 3.210 par an auxquels s'ajoutent diverses allocations et indemnités prévues par le règlement du personnel des Nations Unies. Les frais de voyage des intéressés ainsi que de leur famille et leur rapatriement sont à la charge des Nations Unies. L'Office des Nations Unies demande des candidats pouvant s'exprimer couramment en anglais. Pour tous renseignements complémentaires s'adresser au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens.

- o.67. — Importante Société Radioélectrique recherche ingénieur spécialiste en hyperfréquence. Téléphoner à Per. : 34-00 (Poste 300).
- o.68. — Recherche pour Bordeaux ingénieur qualifié très au courant techniques télévision émission et réception - Faire offre avec curriculum vitae et références à la Société qui transmettra.

LISTE DES NOUVEAUX MEMBRES

MM.	présentés par MM.
MEHAT Pierre, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN
MENIGOZ Jacques, élève à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications	RIGAL et RENAULT.
MENU Marc, Sous-Officier Radio S. T. T. A., Ingénieur de l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN
MERIAUX Léon, élève à l'Ecole Supérieure d'Electricité Section Radio	DAUPHIN et DEJEAN
MITOUIS Jean, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN
MOIGNE Guy, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN
MOULON Jean-Marie, élève à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications	RIGAL et RENAULT.
MOUSIEGT Jean, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Grenoble	MUNIER et BENOIT.

MM.	présentés par MM.
MURET Guy, Inspecteur-Adjoint des P. T. T.	ICOLE et POINCELOT.
NEVEU Claude, agent contractuel au C. N. E. T.	POTIER et POINCELOT.
NGUYEN VAN DIEU, élève à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications	RIGAL et RENAULT.
NINÉRAILLES Jacques, élève à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications	RIGAL et RENAULT.
NORMANT Guy, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	CHRÉTIEN et QUINET
NOUËL Emile, élève à l'Ecole Française de Radio-électricité	J. BOUCHARD et LORACH.
PÉROZ Henri, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN
PILLAULT Pierre, élève à l'Ecole Centrale de T. S. F.	QUINET et CHRÉTIEN

LES DIÉLECTRIQUES CÉRAMIQUES

TITANATES A HAUT POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE⁽¹⁾

PAR

A. DANZIN

Ancien élève de l'Ecole Polytechnique,

Chef du laboratoire de verrerie — céramique au département de recherches physico-chimiques
et d'optique électronique de la Compagnie Générale de T.S.F.

Après un rapide exposé des propriétés générales des céramiques et de leur mode d'élaboration, l'auteur examine les propriétés diélectriques des isolants minéraux normaux puis celle de certains titanates.

Quelques explications tirées de la structure interne des matériaux permettent de mieux relier entre eux cette somme de résultats expérimentaux.

L'auteur examine ensuite les moyens d'action du physicien sur la modification des problèmes par synthèse chimique, puis indique les applications envisagées pour ces sortes de matériaux.

Les céramiques constituent une classe de corps privilégiés dans la famille des isolants offerts aux physiciens. Elles présentent en effet une étonnante stabilité de leurs propriétés mécaniques et thermiques dans un intervalle de température très étendu.

Si l'on se limite bien entendu aux céramiques exemptes du défaut de gélivité ou d'anomalies de dilatation, il y a peu de différence entre les comportements à -100°C et 800°C .

En égard au gigantesque domaine de température envisagé dans lequel les matières plastiques craquelent, fondent ou se décomposent, où les verres ra-

atmosphères viciées ; les porcelaines chinoises et persanes ont traversé les siècles sans rien perdre de leur éclat.

L'humidité n'a de prise qu'en surface mais la surface peut être protégée par de solides émaux ou recouverte de métallisations fortement adhérentes.

L'étincelle de contournement superficiel ou le contact du fer à souder chaud ne laisse pas de trace.

Les dilatations sont faibles, 2 à 5 fois plus petites que celles des métaux, 10 fois inférieures aux dilatations des matières plastiques usuelles.

Si l'on excepte l'inévitable fragilité les propriétés mécaniques sont excellentes ainsi que le montre le tableau.

TABEAU I

Propriétés mécaniques comparées pour différents matériaux (kg/mm^2)

	Flexion	Traction	Compress.
Acier	60	75	70
Fer doux	30	40	30
Verre	7	5	10
Céramique à base de stéatite.....	10	8	26
Céramique à base d'alumine	22	18	60

L'absence de plasticité de la céramique, sa dureté et son faible coefficient de dilatation permettent d'atteindre par rectification à l'aide d'outils spéciaux, une extrême précision des cotes géométriques, supérieure à celle que l'on peut atteindre sur métaux et plus stable dans le temps.

L'emploi en radioélectricité des diélectriques céramiques repose essentiellement sur ces particularités et l'on peut énoncer cette proposition d'apparence paradoxale « L'intérêt des diélectriques céramiques réside dans les propriétés non diélectriques ».

C'est du moins ce que l'on pouvait penser vers 1935 et c'est la raison profonde du développement premier de la céramique dans la construction radioélectrique.

Nous verrons par la suite de cet exposé que le

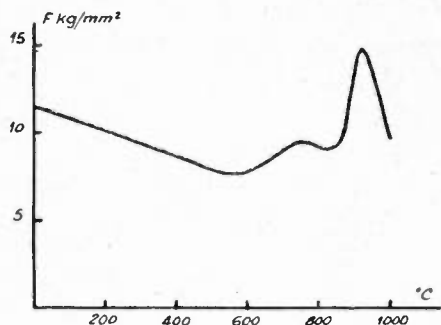


FIG. 1. — Résistance à la flexion à chaud, Stéatite S68.

mollissent, où les métaux s'oxydent, on peut considérer comme providentielle cette stabilité imperturbable des matériaux céramiques.

La figure 1 montre à titre d'exemple la variation de la résistance à la flexion d'une pâte à base de stéatite entre l'ambiante et $1\,000^{\circ}\text{C}$.

Une bonne céramique c'est-à-dire une céramique *élanche* est en outre parfaitement résistante aux agents corrosifs normalement contenus dans les

(1) Communication présentée à la Société des Radioélectriciens le 26 novembre 1949.

développement des recherches sur certaines céramiques spéciales à base d'oxyde de titane a modifié ce point de vue.

Des matériaux ont été élaborés qui, par leurs propriétés diélectriques, n'ont pas d'équivalent.

Mais de toute manière les propriétés fondamentales des céramiques subsistent, au moins en partie, et ces qualités sont fortement influencées par les conditions de l'élaboration.

Une très rapide étude de cette élaboration nous permettra de mieux fixer les idées sur la structure du matériau.

1. — Elaboration des céramiques.

On prépare d'abord un mélange de poudres de différents produits chimiques selon une « composition chimique » déterminée, qui est une des caractéristiques du produit mais non la seule.

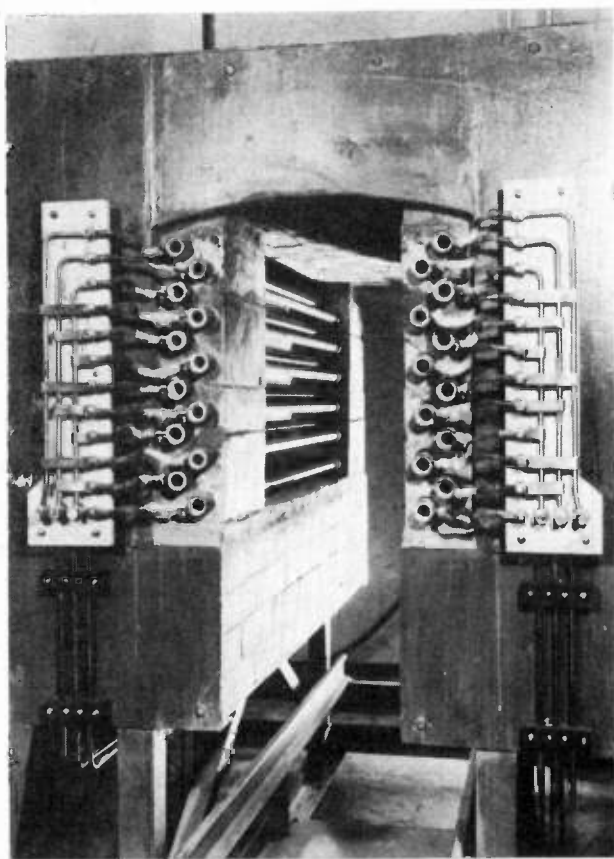


FIG. 2. — Vue du four

Puis on passe au broyeur à billes, opération longue, malpropre, baroque mais irremplaçable, qui a pour but d'aviver les surfaces des différents constituants cristallisés et d'en accroître la réactivité chimique superficielle.

Les temps de passage au broyeur varient entre 8 et 100 heures selon les compositions.

Après séchage et tamisage la poudre impalpable obtenue est prête à l'emploi.

Il reste à la mettre en forme ce que les hommes savent faire depuis des millénaires, sous la seule

condition d'une introduction suffisante d'argile dans la composition.

L'argile est en effet un produit unique en son genre dans toute la chimie minérale par la plasticité qu'elle confère aux poudres inertes avec lesquelles elle est mélangée, mais la présence d'argile ou de l'un de ses constituants Silice ou Alumine peut être néfaste. Dans certains diélectriques comme dans certain ultra réfractaires des traces même sont à prohiber.

Le difficile problème de la plastification artificielle des pâtes à l'aide de liants organiques de synthèse, entièrement détruits à la cuisson, a fait l'objet d'importantes recherches au cours de ces dernières années. En France on doit citer en particulier les travaux de Monsieur LECUIR qui a proposé une série complète de plastifiants.

Parmi ces plastifiants, les uns sont thixotropes c'est-à-dire qu'ils présentent une réduction considérable de la viscosité sous l'effet de la pression.



FIG. 3. — Vue du panneau de contrôle

L'aggloméré, compact et solide en l'absence de pression, se comporte comme une dispersion de poudre dans un liquide lorsque la pièce est mise sous presse.

D'autres plastifiants sont lamellaires et leur analogie de structure avec l'argile est à l'origine de leurs analogies de comportement. Ils conviennent aux façonnages sous faible pression.

Convenablement plastifiée, la pâte peut être mise en forme par toute une série de moyens : moulage, filage, tournage, extrusion, etc...

Après séchage, les pièces sont cuites à haute température nouvelle opération capitale de l'élaboration (fig. 2 et fig. 3).

Remarquons en passant que, quelle que soit la bonne volonté des opérateurs, le cycle d'élaboration est long et il n'est pas possible aux céramistes de fournir leurs produits instantanément sous peine d'abaisser gravement la qualité. Cette remarque revêt un certain intérêt pratique pour les chercheurs qui doivent être organisés et patients comme pour les usagers auxquels on doit parfois demander les mêmes qualités.

2. — Les propriétés diélectriques :

Les propriétés groupées sous le chapitre des propriétés diélectriques sont si nombreuses qu'il semble nécessaire de faire à l'origine un rapide inventaire.

C'est l'objet du tableau II ci-dessous.

Rigidité.

On ne peut citer ici la rigidité diélectrique que pour mémoire. Elle exigerait, à elle seule, un long examen. Il est toutefois nécessaire de mentionner le bon com-

TABLEAU II
Propriétés diélectriques

Désignation	Abréviat courante	Définition pratique
Rigidité	KV mm	Tension de claquage d'un échantillon ayant 1 mm d'épaisseur
Résistance massique	ρ_m	Résistance d'un cube ayant 1 cm de côté et dont 2 côtés opposés sont métallisés.
Résistance superficielle	ρ_s	Résistance d'un carré, pris sur un isolant de grand volume, ayant 1 cm de côté et dont 2 côtés sont métallisés.
Constante diélectrique	ϵ	Rapport des capacités d'un condensateur avec diélectrique et sans diélectrique.
Angle de perte	δ	$\text{tg } \delta = \frac{1}{Q}$ Inverse du facteur de qualité. $\text{tg } \delta = \frac{W_A}{W_R}$ Rapport de la puissance active à la puissance réactive.
Module de piezoélectricité	K	$d Q = K d F$ $d x = K d V$

portement des condensateurs à diélectrique céramique à la fatigue sous tension. Il ne semble pas que les essais de tension diminuent leur résistance à l'arc et les essais peuvent être multipliés sans inconvénient sur les mêmes échantillons.

Résistivité.

La résistivité massique suit la loi exponentielle classique des isolants minéraux de la forme.

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{A}{T}} \text{ où } T \text{ est la température absolue.}$$

Il est intéressant de rassembler sur un même diagramme les courbes de divers isolants minéraux.

On remarque sur la figure 4 l'aspect général des variations analogue dans le cas des verres et des céramiques et la valeur très élevée de la résistivité massique aux environs de l'ambiante, un peu inférieure toutefois à celle des bonnes matières plastiques.

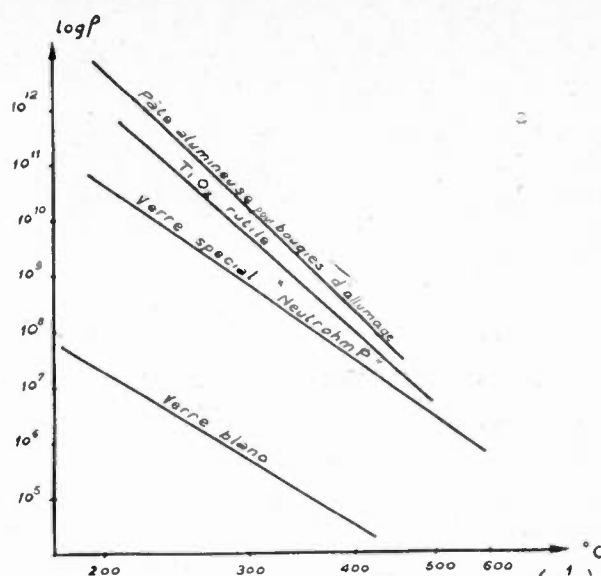


FIG. 4. — Résistivité électrique en fonction de la température

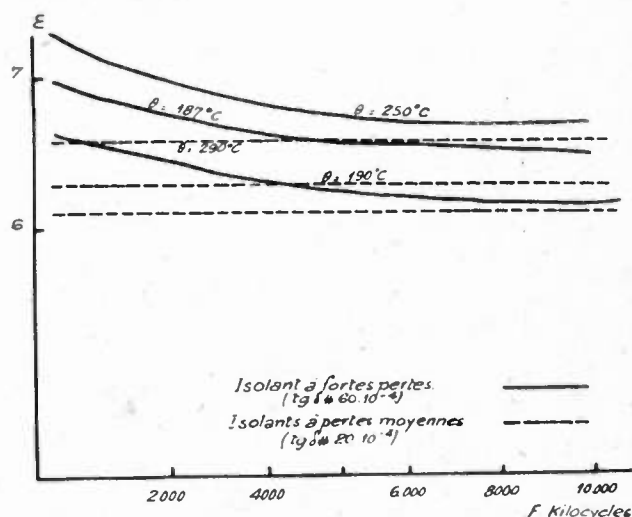


FIG. 5. — Allure des variations de ϵ en fonction de la température et de la fréquence pour les isolants normaux.

Conductibilité superficielle.

La conductibilité superficielle est essentiellement fonction de l'état hygrométrique et de l'état de surface (propreté, rugosité, porosité superficielle, etc...) ce qui rend le phénomène fort complexe.

Mentionnons seulement que les émaux céramiques cuits à haute température sont des verres en général très peu sensibles aux altérations chimiques et par suite peu conducteurs du courant électrique même en présence d'humidité. On ne saurait en dire autant dans la généralité des cas des émaux « petit feu » ou de « moufle » cuits vers 600 à 800° C.

Indiquons, ce que nous avons déjà dit plus haut, que l'étincelle de contournement n'altère pas l'isolement d'une bonne céramique.

La constante diélectrique et ses variations avec la température.

Mais c'est l'examen de la constante diélectrique qui va nous amener à découvrir les premières particularités remarquables des diélectriques céramiques

La règle générale pour les corps solides et isolants-minéraux est une constante diélectrique faible. Les verres,

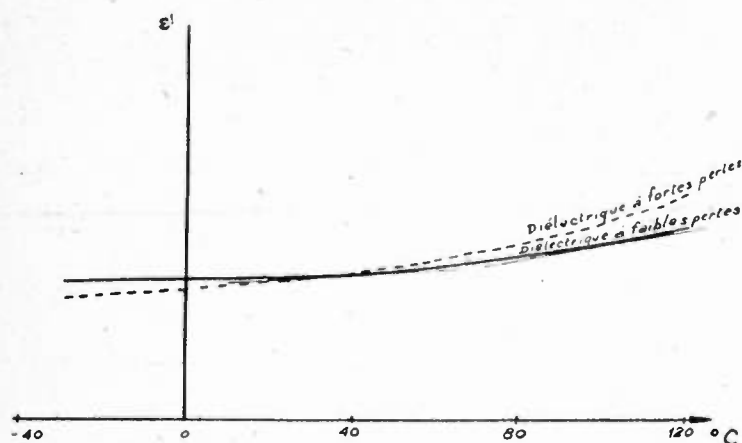


FIG. 6. — Allure des variations de ε (à 1 Mc/s) en fonction de la température.

comme les céramiques à base de stéatite, d'alumine (corindons), les porcelaines, les pâtes à base de zir-

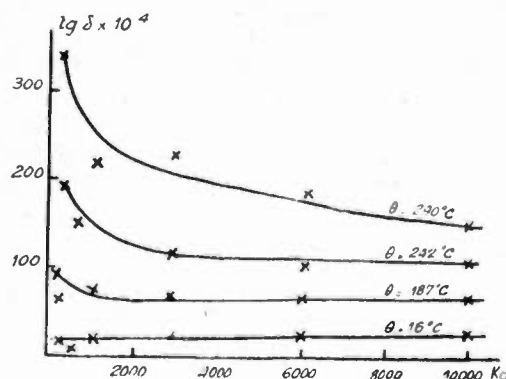


FIG. 7. — Allure des variations de $\text{tg } \delta$ en fonction de la fréquence pour les diélectriques normaux et à différentes températures.

con ont un pouvoir inducteur spécifique ε de l'ordre de 5 à 8, voisin de celui du mica.

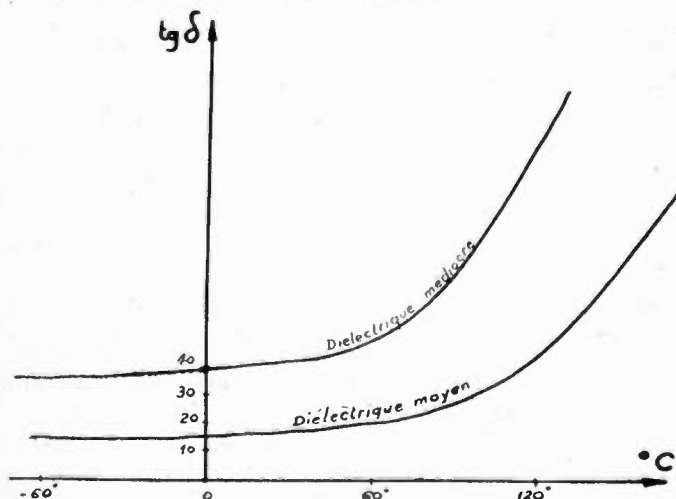


FIG. 8. — Allure des variations de $\text{tg } \delta$ (à 1 Mc/s) en fonction de la température, diélectriques normaux.

Rappelons que pour les bonnes matières plastiques (polystyrène, teflon, polythène, etc.) ε se situe aux environs de 2 à 3.

La variation de ε en fonction de la température est caractérisée par le « coefficient de température » qui peut être la moyenne $\frac{1}{\varepsilon} \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta \theta}$ entre deux températures extrêmes ou la valeur instantanée $\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{d\theta}$ de la pente à la courbe $\varepsilon = f(\theta)$.

Techniquement on s'intéressera généralement à la valeur particulière correspondant à l'écart $20^\circ \text{C} - 70^\circ \text{C}$.

La règle habituelle des isolants minéraux solides est une valeur faiblement positive de ce coefficient de température.

Exprimés en 10^{-6} , les nombres sont compris entre + 30 et + 400. 10^{-6} .

Les variations de ε en fonction de la fréquence ont toujours la même allure dans le domaine 50 c/s. 100 Mc/s. Légère décroissance lorsque la fréquence croît, puis stabilité de plus en plus grande. Le coefficient de température décroît avec la fréquence,

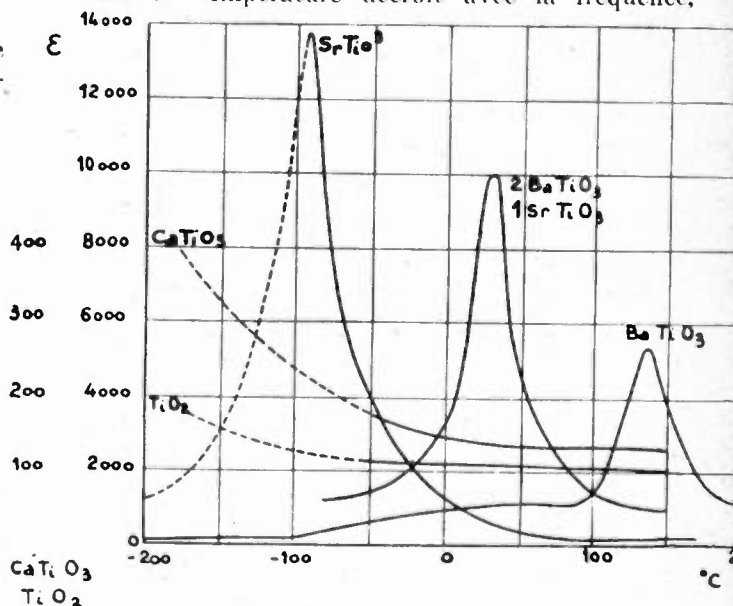


FIG. 9. — Variations de la constante diélectrique du rutile et de quelques titanates en fonction de la température.

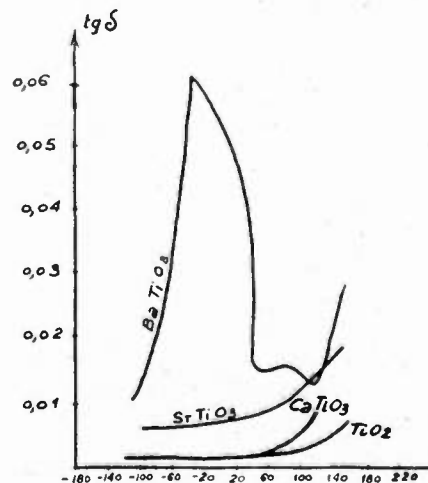


FIG. 10. — Variations de $\text{tg } \delta$ en fonction de la température pour les mêmes matériaux que sur la fig. 9 avec $E = 2 \text{ V/cm}$.

l'amplitude de cette décroissance étant d'autant plus grande que le coefficient de température est lui-même plus élevé.

Pertes diélectriques.

Les pertes diélectriques des céramiques sont en général moyennes ou faibles. Elles décroissent avec la fréquence et croissent avec la température, légèrement aux basses températures plus rapidement à partir d'un certain seuil flou.

On observe que la stabilité de la constante diélectrique en fonction de la fréquence comme de la température est d'autant plus grande que les pertes sont plus faibles.

L'allure des variations, importante par son caractère général, est rendue schématiquement sur les figures 5 à 10. Ces allures sont celles que l'on observe dans le cas de la stéatite comme d'ailleurs dans le cas du mica.

3. — Céramiques spéciales.

Ces règles touchant ϵ et $\lg \delta$ sont transgressées par un certain nombre de corps solides minéraux dont les plus nombreux et presque les seuls importants industriellement sont certains diélectriques céramiques à base d'oxyde de titane.

Voici dans la classification de MENDELEIFF, (fig. 11) les éléments dont les oxydes sont à la base des combinaisons chimiques qui, élaborées par des procédés céramiques, présentent des anomalies connues et que l'on peut considérer comme providentielles pour les radiodélectriciens. Tableau III.

TABLEAU III — TABLEAU DE MENDELEIFF

He	Li	Be	B	C	N	O	F	
Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	
A	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe Co Ni
		Cu	Zn	Ca	Ge	As	Se	Br
Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Ma	Ru Rh Pd
		Ag	Cd	In		Sb	Te	I
X	Ce	Ba	La	Ce	Pr Nd	Il Sm	Eu Gd	Tb Dy
Ho	Er	Tu	Yb	Lu	Hf	Ta	W	Re Os Ir Pt
		Au	Hg	Tl		Pb	Bi	Po
Rn		Ra	Ac	Th	Pa	Ur		

- L'Oxyde de Titane ;
- Ses combinaisons avec *MgO*, *CaO*, *BaO*, *PbO*, *ZnO*, *CdO*.
- Son remplacement partiel dans les combinaisons par *SnO²*, *CeO²*, *ZrO²*.
- Les anomalies sont les suivantes :
- 1° Grandes valeurs de la constante diélectrique (15 à plusieurs milliers).
- 2° Variations anormales et parfois gigantesques de ϵ en fonction de la température.
- 3° Absence d'interdépendance entre les pertes diélectriques et le coefficient de température.

4° Dans certains cas, phénomènes « ferro-électriques » et « piézoélectriques ».

La figure 9 donne pour les combinaisons les plus classiques les courbes de variation de ϵ en fonction de la température.

La figure 10 pour les mêmes matériaux montre les variations de $\lg \delta$.

Il faut noter que l'élévation de la valeur de la constante diélectrique va à l'inverse de sa stabilité.

Le coefficient de température n'est jamais rigoureusement linéaire.

Les pertes diélectriques croissent rapidement à partir d'une certaine valeur de la température, d'autant plus basse que ϵ est plus élevé. Des compositions chimiques appropriées permettent cependant de lutter contre cette tendance. En fonction de la fréquence, à l'exception des ferro-électriques du type titanate de baryum, la décroissance à peine sensible de ϵ avec la fréquence comme la décroissance plus aiguë des pertes diélectriques conservent la même allure que dans les cas des isolants minéraux normaux.

Revenant sur la figure 9, on fait cette surprenante constatation que la constante diélectrique du titanate de baryum dépasse, dans l'intervalle de température où nous vivons, toutes les valeurs habituellement rencontrées pour cette grandeur.

Le titanate de strontium présente lui aussi un maximum accusé mais moins intéressant parce qu'à température trop basse.

Il semble bien que les autres titanates et l'oxyde de titane lui-même donnent lieu à la même variation

capricieuse du pouvoir inducteur spécifique mais l'intérêt pratique majeur du titanate de baryum et des diélectriques qui en dérivent, réside dans le fait que l'intervalle des températures d'anomalie coïncide avec l'intervalle pratique d'utilisation.

Il importe toutefois de remarquer que la valeur très forte de ϵ , prodigieusement intéressante pour la construction de capacités quasi-ponctuelles sans self-inductance est un avantage en partie compensé par les pertes diélectriques élevées et l'instabilité de la capacité. Tant il est vrai qu'en technique, on paye toujours quelque part les avantages acquis sur certains points.

Coefficient de température de la constante diélectrique.

L'une des conséquences pratiques les plus importantes du comportement anormal de certaines céramiques à base de titanates est la décroissance du pouvoir inducteur spécifique ϵ lorsque la température croît. Pour certains diélectriques cette décroissance est quasi-linéaire. Elle permet donc la construction de condensateurs à coefficient de température négatif qui peuvent être introduits dans les circuits radioélectriques dans le but d'obtenir une compensation de la dérive généralement positive des autres organes. On obtient ainsi une bonne stabilité même pour de grandes variations de la température, à l'aide d'un montage très simple.

Une telle combinaison ne saurait toutefois être parfaite car en dehors des différences des échauffements propres des différents organes, il faut savoir que la variation de ϵ en fonction de la température n'est linéaire qu'en première approximation. L'allure générale est celle de la figure 11.

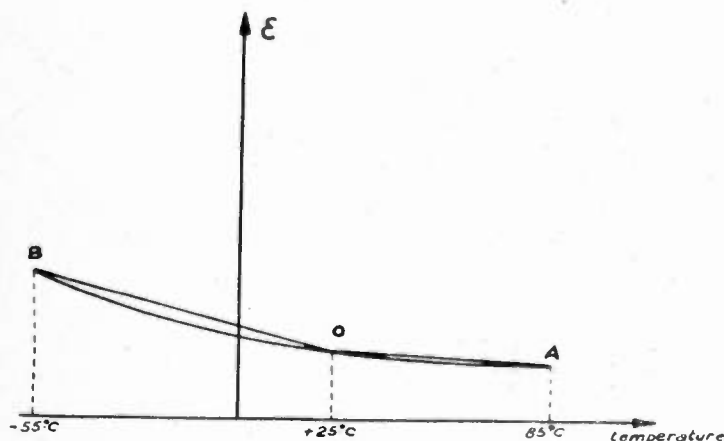


FIG. 11. — Allure de la variation de la constante diélectrique en fonction de la température.

La concavité vers l'axe des ϵ est d'autant plus prononcée que le coefficient de température est plus grand en valeur absolue. A titre d'exemple la différence des coefficients de température entre 25 et 85° C

(pente de OA) et 25 et 55° C (pente de OB) est de l'ordre de $10 \cdot 10^{-6}$ pour un coefficient moyen de $-80 \cdot 10^{-6}$. Elle atteint 80 à $100 \cdot 10^{-6}$ pour le coefficient moyen de $-750 \cdot 10^{-6}$.

Il y a d'autre part une interdépendance entre la valeur de la constante diélectrique et le coefficient de température. Aux ϵ les plus élevés sont associés

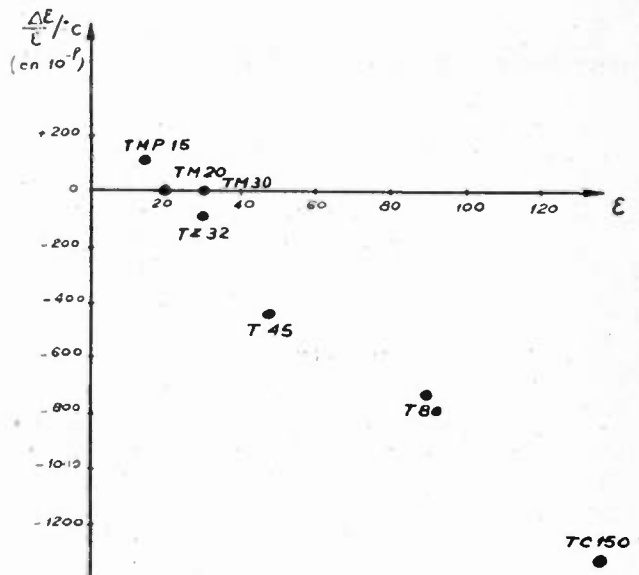


FIG. 12. — Constantes diélectriques ϵ et coefficient de température de ϵ de quelques diélectriques industriels.

les coefficients de température les plus grands. Cette loi naturelle est bien mise en évidence sur la figure 12.

Il en ressort une conséquence pratique importante : l'incompatibilité entre la recherche d'une très grande stabilité (coefficient de température nul) et l'élévation de la constante diélectrique (encombrement réduit).

Dans le cas des titanates « ferro-électriques » ($\epsilon \geq 300$ environ) il ne saurait être question de « coefficient de température » de ϵ car les variations de ϵ en fonction de la température sont très capricieuses.

(A suivre)

LES PROPRIÉTÉS DIRECTIVES DES ANTENNES DE RÉCEPTION

PAR

E. ROUBINE

Compagnie Française Thomson-Houston

Le problème de l'identité des propriétés directives des antennes d'émission et de réception est un problème mal défini. Il nécessite des conventions relatives au champ incident que l'on précise dans le cas général de la polarisation elliptique et dont on discute la portée. Toute l'étude repose sur une formule fondamentale des antennes de réception d'une remarquable simplicité. On indique les généralisations de certaines formules couramment utilisées.

Le problème des relations entre les propriétés directives d'une même antenne, à l'émission et à la réception, est ancien et de nombreux auteurs l'ont discuté. Parmi les études récentes on mentionnera plus particulièrement celles de Burgess en Grande-Bretagne (2) et de Stevenson aux Etats-Unis (3). Pour des raisons de simplicité on s'est souvent borné au cas de la polarisation rectiligne du champ. Il semble qu'on ne soit revenu que depuis peu, sur l'importance du cas général de la polarisation elliptique. Des conditions inexactes de réciprocité ont cependant, parfois, été énoncées. Une étude correcte a été faite récemment par Sichak et Milazzo (4), mais elle concernait surtout les antennes à polarisation circulaire.

On a repris dans la présente étude quelques idées développées à l'occasion d'un enseignement donné, depuis quelques années, à l'Ecole Supérieure d'Electricité. Il a semblé intéressant de mettre l'accent sur le fait que le problème de l'identité des propriétés directives d'émission et de réception est a priori mal défini, et n'est résolu qu'au prix de conventions dont on se propose de discuter la portée. Le praticien étudie la répartition du rayonnement des antennes d'émission en considérant soit les composantes du champ, soit la densité de puissance rayonnée. La confusion de ces deux points de vue, sans conséquence en polarisation rectiligne, est vraisemblablement à l'origine des divergences d'opinion quant au cas général. Il y a intérêt à faire la même distinction en réception.

En partant d'une formule fondamentale des antennes de réception d'une exceptionnelle simplicité, on peut discuter le problème qui fait l'objet de cet article avec des moyens mathématiques réduits au minimum. D'ailleurs l'analogie formelle entre le fonctionnement d'une antenne de réception et l'analyse d'une lumière elliptique en optique cristalline, permet d'abréger la discussion.

On donne, pour terminer, quelques formules plus générales que celles qu'on utilise couramment et qui s'appliquent aux conditions d'emploi effectives des antennes de réception.

1. — Rappel.

On considère des antennes parfaitement conductrices dans un milieu diélectrique parfait (on se bornera ici au vide). Le régime est sinusoïdal en t , de pulsation ω . On utilisera donc la représentation vectorielle ou scalaire, complexe, dans laquelle le facteur périodique $e^{j\omega t}$ peut être supprimé.

Le champ électrique rayonné par une antenne d'émission (fig. 1) en un point M situé à grande distance r dans une direction dont on désignera le vecteur unitaire par $\vec{u}$, peut être écrit sous la forme :

$$\vec{\mathcal{E}}(M) = 60 j Y^{(e)} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \quad (1)$$

où $\vec{\mathcal{F}}(\vec{u})$ est la caractéristique de rayonnement relative au courant de référence arbitraire $Y^{(e)}$ (l'indice (e) rappelle que l'antenne est utilisée à l'émission).

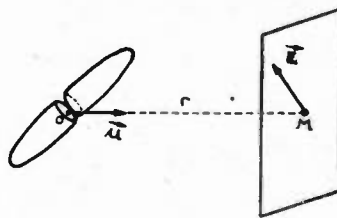


Fig. 1

C'est un vecteur complexe fonction de la direction $\vec{u}$. Cette grandeur est sans dimensions et définit, de façon purement géométrique, la répartition du rayonnement dans les différentes directions. Dans la suite, on considèrera plus particulièrement la caractéristique relative au courant d'entrée dans l'antenne $Y_0^{(e)}$.

Le coefficient 60 est la valeur prise dans le vide (et pratiquement dans l'air) par la quantité

$$\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Enfin k est la constante de phase usuelle :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Le rôle de la polarisation est parfois sous-estimé par le praticien. Aussi n'est-il pas inutile de rappeler quelques faits élémentaires.

Le champ $\vec{\mathcal{E}}$, et par conséquent $\vec{\mathcal{F}}$, peut être polarisé rectilignement dans la direction d'un vecteur unitaire $\vec{\alpha}$, transversal par rapport au rayon OM. On a alors :

$$\vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) = \mathcal{F}(\vec{u}) \vec{\alpha} \quad (2)$$

et le module du scalaire complexe $\mathcal{F}$ est l'amplitude d'un vecteur sinusoïdal.

Ainsi la caractéristique d'un doublet de Hertz de direction $\vec{\alpha}$ est, dans toute direction perpendiculaire à l'antenne :

$$\vec{\mathcal{F}} = k l \vec{\alpha} \quad (3)$$

où l désigne la demi-longueur du doublet.

Mais dans le cas le plus général la polarisation du champ est *elliptique*. Il est alors commode de considérer les composantes dans deux directions transversales $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$:

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{F}}_{\alpha} &= \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{\alpha} \\ \vec{\mathcal{F}}_{\beta} &= \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{\beta} \end{aligned} \quad (4)$$

C'est ainsi que dans un système de coordonnées polaires (r, θ, φ) rapporté au sol horizontal, on utilise les composantes : $\vec{\mathcal{F}}_{\varphi}$ dite horizontale, et $\vec{\mathcal{F}}_{\theta}$ dite abusivement verticale. On peut prendre également $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$ dans les directions des axes de l'ellipse de polarisation.

Pour représenter l'intensité du rayonnement, dans une direction donnée, par un nombre positif unique, il suffit d'introduire les produits scalaires : $\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{E}}^*$ ou $\vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{\mathcal{F}}^*$ des vecteurs complexes par leurs conjugués. Pour éviter toute confusion on empruntera aux mathématiciens, la dénomination de *norme* d'un vecteur complexe et on conviendra d'utiliser la notation accentuée suivante :

$$E'^2 = \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{E}}^* = \mathcal{E}_{\alpha} \mathcal{E}_{\alpha}^* + \mathcal{E}_{\beta} \mathcal{E}_{\beta}^* \quad (5)$$

ou

$$F'^2(\vec{u}) = \vec{\mathcal{F}} \cdot \vec{\mathcal{F}}^* = \mathcal{F}_{\alpha} \mathcal{F}_{\alpha}^* + \mathcal{F}_{\beta} \mathcal{F}_{\beta}^* = F_{\alpha}^2 + F_{\beta}^2$$

où les directions $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$ sont supposées orthogonales.

La norme du champ intervient directement dans l'expression de la densité de puissance rayonnée dans chaque direction $\vec{u}$:

$$\delta(\vec{u}) = \frac{E'^2 r^2}{240 \pi} \quad (6)$$

et par conséquent dans celle du gain absolu dans la direction $\vec{u}$:

$$G(\vec{u}) = 4 \pi \frac{\delta(\vec{u})}{W_a} \quad (7)$$

où W_a est la puissance fournie à l'antenne. Il est facile d'exprimer le gain absolu au moyen de la caractéristique de rayonnement. Si R_0 est la résistance d'entrée et $\mathcal{F}(\vec{u})$ la caractéristique relative au courant d'entrée, il est facile de montrer que :

$$G(\vec{u}) = 120 \frac{F'^2(\vec{u})}{R_0} \quad (8)$$

Il est important de noter que lorsque la polarisation devient rectiligne, la norme se confond avec le carré de l'amplitude.

Tous ces résultats serviront dans la suite.

LA FORMULE FONDAMENTALE DES ANTENNES DE RÉCEPTION.

2. — Le premier théorème fondamental.

L'objet de toute antenne de réception est d'alimenter un système d'utilisation par une partie de la puissance soutirée à un champ extérieur. Le reste de cette puissance est soit diffusé par l'antenne, soit dissipé en pertes Joule diverses. On négligera celles-ci dans ce qui suit.

Soient $\vec{\mathcal{E}}$ le champ incident appliqué à l'antenne, et évalué aux « bornes » de sortie de celle-ci, et $\mathcal{Z}$ l'impédance d'entrée du système de réception, vue de ces bornes. Un courant, dit de réception, $\mathcal{I}(r)$ est débité dans cette charge $\mathcal{Z}$.

La formule fondamentale des antennes de réception a pour résultat de ramener entièrement le problème de la réception à celui de l'émission. Son éta-

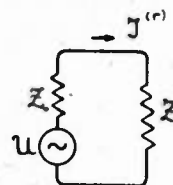


Fig. 2

blissement se fait en deux étapes. Un premier théorème réduit le régime de réception à la superposition d'un régime d'émission et d'un régime parasite (3). Le résultat est bien connu :

Le courant de réception est le courant débité dans la charge $\mathcal{Z}$ par un générateur de f.é.m. $\mathcal{U}$ et d'impédance interne l'impédance $\mathcal{Z}_0$ de l'antenne utilisée à l'émission :

$$\mathcal{I}(r) = \frac{\mathcal{U}}{\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}} \quad (9)$$

Or, si l'antenne est court-circuitée ($\mathcal{Z} = 0$), elle fonctionne en *parasite*. L'énergie empruntée au champ extérieur est, aux pertes près, entièrement « rerayonnée » par l'antenne.

Le courant dans le court-circuit peut alors être dénommé *courant de parasite* $\mathcal{I}(p)$ et il résulte de (9) que l'on aura :

$$\mathcal{U} = \mathcal{Z}_0 \mathcal{I}(p) \quad (10)$$

de sorte que :

$$\mathcal{I}(r) = \frac{\mathcal{Z}_0 \mathcal{I}(p)}{\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}} \quad (11)$$

Exemple : Dans le cas particulier du doublet la solution est évidente. Le champ $\vec{\mathcal{E}}$ induit sur un doublet de longueur $2l$ et de direction $\vec{\alpha}$, la f.é.m. :

$$\mathcal{U} = (\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\alpha}) 2l = 2l \mathcal{E}_\alpha \quad (12)$$

3. — Le second théorème fondamental.

Il reste à calculer le courant de parasite. Le théorème de réciprocité permet de ramener le calcul au cas, connu, du doublet.

a) *Premier cas : champ incident polarisé rectilignement :*

Soit :

$$\vec{\mathcal{E}} = \mathcal{E} \vec{\alpha}$$

le champ incident se propageant par ondes planes dans une direction $-\vec{u}$. On peut toujours, et cela d'une infinité de manières, l'attribuer au rayonne-

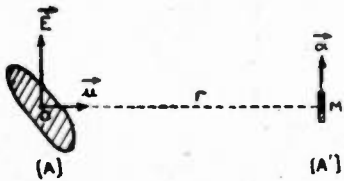


Fig. 3

ment d'un doublet (A') de direction α , situé à grande distance de l'antenne, dans la direction $\vec{u}$ d'où arrive l'onde incidente (fig. 3).

Dans une première expérience on utilise l'antenne (A) à l'émission, sous l'action d'une tension appliquée $\mathcal{V}$, et le doublet (A') en parasite. Le courant d'entrée dans (A) est donné par :

$$Y_0^{(e)} = \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{Z}_0} \quad (13)$$

Introduisant provisoirement une impédance d'entrée du doublet à l'émission $\mathcal{Z}_0'$, on a, compte tenu de (1), (12) et (13), le courant de parasite du doublet :

$$Y^{(p)} = \frac{2l}{\mathcal{Z}_0'} 60 j \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{Z}_0} \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \cdot \vec{\alpha} \quad (14)$$

Dans une seconde expérience le doublet devient émetteur sous l'action de la tension $\mathcal{V}$. D'après (3) il rayonne dans la région de l'antenne (A), utilisée en parasite, le champ, évalué aux bornes :

$$\vec{\mathcal{E}} = 60 j \frac{\mathcal{V}}{\mathcal{Z}_0'} \frac{e^{-jkr}}{r} kl \vec{\alpha} \quad (15)$$

D'après le théorème de réciprocité :

$$Y^{(p)} = Y^{(e)} \quad (16)$$

Il résulte alors de (14), (15) et (16) :

$$\mathcal{Z}_0 Y^{(p)} = \frac{2}{k} \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \quad (17)$$

b) *Cas général : champ incident polarisé elliptiquement :*

On peut décomposer le champ $\vec{\mathcal{E}}$ suivant deux directions orthogonales $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$. Les composantes $\mathcal{E}_\alpha$ et $\mathcal{E}_\beta$, polarisées rectilignement induisent d'après (17) les f.é.m. :

$$\mathcal{U}_\alpha = \frac{2}{k} \mathcal{E}_\alpha \mathcal{F}_\alpha(\vec{u}) \quad (18)$$

$$\mathcal{U}_\beta = \frac{2}{k} \mathcal{E}_\beta \mathcal{F}_\beta(\vec{u}) \quad (19)$$

d'où par superposition :

$$\mathcal{U} = \mathcal{U}_\alpha + \mathcal{U}_\beta = \frac{2}{k} (\mathcal{E}_\alpha \mathcal{F}_\alpha + \mathcal{E}_\beta \mathcal{F}_\beta) \quad (20)$$

ou

$$\mathcal{U} = \frac{2}{k} \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \quad (21)$$

expression générale, valable quelle que soit la nature des polarisations de $\vec{\mathcal{E}}$ et de $\vec{\mathcal{F}}$.

4. — La formule fondamentale.

De (9) et (21) on déduit la formule fondamentale

$$Y^{(r)} = \frac{2}{k} \frac{\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}(\vec{u})}{\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}} \quad (22)$$

à laquelle se ramènent les résultats énoncés par Slater (2) et Stevenson (3).

La formule fondamentale exprime le courant de réception en fonction du champ incident, de la charge et du comportement de l'antenne à l'émission. Elle est remarquable par sa simplicité et met bien en évidence la manière dont sont associés les rôles du champ incident et de la caractéristique de rayonnement dans la direction d'où vient ce champ. Les vecteurs $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{F}}$ jouent des rôles réciproques.

Le courant de réception fait connaître la puissance active fournie à la charge : $\mathcal{Z} = R + jX$:

$$W = \frac{1}{2} R \frac{U^2}{|\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}|^2} = R \frac{U_{eff}^2}{|\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}|^2} \quad (23)$$

où

$$U = |\mathcal{U}| = \frac{2}{k} \left| \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \right| \quad (24)$$

et la puissance active diffusée par l'antenne :

$$W_d = \frac{1}{2} R_0 \frac{U^2}{|\mathcal{Z}_0 + \mathcal{Z}|^2} \quad (25)$$

En adaptant la charge au générateur que constitue l'antenne à la réception :

$$\mathcal{Z} = \mathcal{Z}_0^* \quad (26)$$

on sait qu'on soutire du champ la puissance maximum :

$$W_{max} = \frac{U^2}{8 R_0} = \frac{U_{eff}^2}{4 R_0} \quad (27)$$

Exemple : Le cas le plus simple est celui où le champ incident et la caractéristique sont polarisés rectilignement (fig. 4). Désignant par E et $F(\vec{u})$ les amplitudes des deux vecteurs et par ψ leur angle, on a immédiatement :

$$U = \frac{2}{k} E F(\vec{u}) \left| \cos \psi \right| \quad (28)$$

Ce résultat est intuitif. La f.é.m. est maximum lorsque les vecteurs sont parallèles et nulle lorsqu'ils sont orthogonaux.



Fig. 4

Faisant tourner l'antenne de réception autour de la direction $\vec{u}$, on peut observer que U^2 (ou $I(r)^2$ ou W) varie comme l'intensité de la lumière transmise par un nicol analyseur sur lequel tombe une lumière vibrant rectilignement. Nous reviendrons plus loin sur cette analogie optique.

PROPRIÉTÉS DIRECTIVES DES ANTENNES DE RÉCEPTION.

5. — Propriétés directives à l'émission

Les propriétés directives d'une antenne d'émission sont contenues dans la caractéristique de rayonnement $\vec{\mathcal{F}}(\vec{u})$. Celle-ci est une fonction vectorielle complexe de la direction $\vec{u}$ du rayonnement. Elle équivaut donc, compte tenu de la transversalité du champ à grande distance à la donnée de deux fonctions scalaires complexes des deux variables réelles qui fixent la direction $\vec{u}$. Ainsi en coordonnées polaires, la caractéristique est l'ensemble des deux composantes complexes : $\mathcal{F}_\theta(0, \varphi)$, $\mathcal{F}_\varphi(0, \varphi)$.

Cette représentation trop générale et trop abstraite se prête mal à une utilisation pratique. C'est pourquoi on accepte le sacrifice de certains renseignements, secondaires dans une première étude (les répartitions des phases). On se contente d'une vue partielle des phénomènes, mais qui se prête à une représentation géométrique extrêmement suggestive.

Emploi des composantes.

a) En *polarisation rectiligne* on a la relation (2). L'amplitude est une fonction réelle positive de la direction $\vec{u}$. La surface de rayonnement de l'antenne en est une représentation polaire extrêmement commode. Elle ignore les directions de polarisation et la répartition des phases, mais elle met en évidence les traits essentiels du rayonnement : directions de champ nul, de champ maximum, acuité des maximums, symétries... Les diagrammes, bien connus des utilisateurs, en sont des sections planes contenant l'origine.

b) En *polarisation elliptique*, le champ peut être décomposé suivant des directions bien définies α et β . Ce qui précède peut être appliqué à chacune des composantes $\mathcal{F}_\alpha(\vec{u})$ et $\mathcal{F}_\beta(\vec{u})$. On attachera donc à chaque direction $\vec{u}$ les deux amplitudes $F_\alpha(\vec{u})$ et $F_\beta(\vec{u})$. D'où la représentation du rayonnement par l'ensemble de deux surfaces de rayonnement. Le procédé est parfois utilisé même lorsque la polarisation est rectiligne. C'est ainsi qu'il est souvent commode d'étudier le rayonnement de l'antenne en losange sur les composantes horizontale et « verticale », alors que dans le cas idéal d'un sol parfait et d'un courant non amorti la polarisation est rectiligne.

Emploi de la densité de puissance rayonnée.

La norme :

$$F'^2(\vec{u}) = \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \cdot \vec{\mathcal{F}}^*(\vec{u})$$

est un nombre positif attaché à la direction $\vec{u}$. D'où la possibilité de caractériser le rayonnement, dans le cas général, par une fonction unique, et par conséquent par une surface de rayonnement unique. En outre, lorsque la polarisation devient rectiligne, la norme se confond avec le carré de l'amplitude et on est ramené à la représentation relative à ce dernier cas.

Le point de vue adopté est celui de la répartition de la puissance rayonnée. La norme de la caractéristique $\vec{\mathcal{F}}$ est, à un facteur près, la densité de puissance rayonnée ou, ce qui revient au même, le gain absolu.

Le rappel de ces considérations banales est utile pour la discussion du problème de la réception.

6. — Propriétés directives à la réception.

On considère une antenne de réception alimentant une charge, *adaptée ou non*, dont la valeur $\mathcal{Z}$ est fixée. Elle possède des propriétés directives en ce sens que la f. é. m. induite, et par conséquent la puissance fournie au système de réception, varient avec la direction de propagation du champ incident. On peut définir une surface de réception, représentative de la fonction positive $U(\vec{u})$ ou de la puissance $W(\vec{u})$, celle-ci proportionnelle au carré de la précédente. D'où, par les sections planes, des diagrammes de réception.

Un gain absolu de réception, fonction positive de la direction $\vec{u}$, peut être défini par le rapport :

$$\Gamma(\vec{u}) = \frac{W(\vec{u})}{\bar{W}} \quad (29)$$

de la puissance $W(\vec{u})$ à sa moyenne $\bar{W}$ étendue à l'ensemble des directions issues de l'antenne.

Le problème fondamental suivant se pose : *les propriétés directives sont-elles les mêmes à l'émission et à la réception ?* C'est-à-dire, de façon plus précise : y a-t-il identité des surfaces de rayonnement et de réception (à une homothétie convenable près), traduisant l'égalité des gains absolus d'émission et de réception ?

Ce problème est un *problème mal défini*. En effet, la directivité à l'émission est régie par la seule caractéristique $\vec{\mathcal{F}}(\vec{u})$, tandis qu'à la réception les propriétés de cette fonction sont altérées par celles du champ incident (intensité et polarisation). *Toute comparaison des propriétés directives nécessite alors une convention plus ou moins arbitraire relative au champ incident.* On répondra affirmativement au problème posé dans la mesure où le rôle de ce champ pourra être rendu indépendant de la direction de sa propagation.

La convention suivante est certainement la plus naturelle :

1° Le champ incident transporte une densité de puissance indépendante de la direction de propagation.

2° Sa polarisation (rectiligne ou non) est choisie de façon à rendre maximum, pour chaque direction $\vec{u}$, la puissance consommée par la charge, toutes choses restant fixées par ailleurs.

7. — Cas de la polarisation rectiligne.

Lorsque l'antenne, utilisée à l'émission, rayonne un champ polarisé rectilignement :

$$\vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) = \mathcal{F}(\vec{u}) \vec{\alpha}$$

l'étude du problème devient extrêmement simple. D'après la convention proposée ci-dessus, on enverra sur l'antenne, utilisée à la réception, un champ polarisé rectilignement dans la direction $\vec{\alpha}$ et d'amplitude fixée E . On a alors, d'après (28) :

$$U(\vec{u}) = \frac{2}{k} E F(\vec{u}) \quad (30)$$

Les fonctions $U(\vec{u})$ et $F(\vec{u})$ sont les mêmes, à un facteur constant près. Les propriétés directives sont les mêmes à la réception et à l'émission. En particulier, les diagrammes sont identiques et les gains absolus égaux.

8. — Cas général : emploi des composantes.

Supposons que la caractéristique $\vec{\mathcal{F}}(\vec{u})$ représente un champ polarisé elliptiquement et soit décomposée suivant deux directions de référence $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$. Appliquons à chacune des composantes la méthode du paragraphe précédent. Au champ incident $\vec{\mathcal{E}}$ polarisé rectilignement dans la direction $\vec{\alpha}$ et d'amplitude E donnée, correspond une f.é.m. partielle :

$$U_{\alpha}(\vec{u}) = \frac{2}{k} E F_{\alpha}(\vec{u}) \quad (31)$$

Les propriétés directives à la réception sont alors celles de la composante $F_{\alpha}(\vec{u})$ de la caractéristique d'émission.

De même pour la f. é. m. :

$$U_{\beta}(\vec{u}) = \frac{2}{k} E F_{\beta}(\vec{u}) \quad (32)$$

On en déduit un ensemble de deux surfaces de réception, respectivement confondues avec les surfaces de rayonnement attachées aux composantes $\mathcal{F}_{\alpha}$ et $\mathcal{F}_{\beta}$.

Mais le point de vue adopté ne se prête pas à une comparaison des gains. Le gain à l'émission est en effet proportionnel à la quantité : $F_{\alpha}^2(\vec{u}) + F_{\beta}^2(\vec{u})$. On ne peut donc lier linéairement les tensions partielles U_{α} et U_{β} .

Remarque : On pourrait éventuellement énoncer une égalité des gains à la condition d'élargir la notion de gain à l'émission. Mais le procédé est artificiel. Si l'on bornait le rayonnement de l'antenne à la composante $\vec{\mathcal{F}}_{\alpha}(\vec{u})$ on associerait à chaque direction $\vec{u}$ une densité de puissance rayonnée partielle $\delta_{\alpha}(\vec{u})$ d'où la fraction :

$$W_{\alpha} = \iint \delta_{\alpha}(\vec{u}) d\Omega$$

de la puissance totale rayonnée.

A la composante $\mathcal{F}_{\beta}(\vec{u})$ correspond de même la densité partielle $\delta_{\beta}(\vec{u})$ et la puissance rayonnée W_{β} . On a évidemment :

$$\delta(\vec{u}) = \delta_{\alpha}(\vec{u}) + \delta_{\beta}(\vec{u})$$

et

$$W_r = W_{\alpha} + W_{\beta}$$

L'antenne étant supposée sans pertes on pourra définir les *gains partiels* :

$$G_{\alpha}(\vec{u}) = 4\pi \frac{\delta_{\alpha}(\vec{u})}{W_{\alpha}} \quad (33)$$

$$G_{\beta}(\vec{u}) = 4\pi \frac{\delta_{\beta}(\vec{u})}{W_{\beta}} \quad (34)$$

dont les moyennes $\bar{G}_{\alpha}$ et $\bar{G}_{\beta}$ sont égales à l'unité et qui sont liées au gain absolu ordinaire par la relation :

$$G(\vec{u}) = \frac{G_{\alpha}(\vec{u}) W_{\alpha} + G_{\beta}(\vec{u}) W_{\beta}}{W_{\alpha} + W_{\beta}} \quad (35)$$

Il est alors évident que si l'on définit pour chaque composante les gains de réception :

$$\Gamma_{\alpha}(\vec{u}) = \frac{U_{\alpha}^2(\vec{u})}{U_{\alpha}^2} \quad (36)$$

$$\Gamma_{\beta}(\vec{u}) = \frac{U_{\beta}^2(\vec{u})}{U_{\beta}^2} \quad (37)$$

on aura l'égalité des gains partiels :

$$\Gamma_{\alpha}(\vec{u}) = G_{\alpha}(\vec{u}) \quad (38)$$

$$\Gamma_{\beta}(\vec{u}) = G_{\beta}(\vec{u})$$

9. — Cas général : emploi des normes.

Il est commode de « normer » les vecteurs complexes $\vec{\mathcal{E}}$ et $\vec{\mathcal{F}}$ c'est-à-dire d'introduire les vecteurs complexes réduits :

$$\vec{\mathcal{E}}_0 = \frac{\vec{\mathcal{E}}}{E'} \quad (39)$$

$$\vec{\mathcal{F}}_0(\vec{u}) = \frac{\vec{\mathcal{F}}(\vec{u})}{F'(\vec{u})} \quad (40)$$

dont la norme est égale à l'unité :

$$\vec{\mathcal{E}}_0 \cdot \vec{\mathcal{E}}_0^* = 1 \quad (41)$$

$$\vec{\mathcal{F}}_0(\vec{u}) \cdot \vec{\mathcal{F}}_0^*(\vec{u}) = 1 \quad (42)$$

Introduisant le gain absolu à l'émission $G(\vec{u})$ exprimé par (8) et la longueur du vecteur de Poynting transporté par le champ incident :

$$P = \frac{E'^2}{240\pi} \quad (43)$$

on pourra écrire :

$$U^2 = \frac{8\pi R_0}{k^2} P G(\vec{u}) \left| \vec{\mathcal{E}}_0 \cdot \vec{\mathcal{F}}_0(\vec{u}) \right|^2 \quad (45)$$

On introduit le « facteur de polarisation » :

$$\rho(\vec{u}) = \left| \vec{\mathcal{E}}_0 \cdot \vec{\mathcal{F}}_0 \right|^2 \quad (45)$$

dont la valeur dépend seulement de la nature des polarisations des champs incident et rayonné :

$$U^2 = \frac{8\pi R_0}{k^2} P G(\vec{u}) \rho(\vec{u}) \quad (46)$$

Lorsque la charge $\mathcal{Z}$ est adaptée, la puissance maximum donnée par (27) prend alors la forme remarquable :

$$W_{\max} = \frac{\lambda^2}{4\pi} P G(\vec{u}) \rho(\vec{u}) \quad (47)$$

La convention énoncée au paragraphe 7 revient ici à :

1°) Donner au vecteur de Poynting une longueur fixée P .

2°) Adapter la polarisation du champ incident à celle du champ rayonné à l'émission de façon à rendre maximum le facteur de polarisation.

Si dans ces conditions le facteur de polarisation ne dépend plus de la direction $\vec{u}$, la puissance ab-

sorbée par le récepteur est proportionnelle au gain absolu d'émission et l'identité des propriétés directives à l'émission et à la réception est justifiée.

10. — Le facteur de polarisation.

La discussion du facteur de polarisation est aisée.

Prenant pour axes $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$, ceux de l'ellipse de polarisation associée à la caractéristique $\vec{\mathcal{F}}_0$, on peut écrire sous la forme suivante les composantes des vecteurs complexes :

$$\vec{\mathcal{F}}_{0,\alpha} = \cos a \quad (48)$$

$$\vec{\mathcal{F}}_{0,\beta} = -j \sin a$$

$$\vec{\mathcal{E}}_{0,\alpha} = \cos b e^{j\psi_\alpha} \quad (49)$$

$$\vec{\mathcal{E}}_{0,\beta} = -j \sin b e^{j\psi_\beta}$$

les vecteurs $\vec{\alpha}$, $\vec{\beta}$ étant disposés de façon que $\vec{\alpha}$ soit la direction du grand axe de l'ellipse (F) et que celle-ci soit décrite dans le sens direct par rapport à $\vec{u}$ ($0 \leq a \leq \frac{\pi}{4}$). On aura :

$$\vec{\mathcal{E}}_0 \cdot \vec{\mathcal{F}}_0 = \cos a \cos b e^{j\psi_\alpha} - \sin a \sin b e^{j\psi_\beta} \quad (50)$$

$$\text{d'où : } 2\rho(u) = 1 + \cos 2a \cdot \cos 2b \quad (51)$$

$$- \sin 2a \cdot \sin 2b \cdot \cos(\psi_\alpha - \psi_\beta)$$

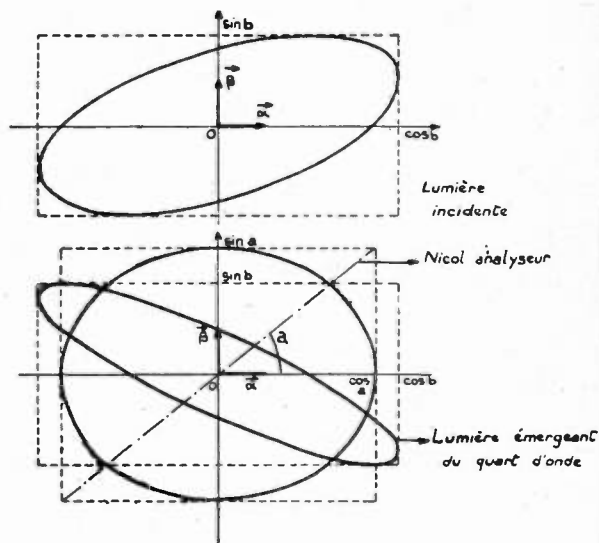


Fig. 5

Le calcul n'est autre que celui de l'intensité de la lumière transmise par un nicol analyseur sur lequel tombe une lumière elliptique. Le champ incident représente une lumière elliptique d'intensité égale à l'unité (fig. 5). Recevons cette lumière sur une lame quart d'onde dont l'axe lent est parallèle à la direction $\vec{\beta}$, puis la lumière transmise sur un nicol analyseur dont la direction principale fait l'angle a avec $\vec{\alpha}$. La lumière rectiligne transmise a précisément ρ pour intensité.

Cette analogie optique ramenant le problème à des considérations tout-à-fait classiques permet d'abrégier la discussion.

La figure 6 donne une représentation sphérique analogue à celle de Poincaré.

Le 3^e côté $AB = 2c$ du triangle sphérique ABC est tel qu'on ait :

$$\rho = \cos c$$

La discussion complète ne présente pas un grand intérêt ici.

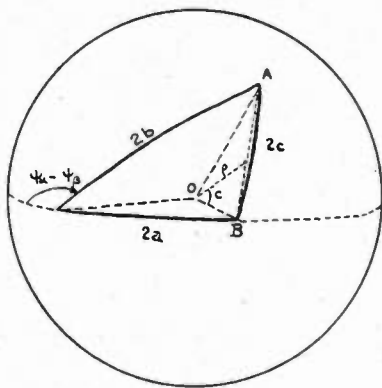


Fig. 6

On pourra se reporter aux ouvrages d'optique cristalline.

On retiendra seulement que :

1^o) $\rho(\vec{u})$ est maximum et égal à l'unité lorsque :

$$\vec{E}_0 = \vec{F}_0^* \quad (52)$$

c'est-à-dire lorsque les deux ellipses (E) et (F) sont égales mais balayées en sens contraire (par rapport à une même orientation de la normale, $\vec{u}$ par exemple)

Si les ellipses étaient égales et de même sens, la valeur de ρ serait réduite à $\cos^2 2a$ ($\cos 2a$: demi-distance focale de l'ellipse (F)) ;

2^o) Lorsque le champ incident est polarisé rectilignement le facteur ρ n'est maximum que si ce champ est parallèle au grand axe de l'ellipse (F). ρ est alors égal à $\cos^2 a$ ($\cos a$: demi-grand axe de l'ellipse).

3^o) Il peut arriver que le facteur ρ soit nul. Il suffit pour cela que les deux ellipses soient égales, de même sens, les grands axes disposés à angle droit. L'antenne est dans un tel cas complètement opaque au champ incident. Le cas se présente, en particulier, en polarisation circulaire lorsque les cercles de polarisation sont de même sens.

10. — Le gain de réception.

D'après ce qui vient d'être indiqué, le facteur $\rho(\vec{u})$ devient égal à 1 lorsque le champ incident est choisi de telle façon que les ellipses de polarisation des champs incident et rayonné soient homothétiques et de sens contraire (pour un même observateur placé sur l'antenne). Il revient au même de dire que les deux rotations sont de même sens par rapport aux directions de propagation des deux ondes.

Dans ces conditions, U^2 et par conséquent W , varient avec la direction $\vec{u}$ comme le gain d'émission $G(\vec{u})$.

On peut donc affirmer que les gains d'émission et de réception sont égaux, d'où les mêmes propriétés directives, sous réserve de faire sur le champ incident, des conventions de polarisation et de puissance transportée, bien déterminées.

Dans tout autre cas le gain de réception est donné par :

$$\Gamma(\vec{u}) = \frac{W(\vec{u})}{W} = G(\vec{u}) \frac{\rho(\vec{u})}{\rho} \quad (53)$$

et il n'y a plus réciprocité entre l'émission et la réception ($\Gamma(\vec{u})$ peut être nul dans une direction où $G(\vec{u})$ ne l'est pas).

En particulier il est fréquent d'envoyer sur l'antenne un champ incident polarisé rectilignement suivant le grand axe de l'ellipse de polarisation du champ rayonné, l'amplitude du champ incident restant constante. Dans ce cas : $\rho = \cos^2 a$, l'angle a caractérisant la forme de l'ellipse attachée au champ rayonné ($\tan a$ est le rapport des axes), et dépendant de la direction $\vec{u}$.

$$\Gamma(\vec{u}) = G(\vec{u}) \frac{\cos^2 a}{\cos^2 a} \quad (54)$$

Il est alors tout-à-fait erroné d'admettre l'identité des propriétés directives.

Remarque : Si le champ rayonné est polarisé rectilignement $a = 0$, les gains Γ et G sont égaux et on retombe sur le cas qui a fait l'objet du paragraphe 7.

APPLICATIONS

11. — Aire d'absorption.

A la puissance maximum $W_{\max}$ absorbée par la charge on peut associer une aire S telle que :

$$W_{\max} = P S \quad (55)$$

Cette aire (aire d'absorption de l'antenne de réception) dépend de la direction $\vec{u}$ du rayonnement et des polarisations des champs émis et incident.

Désignons-la par $S_p(\vec{u})$. Son expression résulte de (47) :

$$S_p(\vec{u}) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\vec{u}) \rho(\vec{u}) \quad (56)$$

Cette expression est relative aux conditions de fonctionnement effectif de l'antenne. Dans le cas idéal où le facteur de polarisation est égal à 1, on retrouve la relation fondamentale, bien connue, entre le gain d'émission et l'aire d'absorption :

$$S(\vec{u}) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\vec{u}) \quad (57)$$

On peut écrire :

$$S_p(\vec{u}) = S(\vec{u}) \rho(\vec{u}) \quad (58)$$

Les résultats suivants découlent alors de la discussion faite plus haut :

1°) $S_p = S$ lorsque les ellipses (F) et (E), vues d'un même côté, sont homothétiques et de sens contraire.

En particulier, en polarisation circulaire, les deux champs rayonné et incident doivent être deux vecteurs de longueur constante tournant en sens contraire. En polarisation rectiligne de (F) et (E) la condition se réduit au parallélisme des deux champs.

Par contre si les deux ellipses (F) et (E), homothétiques, sont de même sens on n'a plus que :

$$S_p = S \cos^2 2a \quad (59)$$

$S_p \leq S$, l'égalité n'ayant lieu qu'en polarisation rectiligne ($a = 0$), dont le cas a déjà été considéré. En polarisation circulaire ($a = \frac{\pi}{4}$), l'aire d'absorption est nulle.

Exemple : Supposons que le champ rayonné par une antenne d'émission dans une direction $\vec{u}$ soit réfléchi par un plan parfaitement conducteur disposé perpendiculairement à cette direction. Les ellipses (E) et (F) sont alors homothétiques et de même

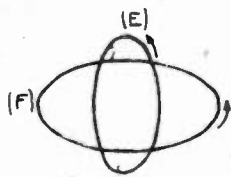


Fig. 7

sens (par rapport à l'orientation de u , par exemple). C'est le cas qui vient d'être signalé. L'antenne étant utilisée à la réception, la relation (57), telle qu'elle intervient, par exemple dans le problème du radar, n'est légitime qu'en polarisation rectiligne. Si l'antenne émettait un champ polarisé circulairement, elle serait insensible à l'effet du champ réfléchi. Ce résultat a des applications pratiques intéressantes (4).

2°) D'une façon générale l'aire d'absorption S_p est nulle dans le cas suivant : les ellipses (E) et (F) sont de même forme, disposées à angle droit et de même sens (fig. 7).

Le cas particulier de la polarisation circulaire vient d'être mentionné. En polarisation rectiligne on retrouve la condition des champs croisés.

Si les deux ellipses étaient de sens contraire, on aurait seulement :

$$S_p = S \sin^2 2a$$

3°) Supposons que l'antenne rayonne un champ circulaire ($a = \frac{\pi}{4}$), mais que le champ incident soit polarisé rectilignement ($\psi_\alpha - \psi_\beta = \frac{\pi}{2} + k\pi$). Il résulte alors de (51) que $\rho = \frac{1}{2}$: $S_p = \frac{S}{2}$

Il n'est pas nécessaire de multiplier les exemples. On retiendra simplement l'aisance avec laquelle il est possible d'obtenir les résultats relatifs à un cas d'utilisation quelconque.

12. — Longueur effective.

Voici une autre application de la formule fondamentale. Rapprochant (24) de (12) on peut se proposer de définir un doublet de direction donnée $\vec{\alpha}$, sur lequel le champ incident $\vec{\mathcal{E}}$ induise la même f.é.m. maximum que sur une antenne quelconque. La longueur $2l_{eff}^{(r)}$ d'un tel doublet est alors telle qu'on ait :

$$2l_{eff}^{(r)} \left| \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\alpha} \right| = \frac{2}{k} \left| \vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}(\vec{u}) \right| \quad (60)$$

ou, en introduisant la demi-longueur électrique :

$$L_{eff}^{(r)} = k l_{eff}^{(r)} \quad (61)$$

$$L_{eff}^{(r)} = \left| \frac{\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\mathcal{F}}}{\vec{\mathcal{E}} \cdot \vec{\alpha}} \right| \quad (62)$$

$2l_{eff}^{(r)}$ est appelée *longueur effective* de l'antenne considérée, relativement à la direction $\vec{\alpha}$. Cette définition est valable quels que soient les types de polarisation des champs rayonné et incident.

En particulier, si le champ rayonné est polarisé rectilignement, il est naturel de diriger le doublet parallèlement à ce champ, de sorte que (62) se réduit à l'expression remarquable :

$$L_{eff}^{(r)} = \left| \mathcal{F} \right| \quad (63)$$

Or, d'après (3) tout doublet de longueur $2l$, utilisé à l'émission, a précisément pour caractéristique L dans toute direction perpendiculaire à celle de son support. De sorte qu'en polarisation rectiligne un champ rayonné peut être attribué à un doublet convenablement disposé, parcouru par le courant d'entrée de l'antenne, et de longueur $2l_{eff}^{(r)}$ telle que :

$$L_{eff}^{(e)} = \left| \mathcal{F} \right| \quad (64)$$

L'égalité des longueurs effectives d'une antenne d'émission ou de réception :

$$l_{eff}^{(e)} = l_{eff}^{(r)}$$

est ainsi établie dans un cas plus général que celui de Burgess (2).

BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. C. SLATER, « Microwave transmission », Mac Graw Hill, Ch. VI, 1942.
- (2) R. E. BURGESS « Aerial characteristics », *Wireless Engineer*, Avril 1944, p. 151.
- (3) A. F. STEVENSON « Relations between the transmitting and receiving properties of antennas », *Quart. of Applied Math.* Janvier 1948, p. 369.
- (4) W. SICHAK et S. MILAZZO, « Antennas for circular polarization », *Electrical Communication*, Mars 1949, p. 40.
- (5) M. S. NEIMAN, « The principle of reciprocity in antenna theory », *P. I. R. E.*, Décembre 1943, p. 666.

Nota : On ajoutera à la Bibliographie l'article suivant, paru tout récemment : (6) G. SINCLAIR « The transmission and reception of elliptically polarized waves » *P.I.R.E.* Février 1950 et dont l'objet est voisin de celui de la présente étude. On notera cependant que l'auteur utilise pour longueur effective une grandeur vectorielle complexe. C'est à un facteur convenable près, le caractéristique $\vec{\mathcal{F}}$ elle-même. Le point de vue de Burgess était celui des composantes du champ.

NOTE SUR LA PRÉCISION MAXIMUM DES SERVOMÉCANISMES PARFAITEMENT STABLES

PAR

Gérard LEHMANN

*Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité
Ingénieur-Conseil au Laboratoire Central de Télécommunications.*

I. — Introduction.

Il est bien connu que la précision des servomécanismes est finalement limitée par les conditions de stabilité. Depuis Nyquist, on traite en général l'étude de la stabilité par l'analyse en régime sinusoïdal de la chaîne d'asservissement préalablement ouverte.

L'objet de la présente note est de montrer que si la chaîne d'un servo-mécanisme contient un élément « à déphasage non minimum », et si l'on impose au mécanisme d'être « parfaitement stable », dans le sens indiqué par Nyquist, il existe une limite supérieure infranchissable à la précision réalisable par le système.

Ce théorème est d'une grande importance pratique dans la conception des systèmes asservis, et il semble n'avoir pas été énoncé antérieurement.

Nous montrerons d'abord que si la chaîne du mécanisme est « à déphasage minimum », il n'existe pas de limite théorique à la précision réalisable ; ensuite, nous prouverons que la présence d'un élément à déphasage non minimum, simultanément avec la condition de « stabilité parfaite ou inconditionnelle » a pour conséquence l'existence d'une limite infranchissable à la précision réalisable.

Les méthodes d'exposition et la terminologie utilisées sont empruntées à l'ouvrage de Bode « Network analysis and Feedback amplifier design » (Van Nostrand New-York 1945).

II. — Position du problème.

Soit ρ le rapport de transmission complexe le long de la chaîne ouverte d'un servomécanisme, on sait qu'à la fréquence angulaire ω , l'erreur du servomécanisme exprimée par la quantité complexe

$$u = \frac{1}{1 + \rho} \quad (1)$$

est d'autant plus faible que le module $|\rho|$ est plus élevé (1).

On sait par ailleurs que $|\rho|$ finit toujours par tendre vers zéro quand la fréquence ω croît indéfiniment, sous l'effet des inerties présentes inévitablement dans tout système physique.

Il existe donc toujours une fréquence ω_c dite fréquence de coupure du servomécanisme pour laquelle

$$|\rho_c| = 1 \quad (2)$$

Si nous comparons divers servomécanismes ayant la même fréquence de coupure ω_c (liée à la rapidité de réponse du système), nous voyons qu'à toute fréquence ω , telle que $\omega \leq \omega_c$ le servomécanisme le plus précis sera celui possédant la valeur de $|\rho|$ la plus élevée à la fréquence considérée.

Or il est bien connu (comme on le verra dans la suite de cette note) que le rapport ρ ne peut posséder de module élevé que pour les fréquences très inférieures à ω_c , et que les erreurs statiques et dynamiques d'un servomécanisme dépendent d'une manière fondamentale de la loi de variation de $|\rho|$ pour les valeurs de ω tendant vers zéro.

Nous prendrons dans cette note, comme critère de précision, la valeur de $|\rho|$ pour les valeurs faibles de ω , et pour ω tendant vers zéro.

Par ailleurs, la condition de stabilité parfaite ou inconditionnelle s'exprime par le fait qu'à toute valeur de ω , inférieure à ω_c , la fraction complexe ρ doit présenter un retard de phase inférieur à π radians.

Or il existe entre le module $|\rho|$ du rapport (qui caractérise la précision) et son argument φ (qui caractérise la stabilité) une relation fondamentale, qui a été l'objet de travaux importants, publiés notamment par MM. Bayard et Bode.

C'est l'existence de cette relation qui entraîne les conséquences examinées dans la présente note.

III. — Cas d'une chaîne à déphasage minimum.

On pourra toujours, par emploi de réseaux correcteurs appropriés, réaliser une chaîne dont le rapport ait pour expression

$$\rho = - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \quad (3)$$

(1) « La Commande électronique des machines » G. LEHMANN, Mémoires des Ingénieurs Civils de France. Novembre 1948.

En effet, soit

(4) $\rho_1 = f(p)$ l'expression du rapport d'un système linéaire quelconque composé d'un nombre fini d'éléments électro mécaniques physiquement réalisables ;

Si ce système est « à déphasage minimum » $f(p)$ est une fraction rationnelle en p dont les pôles et zéros sont à parties réelles négatives. Il en résulte que la fraction inverse

$$\frac{1}{f(p)}$$

est encore une fraction rationnelle dont les pôles et zéros possèdent la même propriété, et qui donc représente aussi le rapport d'une chaîne d'éléments physiquement réalisables. Il en est donc de même du rapport

$$\rho_2 = - \frac{1}{f(p)} \times \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$$

Donc ρ_2 est le rapport d'un réseau physiquement réalisable qui, introduit en cascade dans la chaîne d'asservissement, donnera pour le réseau ainsi corrigé le rapport

$$\rho = \rho_1 \times \rho_2 = - \frac{\omega_c^2}{\omega^2}$$

Ce dernier rapport est précisément celui d'un système placé à la limite théorique de la stabilité absolue, puisque à toute valeur de ω il possède un retard de phase égal à π .

C'est d'ailleurs aussi le système qui, aux faibles valeurs de $\frac{\omega}{\omega_c}$ possède la valeur la plus élevée admissible pour $|\rho|$, compatible avec la condition de stabilité absolue, donc le système le plus précis réalisable à la limite.

L'exposé précédent montre qu'aucune condition théorique fondamentale ne s'oppose au choix d'une valeur aussi élevée qu'on le désire de ω_c ; donc, dans ce cas, il est théoriquement possible, à toute valeur choisie de ω , de donner au rapport $|\rho|$ une valeur aussi élevée qu'on le désire, donc de réaliser une précision aussi bonne qu'on le désire.

Les limitations qui sont rencontrées en pratique résultent de considérations tout à fait différentes, relatives aux puissances à mettre en jeu et aux limites du domaine linéaire dans lequel sont valables les raisonnements précédents.

IV. — Cas d'une chaîne à déphasage non minimum.

Désignons comme précédemment par ρ_1 l'expression du rapport de transmission de la chaîne ouverte du servomécanisme ; mais maintenant, nous supposons que ρ_1 n'est pas une fonction à déphasage minimum. Ceci signifie que, si tous les pôles de ρ_1 sont toujours à parties réelles négatives, il existe au moins un zéro de la fonction ρ_1 qui possède une partie réelle positive. Dans le cas le plus simple, il existe un zéro réel, de valeur positive Θ .

Dans ce cas, il est connu que je peux écrire ρ_1 sous la forme :

$$\rho_1 = f(p) \times \frac{\Theta - p}{\Theta + p} \quad (5)$$

expression dans laquelle $f(p)$ est une fonction à déphasage minimum, et la fraction $\frac{\Theta - p}{\Theta + p}$ (Θ est une constante réelle positive) représente un système déphaseur simple.

La fraction $1/f(p)$ représente encore, comme on l'a vu au paragraphe précédent, un réseau physiquement réalisable, mais il n'en est pas de même de l'expression $\frac{\Theta + p}{\Theta - p}$ qui, possédant un pôle à partie réelle positive, représente un réseau instable, irréalisable.

Il reste à choisir le rapport du réseau correcteur qui, placé en série avec le réseau précédent, donnera au système la précision la plus élevée compatible avec la condition de stabilité absolue.

Nous allons montrer que ce réseau correcteur le plus favorable est celui ayant pour rapport

$$\rho_2 = \frac{1}{f(p)} \times \frac{(\Theta + p)^2}{p^2}$$

Dans ce cas, le rapport de la chaîne, après correction deviendra :

$$\rho = \rho_1 \times \rho_2 = f(p) \times \frac{\Theta - p}{\Theta + p} \times \frac{1}{f(p)} \times \frac{(\Theta + p)^2}{p^2}$$

$$\rho = \frac{\Theta^2 - p^2}{p^2} \text{ ou encore, posant } p = j\omega$$

$$\rho = - \frac{\Theta^2 + \omega^2}{\omega^2} \quad (6)$$

L'expression de ρ_2 est le rapport d'un réseau physiquement réalisable ; il reste à montrer que c'est le réseau théoriquement le plus favorable possible, c'est-à-dire celui donnant à $|\rho|$ dans le domaine des basses fréquences la valeur la plus élevée compatible avec la condition de stabilité absolue.

L'expression (6) donne une valeur de $|\rho|$ qui tend vers 1 quand ω tend vers l'infini.

Montrons d'abord qu'il n'est pas possible de multiplier l'expression de ρ donnée par (6) par un facteur réel supérieur à 1 sans s'écarter des hypothèses de base.

En effet, l'expression (6) faisant tendre $|\rho|$ vers 1, et non vers zéro, pour $\omega = \infty$, ne représente que d'une façon incomplète un système physique réel, pour lequel $|\rho|$ finit toujours par tendre vers zéro.

Ceci prouve que l'expression de ρ représentant rigoureusement un système réel doit forcément se déduire de (6) en multipliant (6) par un facteur de la forme

$$\frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_c}} \quad (7)$$

facteur qui tend vers zéro pour ω infini.

La phase de la fraction (6) étant égale à $-\pi$, le système ne sera stable que si le retard supplémentaire de phase dû à la présence de (7) ne se fait sentir qu'aux fréquences pour lesquelles $|\rho| < 1$.

Si ω_c est une fréquence extrêmement élevée, telle que $\frac{\Theta}{\omega_c}$ soit infiniment petit, on voit que (6) donne à $|\rho|$ une valeur sensiblement égale à 1 aux

fréquences pour lesquelles l'argument de (7) cesse d'être négligeable.

L'expression (6) apparaît donc ici encore comme une forme limite fixant la frontière entre les systèmes stables et instables.

Si l'on place en facteur dans (6) un nombre réel inférieur à 1, la stabilité n'est pas détruite par le facteur (7) obligatoirement présent dans un mécanisme réel.

Si l'on place en facteur dans (6) un nombre réel supérieur à 1, le système devient forcément instable, par suite du facteur (7) agissant aux fréquences très élevées.

Il est donc impossible de donner à $|\rho|$ une valeur supérieure à celle fournie par l'expression (6) sans modifier la forme même de la fonction en ω .

Montrons que cette modification même n'est pas permise dans le cadre de nos hypothèses.

La condition de stabilité inconditionnelle exige que la phase de ρ ne devienne jamais inférieure (algébriquement) à $-\pi$.

Or la phase de (6) est précisément égale à $-\pi$ pour toute valeur de ω de zéro à l'infini.

Soit $R(\rho)$ la fonction par laquelle nous envisageons de multiplier le rapport

$$\rho = -\frac{\Theta^2 + \omega^2}{\omega^2} \quad (6)$$

en vue d'augmenter ρ sans cesser de satisfaire aux hypothèses.

a) Les raisonnements précédents montrent d'abord qu'il faut avoir

$$R(\infty) \leq 1$$

afin de maintenir satisfaite la condition

$$\rho(\infty) \leq 1$$

b) La fonction R est nécessairement à déphasage minimum, car la présence d'un zéro à partie réelle positive aurait pour effet de détériorer encore davantage la situation, et non de l'améliorer.

c) La phase de R est nécessairement positive ou nulle, puisque (6) possède un retard permanent de $-\pi$ qui ne doit pas être dépassé.

Connaissant donc les conditions

$$a) \quad |R(\infty)| \leq 1$$

$$b) \quad R(\omega) \text{ fonction à déphasage minimum}$$

$$c) \quad \text{Arg } R \geq 0$$

nous pouvons évaluer la valeur $|R|$ dans le domaine des fréquences basses (où le facteur R influe sur la précision) par application de la relation de Bayard et Bode.

Celle-ci peut se mettre sous la forme

$$\frac{\pi}{2} \text{Log} \frac{|R(\infty)|}{|R(0)|} = \int_0^\infty \text{Arg } R \frac{d\omega}{\omega} \quad (8)$$

(Bode, Loc. cit. page 286, équation 13-19), qui compte-tenu de la relation a) s'écrit

$$\frac{\pi}{2} \text{Log} \frac{1}{|R(0)|} = \int_0^\infty \text{Arg } R \frac{d\omega}{\omega} \quad (9)$$

Cette relation montre que, quelle que soit la valeur positive non nulle de $\text{Arg } R$, on a

$$|R(0)| < 1$$

La valeur la plus élevée réalisable pour $|R(0)|$, correspondant à la précision maximum, est obtenue pour

$$\text{Arg } R \equiv 0$$

Dans ce cas, on a $|R(0)| = 1$, et la fonction $R(\omega)$ est constante et égale à l'unité.

On a ainsi montré que la valeur la plus élevée réalisable pour $|\rho|$ dans le cadre de nos hypothèses est celle donnée par

$$|\rho| = \frac{\Theta^2 + \omega^2}{\omega^2} \quad (6)$$

L'exposé précédent n'a pas la prétention de constituer une démonstration rigoureuse de cette importante propriété, mais nous ne doutons pas qu'un meilleur mathématicien que nous ne parvienne à exprimer cette propriété et à la démontrer d'une façon précise.

V. — Conclusion.

Nous avons ainsi montré que si un servomécanisme est à déphasage non minimum, et qu'il est inconditionnellement stable, sa précision aux fréquences faibles est nécessairement bornée, et nous avons calculé la valeur de la limite dans un cas simple. Ce résultat présente une grande importance pratique. En effet, de nombreux servomécanismes industriels sont « à déphasage non minimum » ; tel est le cas de tous les dispositifs de régulation dans lesquels une machine est réglée à partir d'une mesure effectuée sur le produit fini un certain temps après sa sortie de la machine (cas du réglage de l'épaisseur des tôles sortant d'un laminier).

C'est aussi le cas des régulateurs de vitesse des turbines hydrauliques, compte tenu de l'action de l'inertie de l'eau dans les conduites (coups de bélier) ; en effet, l'équation du coup de bélier est « à déphasage non minimum ».

Il peut arriver qu'un travail théorique conduise à un projet de régulateur possédant une précision supérieure à la limite déterminée à partir de la proposition étudiée ici. C'est alors que le servomécanisme ainsi réalisé serait du type « imparfaitement, ou conditionnellement stable », ainsi qu'il serait facile de le vérifier. Le danger est réel de ne pas reconnaître cette importante restriction.

En effet, les méthodes anciennes d'étude de la stabilité (critères de Routh et d'Hurwitz) permettent de déterminer les conditions de non oscillation, mais elles ne peuvent pas distinguer les cas de stabilité parfaite ou conditionnelle.

Or, la réalisation d'une machine conditionnellement stable, à l'insu de ses constructeurs, présente un danger sérieux : en effet, dans ce cas, une faible

détérioration d'un amplificateur (usure d'une lampe, obturation partielle d'une canalisation d'huile) peut provoquer l'entrée en oscillation de la machine, donc des avaries graves.

Au contraire, dans une machine parfaitement stable, il ne peut en résulter qu'une baisse de précision, mais non une entrée en oscillations dangereuses.

Cette remarque montre l'un des intérêts des méthodes modernes d'analyse des régulateurs. Par

ailleurs, elle rendra possible d'accéder aux propriétés intéressantes des systèmes « conditionnellement stables », en pleine connaissance de leurs inconvénients possibles, et de prévoir les précautions nécessaires pour les rendre acceptables.

En conclusion, les remarques qui font l'objet de cette note semblent présenter à la fois une importance pratique concernant la réalisation des servomécanismes, et un intérêt théorique, en rapport avec les théories modernes sur la transmission des informations.

L'ADAPTATION SUR UNE LARGE BANDE DE FRÉQUENCES DES AMPLIFICATEURS ET AUTO-OSCILLATEURS UTILISÉS EN ONDES CENTIMÉTRIQUES

PAR

M. DENIS

du Département « Electronique » du Centre de Recherches Techniques de la C. S. F.

1. — Le gain d'un amplificateur de puissance dépend d'une part des caractéristiques internes du tube, d'autre part des impédances d'entrée et de sortie ; ces dernières, en général, sont fonction de la fréquence et définissent pratiquement la largeur de bande de l'amplificateur.

2. — Il est intéressant dans la plupart des applications d'obtenir un *gain constant* et égal au gain maximum sur une gamme de fréquences suffisamment étendue ; ce résultat est atteint en introduisant entre la source et l'entrée du tube ainsi qu'entre la sortie et la charge utile des transformateurs d'impédance convenablement choisis.

3. — Les dispositifs mis en œuvre pour réaliser cette *adaptation idéale* sont étudiés rapidement sur le plan théorique et à cette occasion on établit certains parallèles entre les circuits « hyperfréquences » et les circuits de la radiotechnique classique. On indique également quelques exemples d'application.

4. — Dans le cas des auto-oscillateurs modulés en fréquence, le problème se pose d'une façon différente, la puissance maximum de sortie dépendant essentiellement des caractéristiques de phase en fonction de la fréquence ; il est néanmoins possible de définir une largeur de bande optimum et d'étudier les moyens qui permettent de la réaliser.

On examine rapidement le cas d'une chaîne comportant un oscillateur pilote modulé en fréquence suivi de plusieurs amplificateurs.

1. — Introduction

1.1. — Le problème de l'amplification en ondes centimétriques est en général limité à la recherche d'un gain de puissance ; les amplificateurs de tension ou de courant — d'un emploi si fréquent dans les techniques classiques — n'ont pas leurs équivalents dans le domaine des hyperfréquences.

1.2. — Si l'on considère un amplificateur de puissance, ses performances peuvent être prévues, d'une part d'après les caractéristiques internes ou électroniques du tube, d'autre part d'après la valeur des impédances d'entrée et de sortie. Lorsque le tube fonctionne à *fréquence fixe* entre une source d'impédance interne et de force électro-motrice données et une charge également déterminée, il est possible, en introduisant des transformateurs d'adaptation aussi bien à l'entrée qu'à la sortie de l'amplificateur d'éliminer l'influence des impédances qui le caractérisent et de définir un *gain maximum*, ou *gain propre* qui dépend uniquement de la puissance effectivement fournie à l'entrée du tube et des caractéristiques électroniques.

Si à partir de cette adaptation optimum, on *modifie la fréquence* de la source sans retoucher aux transformateurs d'adaptation, il en résulte une diminution du gain provoquée par l'augmentation des pertes d'insertion tant à l'entrée qu'à la sortie ; cette chute du gain global, dans certains cas, est, il est vrai, compensée par l'accroissement du gain propre

lié à une réduction de la puissance effectivement fournie à l'entrée de l'amplificateur.

1.3. — On se propose au cours de ce rapport d'étudier sur quelques exemples simples les procédés qui permettent en agissant sur *les éléments extérieurs* au tube de réduire ces effets pernicieux lorsque l'amplificateur est destiné à la transmission d'une bande large de fréquences avec une *puissance de sortie maximum*.

On se limitera à des largeurs de bande qui exprimées en valeurs relatives restent comprises entre 1 et 10% ; les amplificateurs considérés seront donc soit des tubes à modulation de vitesse, soit des tubes à propagation d'ondes ; dans un dernier chapitre on étendra les résultats acquis à l'adaptation des auto-oscillateurs ou des amplificateurs en cascade associés à un pilote.

2. — Définition de l'adaptation idéale

2.1. — ÉTUDE D'UN AMPLIFICATEUR DONT LE GAIN MAXIMUM EST INDÉPENDANT DE LA PUISSANCE D'ENTRÉE ET DE LA FRÉQUENCE.

La figure 1 schématise un amplificateur défini par son gain *propre* G_M et ses impédances d'entrée $Z_1' = R_1' + jY_1'$ et de sortie $Z_2' = R_2' + jY_2'$. La source est caractérisée par une force-électromotrice E_0 et une impédance interne $Z_1 = R_1 + jY_1$; la charge enfin est symbolisée par : $Z_2 = R_2 + jY_2$.

Le gain atteint la valeur G_M lorsque Z_1 et Z_2 sont respectivement conjuguées de Z_1' et Z_2' . Dans ces conditions, la puissance P_e fournie par la source à l'entrée de l'amplificateur est maximum :

$$(P_e)_0 = \frac{E_0^2}{8 R_1}$$

Si l'on définit le *gain vrai* G_V comme le rapport de la puissance dissipée dans R_2 à la puissance $(P_e)_0$, on trouve aisément :

$$G_V = \frac{4 R_2 R_2'}{(R_2 + R_2')^2 + (Y_2 + Y_2')^2} \times \frac{4 R_1 R_1'}{(R_1 + R_1')^2 + (Y_1 + Y_1')^2} G_M \quad (1)$$

Or, en général, les R et les Y sont fonctions de la fréquence ; si dans toute la bande à transmettre, on sait conjuguer Z_1 et Z_1' , ainsi que Z_2 et Z_2' , le gain

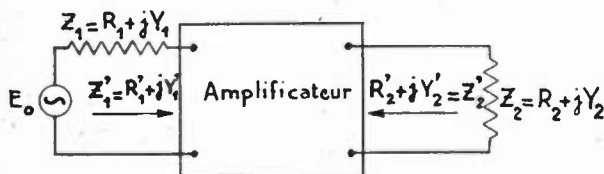


FIG. 1. — Schéma général d'un amplificateur.

demeure constant et égal à G_M ; il est commode de désigner cette adaptation réalisée sur une grande bande sous le nom d'*adaptation idéale*.

2.2. — LE GAIN MAXIMUM DE L'AMPLIFICATEUR DÉPEND DE LA PUISSANCE D'ENTRÉE.

C'est le cas par exemple des klystrons amplificateurs dont le gain propre dépend de la puissance d'entrée par l'intermédiaire du paramètre de groupement et du champ électrique entre les grilles de la cavité rassembleuse. La courbe de la figure 2 donne un exemple typique de variation du gain propre d'un klystron à deux cavités en fonction de la puissance effective de modulation du faisceau, toutes les autres caractéristiques demeurant inchangées, si l'adaptation idéale est réalisée, la puissance d'entrée et le champ électrique demeurent constants dans la bande et l'on retombe sur le cas précédent.

2.3. — LE GAIN MAXIMUM DÉPEND DE LA FRÉQUENCE

Les tubes à propagation d'ondes constituent un exemple caractéristique d'amplificateur dont le gain propre est fonction de la fréquence ; pour chaque puissance effective d'entrée il est possible de définir, une *largeur de bande électronique* ; l'adaptation idéale si on sait la réaliser permettra d'atteindre au mieux cette largeur de bande.

Le gain propre du klystron amplificateur est également affecté par la fréquence ; bien que cet effet soit masqué, lorsqu'on ne fait pas appel à l'adaptation idéale, par les pertes d'insertion, il n'est pas totalement négligeable.

Si l'on se réfère à la théorie élémentaire des klystrons amplificateurs [1], la puissance de sortie est proportionnelle au produit $\beta^2 J_1^2(x)$ β symbolisent le coefficient de couplage du faisceau à la cavité et x le paramètre de groupement.

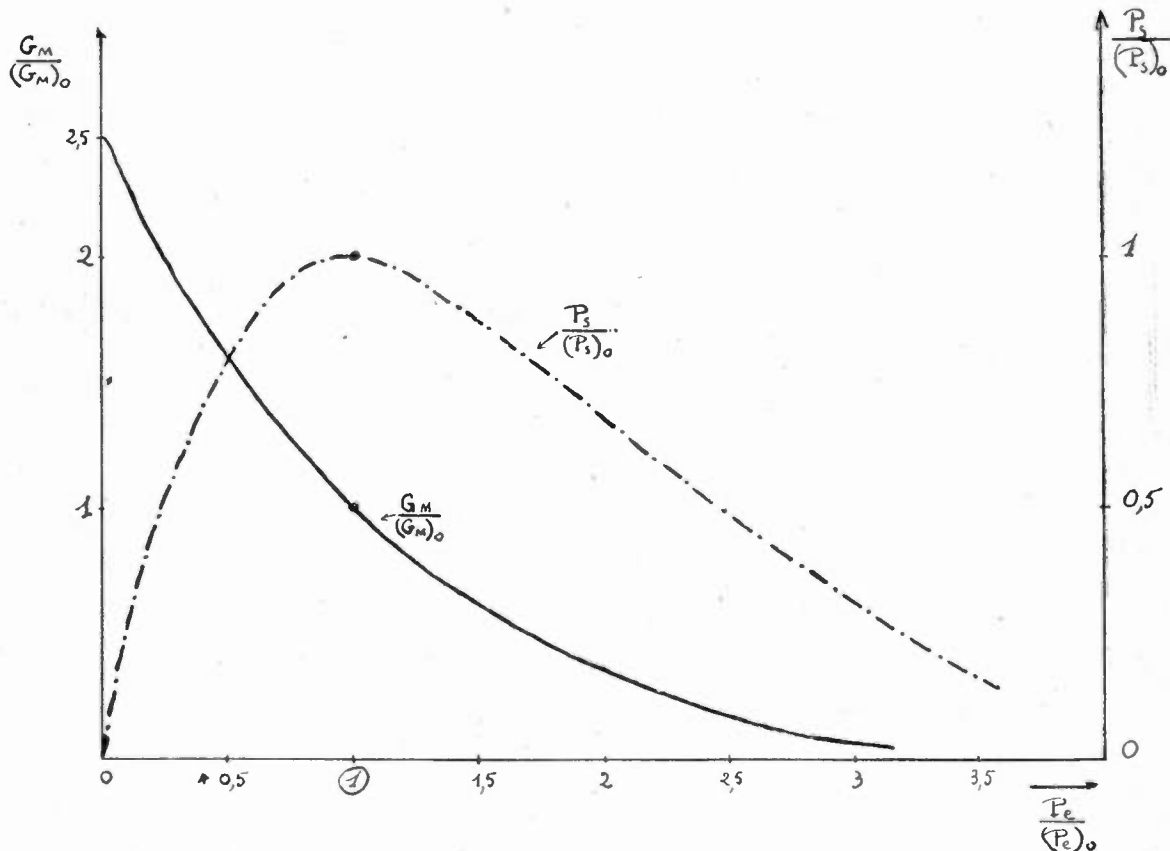


FIG. 2. — Courbes théoriques donnant pour un klystron à 2 cavités les variations du gain propre et de la puissance de sortie en fonction de la puissance effective d'entrée.

Or, si l'on représente par τ_0 le temps de transit moyen entre les grilles de la cavité rassembleuse et par τ_1 le temps de transit dans l'espace de glissement, on peut écrire :

$$\beta = \frac{\sin \pi F \tau_0}{\pi F \tau_0}$$

$$\text{et } x = \frac{\sin \pi F \tau_0}{\pi F \tau_0} \pi F \tau_1 \frac{E_1}{E_0}$$

F : Fréquence ;

E_1 Tension alternative entre les grilles de la cavité rassembleuse ;

E_0 Tension continue du faisceau.

β et x dépendent donc de F ; si β_0 et x_0 désignent les valeurs associées à la fréquence centrale F_0 , un calcul simple montre que pour un écart relatif $\frac{\Delta F}{F_0}$ la variation relative de puissance à la sortie du tube s'écrit :

$$\frac{\Delta P}{P} = 2 \left[\frac{\pi \tau_0 F_0}{\lg \pi \tau_0 F_0} \frac{x_0 J_0(x_0)}{J_1(x_0)} - 1 \right] \frac{\Delta F}{F_0}$$

Si l'on fait choix du paramètre de groupement optimum ($x_0 = 1,84$) correspondant à la puissance maximum de sortie : $\frac{x_0 J_0(x_0)}{J_1(x_0)} = 1$; adoptant pour $\pi \tau_0 F_0$ une valeur courante $\frac{\pi}{2}$, on trouve $\frac{\Delta P}{P} = -2 \frac{\Delta F}{F}$: pour une bande totale de 2 % la distorsion du gain propre atteint seulement 4 % (0,2 décibel) ; mais elle peut être plus importante si x_0 s'écarte de la valeur optimum. C'est précisément ce qui se produit lorsque la puissance d'entrée devient fonction de la fréquence par l'intermédiaire des pertes d'insertion.

3. — Avantages de l'adaptation idéale.

C'est en examinant le comportement d'un klystron amplificateur à deux cavités que l'on saisit le mieux les avantages de l'adaptation idéale.

3.1. — Représentant par Q_e et Q_s les surtensions respectives des cavités rassembleuse et collectrice que charge le faisceau électronique, par δ l'écart relatif de fréquence, on peut écrire dans le cas où l'adaptation a été réalisée uniquement pour la fréquence centrale F_0 :

$$G_V = \frac{1}{1 + \delta^2 Q_e^2} \cdot \frac{1}{1 + \delta^2 Q_s^2} \cdot G_M \left[\frac{(P_e)_0}{1 + \delta^2 Q^2} \right] \quad (2)$$

Soit plus simplement si $Q_e = Q_s = Q$:

$$G_V = \frac{1}{(1 + \delta^2 Q^2)^2} G_M \left[\frac{(P_e)_0}{1 + \delta^2 Q^2} \right] \quad (3)$$

Ces deux relations sont déduites de (1) ; l'écriture adoptée pour G_M exprime le fait que le gain propre est fonction de la puissance effective d'entrée. On supposera au cours de ce paragraphe que la puissance

(P_e)₀ choisie est celle qui donne le maximum de puissance de sortie (P_s)₀ pour la fréquence F_0 .

La bande passante, définie comme l'écart total entre les fréquences pour lesquelles le gain est égal à la moitié de $G_M[(P)_0]$ s'écrit si l'on suppose G_M constant :

$$\Delta F_{3db} = 2 \sqrt{\sqrt{2} - 1} \frac{F_0}{Q} = 1,28 \frac{F_0}{Q}$$

3.2. — En réalité comme G_M croît en même temps que δ (fig. 2) la largeur de bande à 3 décibels est légèrement accrue et atteint $1,4 F_0/Q$ (courbe II de la figure 3). Il est possible d'exploiter cette relation entre G_M et la puissance effective d'entrée afin d'obtenir un gain sensiblement constant dans la bande à transmettre ; si la puissance d'entrée est accrue de telle manière que le paramètre de groupement dépasse la valeur optimum $x_0 = 1,84$, pour le centre de la bande, il peut y avoir compensation entre les variations de G_M et celles du facteur

$\frac{1}{(1 + \delta^2 Q^2)^2}$; mais une telle opération se fait au détriment du rendement du tube donc de la puissance de sortie ; la courbe V de la figure 3 montre comment varie la puissance de sortie avec la fréquence lorsqu'on emploie cet artifice ; de plus le gain maximum est divisé sensiblement par 4.

3.3. — Quelquefois, dans le but d'élargir la bande, les cavités rassembleuse et collectrice sont accordées sur des fréquences différentes ; mais dans ces conditions la puissance maximum de sortie est considérablement diminuée.

En effet, si l'on représente par $\pm \delta_0$ les écarts relatifs entre la fréquence centrale F_0 et les fréquences propres des deux cavités, on peut écrire :

$$G_V = \frac{1}{1 + (\delta + \delta_0)^2 Q^2} \cdot \frac{1}{1 + (\delta - \delta_0)^2 Q^2} G_M \left[\frac{(P_e)_0}{1 + (\delta + \delta_0)^2 Q^2} \right]$$

soit pour les fréquences F_0 , $F_0(1 - \delta_0)$ et $F_0(1 + \delta_0)$.

$$(G_V)_0 = \frac{1}{(1 + \delta_0^2 Q^2)^2} G_M \left[\frac{(P_e)_0}{(1 + \delta_0^2 Q^2)^2} \right]$$

$$(G_V)_{-\delta} = \frac{1}{1 + 4 \delta_0^2 Q^2} G_M [(P_e)_0]$$

et

$$(G_V)_{+\delta} = \frac{1}{1 + 4 \delta_0^2 Q^2} G_M \left[\frac{(P_e)_0}{1 + 4 \delta_0^2 Q^2} \right]$$

Si l'on suppose G_M constant, un calcul simple montre que dans une bande définie par $\Delta F = 2\sqrt{2} \frac{F_0}{Q} = 2,8 F_0/Q$, ΔF correspondant d'ailleurs à l'écart φ entre les résonances des deux cavités, le gain G_V demeure constant à 1/2 db près ; mais sa valeur maximum est huit fois plus faible que celle que l'on obtient en adaptant sur la fréquence centrale.

Si l'on tient compte de la distorsion du gain propre G_M la variation du gain global dans la bande précédente devient considérable ; toutefois en se limitant à une bande plus faible (par exemple 1,4

F_0/Q) on obtient la courbe de puissance de sortie P_s , représentée sur la figure 3 (courbe III) où le gain demeure constant à 1 db près avec une valeur moyenne de P_s , égale à la moitié environ du maximum maximorum.

Si l'on cherche à accroître la puissance de sortie par une élévation du niveau d'entrée, on augmente la distorsion du gain propre et par conséquent la distorsion totale.

$$G_V = \left(\frac{4}{10}\right)^2 G_M \left[\frac{\frac{4}{10} (P_e)_0}{1 + \delta^2 Q^2} \right]$$

soit pratiquement, puisque $\delta^2 Q^2$ demeure, dans la bande, inférieur à 6 %.

$$G_V \cong \frac{16}{100} \times 1,8 (G_M)_0 = 0,28 G_M [(P)_0]$$

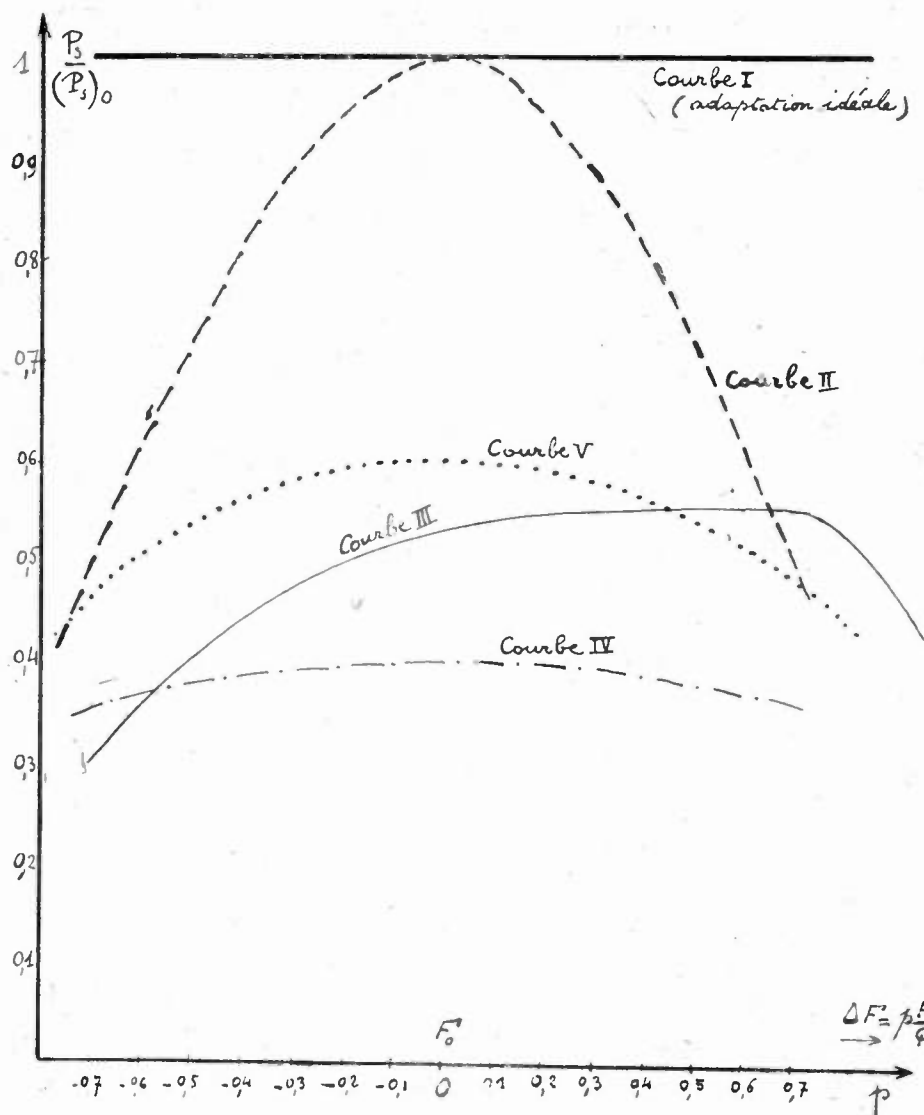


FIG. 3. — Comparaison des puissances maxima de sortie P_s pour divers types d'adaptation. (Détermination de la distorsion en fonction de la fréquence)

3.4. — On a défini plus haut la largeur de bande à 3 décibels : il est possible d'obtenir le même écart de fréquence avec une distorsion plus faible (1/2 ou 1 décibel par exemple) en amortissant les cavités rassembleuse et collectrice. Si l'on néglige les variations de G_M en fonction de la puissance effective d'entrée, la relation (3) montre que la bande à 1/2 décibel est obtenue lorsqu'on réduit simultanément les surtensions des deux rhumbatrons dans le rapport de 10 à 4.

La puissance modulante, effectivement fournie au faisceau, pour la fréquence F_0 , n'est plus que les 4/10 de la puissance $(P_e)_0$ disponible à l'entrée, G_V s'écrit donc :

La valeur actuelle de la puissance de sortie (P_s) , pour un même niveau $(P_e)_0$ de la source, est inférieure au tiers du maximum maximorum : $(P_s)_0$. Lorsque l'on donne à la puissance disponible à l'entrée la valeur $10/4 (P_e)_0$, la puissance P_s prend la valeur $[(P_s) \text{ maximum}]$ compatible avec une distorsion de l'ordre de 1/2 db, soit : $(P_s)_{1/2 \text{ db}} = 0,4 (P_s)_0 (*)$. Si l'on se satisfait dans la bande définie plus haut d'une distorsion de l'ordre de 1 db, les surtensions des deux rhumbatrons doivent être divisées par 2 environ, et le gain G_A s'exprime par :

(*) Courbe IV, fig. 3.

$$G_V = \left(\frac{55}{100}\right)^2 G_M \left[\frac{55}{1 + \delta^2 Q^2} (P_e)_0 \right]$$

En négligeant l'effet des variations de $\delta^2 Q^2$ sur la valeur de la puissance effective appliquée au faisceau, on peut écrire :

$$G_V \left(\frac{100}{55}\right)^2 \times G_M \left[\frac{55}{100} (P_e)_0 \right] \cong 0,45 G_M [(P_e)_0]$$

Si l'on donne à la puissance disponible à l'entrée la valeur $\frac{100}{55} (P_e)_0$ la puissance P_e prend la valeur maximum compatible avec une distorsion de 1 db, soit :

$$(P_e)_{1db} \cong 0,55 (P_e)_0$$

3.5. — On constate donc sur l'exemple particulier du klystron-amplificateur que les divers procédés couramment employés pour réduire la distorsion du niveau de sortie en fonction de la fréquence entraînent nécessairement une réduction du gain global et de la puissance maximum fournie à la charge utile. Cette conclusion reste valable pour les tubes de puissance actuellement connus ; seuls changent les ordres de grandeur ; il convient de remarquer d'ailleurs que ceux qui figurent dans ce paragraphe sont déduits d'une théorie très élémentaire du klystron à 2 cavités ; dans la pratique il est nécessaire de faire une évaluation pour chaque cas d'espèce.

Dans le cadre des hypothèses faites jusqu'à présent, il semble que les solutions proposées pour réduire la distorsion du gain conduisent à des résultats à peu près comparables.

Néanmoins si l'on s'écarte du schéma simplifié comportant une source de force électromotrice et d'impédance interne indépendantes de la fréquence, le choix de la solution n'est plus indifférent ; dans le cas, par exemple du couplage direct entre un klystron auto-oscillateur modulé en fréquence et un amplificateur il importe que la largeur de bande de la cavité excitée soit nettement plus grande que celle de l'oscillation imposée, sinon il se produit une modification des caractéristiques de l'oscillateur, et en particulier de la forme de la courbe de modulation ; en amortissant les cavités d'entrée et de sortie on obvie partiellement à ces inconvénients ; toutefois, en dépit des avantages relatifs qu'elle procure cette solution est loin de fournir les résultats que l'on peut attendre de l'adaptation idéale.

4. — Procédés permettant de réaliser l'adaptation idéale.

4.1. — ENONCÉ DU PROBLÈME :

4.1.1. — En général, la puissance haute fréquence est fournie au tube par l'intermédiaire d'un feeder G_1 (fig. 4), coaxial ou guide d'ondes, associé à un transformateur réglable et sans perte T_1 ; de même la puissance amplifiée est transmise à la charge à travers un transformateur T_2 et un second feeder G_2 ; pour plus de commodité — et sans nuire à la généralité de l'exposé — on peut supposer dans une première analyse que la source a comme résistance interne l'impédance caractéristique de G_1 et que de

même la charge est correctement adaptée au feeder de sortie G_2 ; il existe de nombreuses solutions permettant de réaliser ces adaptations sur de très larges bandes (supérieures à 10) % [2] ; d'ailleurs, pour lever la pétition de principe qui apparaît dans ces dernières lignes, on peut dire que les solutions

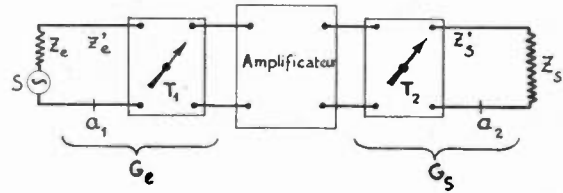


FIG. 4. — Schéma général d'un amplificateur muni de deux transformateurs d'adaptation.

qui vont faire l'objet de cette étude peuvent être appliquées tout aussi bien à l'adaptation d'une antenne considérée comme charge.

Le rôle des transformateurs T_1 et T_2 est de permettre une adaptation correcte des impédances d'entrée et de sortie pour la fréquence centrale F_0 de la bande à transmettre ; en principe, il convient de les choisir de telle manière que leur sélectivité propre soit très inférieure à celle des circuits à corriger. Dans ces conditions, le circuit d'entrée vu à travers le transformateur T_1 offre au feeder G_1 une impédance égale à son impédance caractéristique. La même situation se produit à la sortie. Les transformateurs T_1 et T_2 restant sur les réglages ainsi obtenus pour la fréquence F_0 , il est possible de déterminer expérimentalement pour toute une suite de fréquences de la bande à transmettre les admittances des circuits d'entrée ou de sortie — vues des points a_1 ou a_2 arbitrairement choisis sur les feeders G_1 ou G_2 .

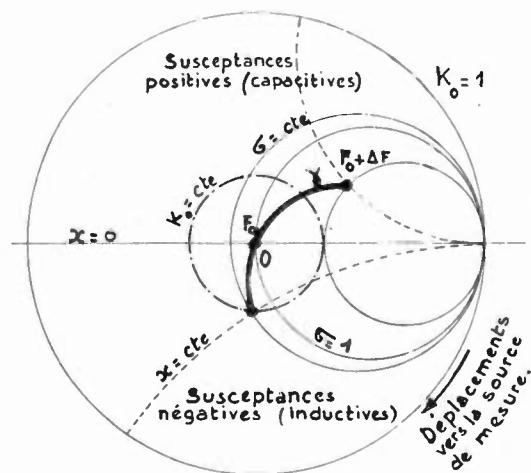


FIG. 5. — Diagramme de Smith.

Le raisonnement portera maintenant uniquement sur le feeder d'entrée puisque les opérations qui vont être ultérieurement décrites sont exactement les mêmes à la sortie qu'à l'entrée du tube.

Portés sur un abaque de Smith, les points d'admittances se situent sur une certaine courbe γ (fig. 5)

passant par le point $k = O$, origine du diagramme. Le choix de l'abaque de Smith se justifie dans le cas actuel par les avantages essentiels suivants ; il n'existe pas de point à l'infini ; les courbes d'égal taux d'ondes stationnaires sont des cercles concentriques, un déplacement sur le feeder de référence correspond à une simple rotation du point représentatif autour du centre O . On sait qu'une admittance quelconque correspond à l'intersection d'un cercle à conductance constante centré sur l'axe horizontal et tangent au cercle $K = 1$ au point d'ordonnée $(1 + 0j)$ et d'un cercle à susceptance constante centré sur la droite verticale d'abscisse $+1$ et tangent à l'axe horizontal. Les susceptances positives (ou capacitatives) correspondent à la moitié supérieure de l'abaque ; les susceptances négatives (ou inductives) étant réparties sur la moitié inférieure ; lorsqu'on déplace le point de référence a_1 en direction de la source, le point représentatif du diagramme tourne dans le sens des aiguilles d'une montre.

4.1.2. — Le problème consiste alors à choisir un transformateur θ_1 non dissipatif qui, inséré entre a_1 et la source, transforme l'admittance $Y(a_1)$ en l'admittance caractéristique de G_1 et ceci pour toutes les fréquences de la bande ; autrement dit θ_1 doit permettre la condensation de tous les points de la courbe γ en un seul point O .

4.1.3. — Le transformateur à construire possède comme ossature le feeder G_1 ; d'autre part on sait calculer, avec une bonne approximation, — ou mieux encore mesurer — la susceptance localisée d'un grand nombre d'obstacles : sondes, boucles, diaphragmes, etc... placés en dérivation sur une ligne de transmission ; il est donc possible d'assimiler un élément de guide muni de telles susceptances à un quadripôle conventionnel ; en général le déphaseur naturel que constitue la ligne elle-même, procure plus de facilités que les circuits habituels dans la synthèse des quadripôles devant posséder des caractéristiques données de transmission.

Il convient de remarquer que toutes les admittances considérées sont normalisées à celle du feeder.

4.1.4. — Enfin, pour clarifier l'exposé on rappellera un théorème dont certains auteurs ont donné des démonstrations plus ou moins rigoureuses et que l'on attribue à Foster : l'importance de ce rappel se justifiera à posteriori.

Si l'on considère un réseau *non dissipatif* très compliqué comportant des inductances, des capacités localisées et des éléments de lignes, la susceptance jX ou la réactance jY mesurées entre deux points quelconques sont des fonctions croissantes de la fréquence ; la proposition contraire est également vraie : une susceptance est *physiquement* réalisable lorsque la fonction qui la représente croît avec la fréquence.

De ces énoncés sont exclus : les éléments dissipatifs, les capacités ou auto-inductances « négatives » que l'on sait réaliser à l'aide de procédés électroniques et enfin certaines susceptances — comme les susceptances de transfert — qui ne sont que des artifices de calcul et ne peuvent être *directement* mesurées.

4.2. — ETUDE DES POSSIBILITÉS D'ADAPTATION DE QUELQUES QUADRIPOLES.

4.2.1. — *Quadripôle symétrique.* On sait qu'un quadripôle symétrique sans pertes $\emptyset$ (fig. 6) peut toujours être défini à l'aide des deux paramètres jx et jx' figurant dans les équations :

$$i_e = jx U_e + jx' U_s \quad (4)$$

$$i_s = jx' U_e + jx U_s \quad (4')$$

jx' symbolise une susceptance de transfert ; il est mieux indiqué, pour représenter le quadripôle, de faire intervenir des susceptances directement mesu-

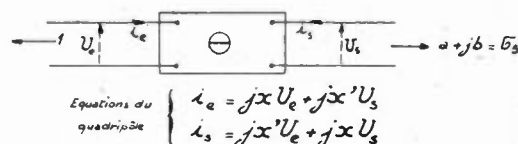


FIG. 6. — Adaptation à l'aide d'un quadripôle symétrique.

rables — et devant par conséquent satisfaire aux conditions de FOSTER — sous la forme des admittances en court-circuit jx_c et en circuit ouvert jx_0 sont qui liées à x et x' par l'intermédiaire des égalités :

$$x_c = x \quad (5) \quad (\text{avec : } \frac{dx_c}{d\omega} > 0)$$

$$x_0 = \frac{x^2 - x'^2}{x} \quad (5') \quad (\text{avec : } \frac{dx_0}{d\omega} > 0)$$

Si $\emptyset$ permet la transformation de l'admittance $\sigma_s = a + jb$ — où a et b sont des fonctions de la fréquence — en la conductance caractéristique du feeder, il est nécessaire que x , x' , a et b soient liés par la relation complexe :

$$1 = jx + \frac{x'^2}{a + j(b + x)} \quad (6)$$

déduite des équations (4) et (4').

De (5) (5') et (6) on tire :

$$\begin{cases} x_c = \frac{b}{a - 1} \\ x_0 = \frac{a - (a^2 + b^2)}{b} \end{cases}$$

jx_c et jx_0 devant être physiquement réalisables, on a nécessairement :

$$\frac{dx_c}{d\omega} > 0 \quad \text{soit} \quad \frac{db}{d\omega} (a - 1) > b \frac{da}{d\omega} \quad (7)$$

$$\text{et} \quad \frac{dx_0}{d\omega} > 0 \quad \text{soit} \quad \frac{db}{d\omega} [a + b^2 - a^2] < b (1 - 2a) \frac{da}{d\omega} \quad (7')$$

a et b sont des fonctions de la fréquence déterminées expérimentalement ; l'étude des 2 inégalités précédentes doit permettre d'examiner la possibilité d'existence d'un quadripôle symétrique réalisant l'adaptation idéale dans la bande de fréquence désirée.

L'exemple du klystron-amplificateur illustrera le calcul qui vient d'être effectué : Vue du feeder, l'une des cavités offre une admittance σ , que l'on peut écrire : $\sigma_s = \sigma [1 + 2j\delta Q]$

soit en posant : $2\delta Q = \tau$:

$$a = \sigma$$

$$b = \sigma \tau$$

Les inégalités (7) et (7') deviennent, en prenant comme variable τ au lieu de ω :

$$\sigma > 1$$

$$\tau^2 < \frac{\sigma - 1}{\sigma}$$

Autrement dit, si l'on se reporte à l'abaque de Smith, l'adaptation idéale n'est possible avec le quadripôle symétrique que dans le cas où le cercle représentatif de σ , est intérieur au cercle de conductance égale à 1 et la bande de fréquence où cette adaptation est réalisable devient d'autant plus large que la cavité est moins couplée au feeder ; si par construction, ou simplement grâce à un transformateur on a pu réaliser l'adaptation correcte sur la fréquence centrale ($\sigma = 1$), la largeur de bande d'adaptation idéale est nulle.

4.2.2. — *Quadripôle dissymétrique* : On conçoit aisément qu'un quadripôle dissymétrique défini par trois susceptances, doit faciliter grâce à un paramètre dont le choix demeure libre, la synthèse de l'adaptateur convenable.

Le quadripôle dissymétrique peut être représenté par les équations :

$$i_e = jx_{11} U_e + jx_{12} U_s \quad (8)$$

$$i_s = jx_{12} U_e + jx_{22} U_s \quad (8'')$$

De même que dans le cas précédent il est tout indiqué de remplacer la susceptance de transfert jx_{12} par une susceptance obéissant à la règle de FOSTER ; il est possible d'utiliser comme paramètre : la susceptance à l'entrée lorsque la sortie est court-circuitée : jx_{ce} , la susceptance à la sortie lorsque l'entrée est court-circuitée : jx_{cs} et, enfin, la susceptance à la sortie lorsque l'entrée est en circuit ouvert jx_{os} ; x_{ce} , x_{cs} et x_{os} sont liées à x_{11} , x_{22} et x_{12} par les relations :

$$x_{ce} = x_{11} \quad (9')$$

$$x_{cs} = x_{22} \quad (9'')$$

$$x_{os} = \frac{x_{11} x_{22} - x_{12}^2}{x_{11}} \quad (9''')$$

Prenant comme susceptance libre jx_{ce} , on déduit de l'ensemble des égalités (8) et (9) que l'adaptation idéale est obtenue lorsque :

$$x_{cs} = a x_{ce} - b$$

$$x_{os} = - \left[b + \frac{a}{x_{ce}} \right] \quad (10')$$

x_{cs} , x_{ce} et x_{os} devant être physiquement réalisable, on a nécessairement :

$$\left. \begin{aligned} \frac{d x_{cs}}{d \omega} &> 0 \\ \frac{d x_{ce}}{d \omega} &> 0 \\ \frac{d x_{os}}{d \omega} &> 0 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Si l'on reprend l'exemple de la cavité de klystron dont l'admittance s'exprime par $\sigma_s = \sigma (1 + j\tau)$

On peut écrire :

$$x_{cs} = \sigma [x_{ce} - \tau]$$

$$x_{os} = -\sigma \left[\tau + \frac{1}{x_{ce}} \right]$$

d'où par application de la règle de FOSTER :

$$\frac{d x_{ce}}{d \tau} \geq 1 \quad \text{et} \quad \frac{d x_{ce}}{d \tau} \geq x_{ce}$$

Il est très facile de trouver une susceptance jx_{ce} satisfaisant à ces deux conditions dans un large domaine de variations de τ .

Dans le cas général, il est donc possible par un choix convenable de x_{ce} de déterminer deux valeurs x_{cs} et x_{os} qui associées à x_{ce} définissent un quadripôle physiquement réalisable permettant l'adaptation idéale ; malheureusement de la connaissance des susceptances en court-circuit et en circuit ouvert il n'est pas toujours aisé de déduire la configuration interne du quadripôle correspondant. C'est pourquoi il convient d'examiner le comportement de certains quadripôles simples, transpositions dans le domaine des hyperfréquences des filtres en échelle (T et π) ou des filtres en treillis ; comme ces quadripôles peuvent toujours être définis à partir des trois susceptances qui les constituent effectivement, on ne se heurte pas à la difficulté signalée plus haut.

4.2.3. — Filtre en échelle :

4.2.3.1. — Le filtre en échelle « type » ne doit pas incorporer d'éléments à *déphasage non minimum* ;

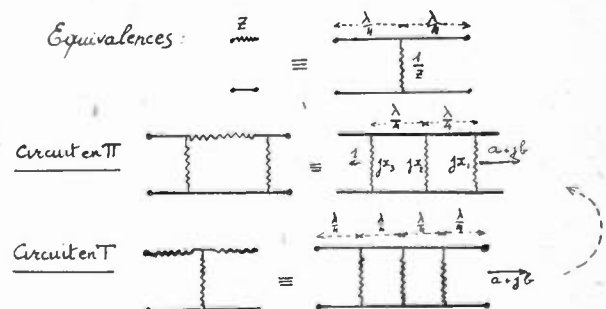


FIG. 7. — Cellules de filtrage (T et π) utilisant lignes et guides.

il semble donc, étant donnée la propriété capitale des lignes de transmission, qu'il n'y ait pas en ondes centimétriques l'équivalent d'un tel filtre ; néanmoins dans le cas des largeurs de bande suffisamment étroites, on peut admettre qu'un tronçon de ligne de longueur égale à $\lambda/4$ ou $\lambda/2$ joue tout simplement

le rôle d'un transformateur localisé d'impédance et que ses propriétés de déphaseur n'interviennent pratiquement pas. Ces remarques suggèrent certaines transformations des filtres conventionnels en filtres typiquement « hyperfréquence » et de réalisation très facile.

Si l'on considère une impédance série Z prise dans un filtre en échelle (fig. 7 a) on constate qu'elle est identique à une admittance-dérivation de même valeur Z placée entre deux éléments quart-d'onde ; il est en effet aisé de vérifier que les deux quadripôles symétriques ainsi constitués ont les mêmes impédances en court-circuit et en circuit ouvert : de là on déduit les équivalences, résumées sur les figures 7 b et 7 c, entre filtres en π ou en T et filtres hyperfréquence comportant des susceptances séparées par des tronçons quart-d'onde.

Avec les notations de la figure 7 b, l'adaptation idéale est réalisée lorsque x_1 et x_2 s'expriment en fonction de a , b et x_3 par les relations :

$$x_1 = -b \pm \sqrt{a(x_3^2 + 1 - a)} \quad (12)$$

$$x_2 = \frac{a x_3 \pm \sqrt{a(x_3^2 + 1 - a)}}{a(1 + x_3^2)} \quad (12')$$

Ecrivant que x_1 et x_2 satisfont aux conditions de FOSTER, il est possible de déduire deux inégalités qui limitent le domaine de variation de x_3 et l'on remarque déjà sur les expressions précédentes que x_3^2 doit être supérieur à $(a - 1)$.

4.2.3.2. — *Application au klystron amplificateur* : Si l'on suppose que l'admittance à adapter est celle du rhumbatron d'un tube à modulation de vitesse : $\sigma_r = a + j b = 1 + 2 j \delta Q = 1 + j \tau$, les relations (12) et (12') se transformant en :

$$x_1 = x_3 - \tau$$

$$x_2 = \frac{2 x_3}{1 + x_3^2}$$

les conditions de Foster donnent alors : $\frac{d x_3}{d \tau} \geq 1$
et : $x_3^2 \leq 1$

La réalisation de x_3 est impossible pour les valeurs de τ extérieures à l'intervalle $-1 \leq \tau \leq 1$ et difficile pour les valeurs intérieures. On peut alors en se laissant guider par la forme des expressions écrites plus haut, chercher à constituer des circuits simples qui permettent de s'approcher de l'adaptation idéale.

Si par exemple :

$$x_1 = 0$$

$$x_2 = \tau \quad (\text{voir fig. 8 a})$$

$$x_3 = \tau$$

la puissance effectivement transmise à la cavité d'entrée du klystron reste au moins égale aux 9/10 de la puissance maximum dans une bande égale à $1,28 F_0/Q$ (soit $-1,28 < \tau < 1,28$). Sans le filtre correcteur, sur les bords de la même bande, l'énergie transmise n'est plus que les 7/10 de la valeur maximum.

Grâce à d'autres choix, qui rappellent les artifices des terminaisons en « m » bien connus des techni-

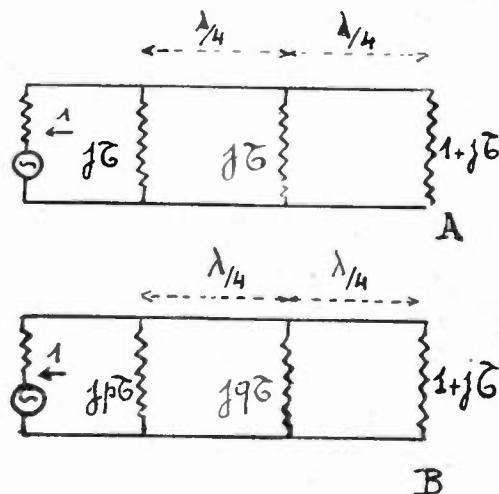


FIG. 8 et 9. — Exemple de filtre adaptateur du type de la figure 7 b (klystrons) — Adaptation à la source ou à la charge.

ciens des filtres conventionnels, on peut élargir la bande en diminuant la distorsion ; c'est ainsi qu'avec :

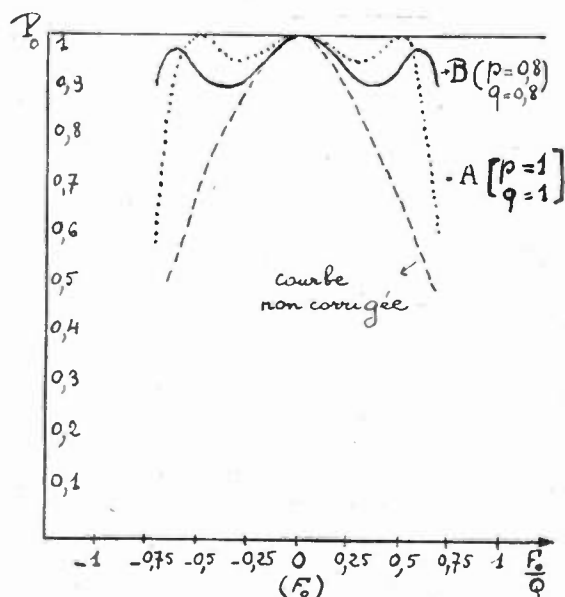
$$x_1 = 0$$

$$x_2 = 0,8 \tau \quad (\text{voir fig. 8 b})$$

$$x_3 = 0,8 \tau$$

la puissance transmise reste égale aux 95/100 de la puissance maximum dans une bande égale à $1,4 F_0/Q$.

Devant les résultats ainsi acquis on peut se demander si en augmentant le nombre des cellules il n'est pas possible d'accroître la largeur de bande à gain



pratiquement constant : le calcul ainsi que l'expérience montrent qu'il n'en est rien ; d'ailleurs les susceptances $j x_2$ et $j x_3$ ayant une variation rapide en fonction de la fréquence sont nécessairement constituées par des cavités résonnant comme le rhumbatron sur la fréquence F_0 ; une multiplication du nombre de ces cavités s'accompagne d'un accrois-

sement des pertes parasites ; en se limitant au dispositif correcteur analysé plus haut, on peut faire choix de deux cavités cylindriques d'excellente surtension : les pertes supplémentaires demeurent alors négligeables.

Si l'entrée et la sortie du tube sont munies des filtres proposés, la puissance de sortie varie selon les courbes que représente la fig. 9, la distorsion reste inférieure à 1/2 db dans une bande égale à $1,4 F_0/Q$.

Dans le cas d'une liaison entre deux étages amplificateurs tels que leurs cavités possèdent la même

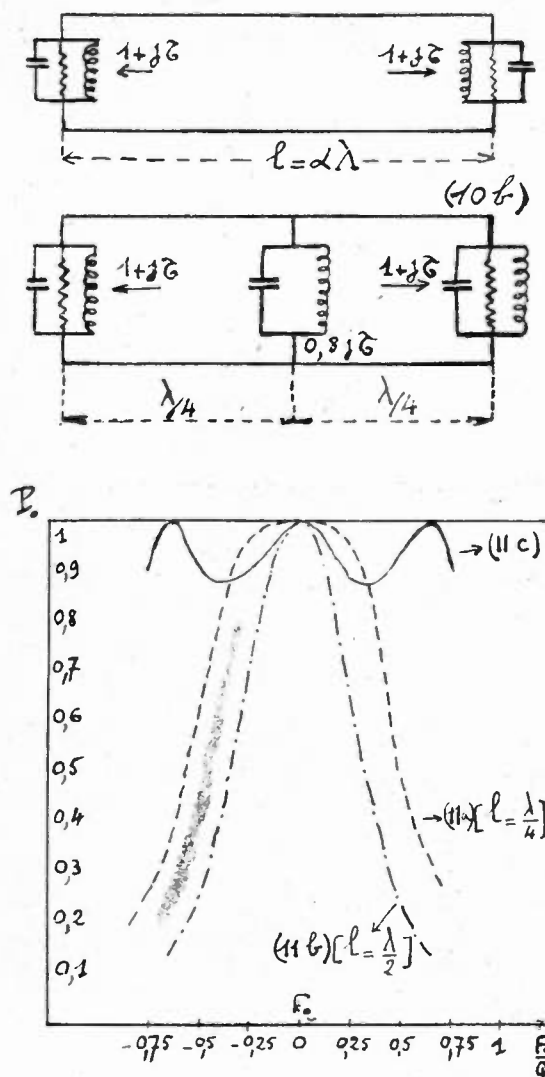


FIG. 10 et 11. — Exemple de filtre adaptateur du type de la figure 7 b (klystrons) — adaptation entre deux étages.

surtension et sont vues de la ligne de liaison sous la même admittance $1 + j\tau$, le transformateur d'adaptation prend une forme simplifiée (fig. 10 b) ; la susceptance $jp\tau$ est placée à mi-distance des deux admittances $1 + j\tau$ séparées par un nombre impair de demi-longueurs d'onde. Pour $p = 0,8$, on obtient une transmission de puissance qui s'écarte au plus de 0,25 db de la transmission maximum dans une bande égale à $1,5 \frac{F_0}{Q}$ (fig. 11 c).

En l'absence du circuit correcteur l'adaptation d'une cavité à l'autre dépend essentiellement de la

longueur de ligne qui les sépare (fig. 10 a) le meilleur résultat est obtenu lorsque cette longueur est un multiple impair de $\lambda/4$ (fig. 11 a) ; la comparaison des courbes 11 a et 11 c met en évidence les avantages du filtre très simple décrit plus haut.

Pour fixer des ordres de grandeur on peut considérer l'ensemble de 2 étages en cascade dont l'entrée et la sortie sont munies des filtres conformes à la représentation de la fig. 8 b ; la liaison entre les deux étages étant constituée selon le schéma (10 b) la distorsion de puissance dans une bande égale à $1,4 \frac{F_0}{Q}$ reste inférieure à 0,75 décibel ; dans le cas

normal, en se bornant à l'adaptation sur la fréquence centrale, on ne peut espérer obtenir pour une même bande une distorsion inférieure à 5 db. Cet exemple montre bien le bénéfice que procure l'introduction de transformateurs sélectifs relativement simples, même dans le cas où l'adaptation idéale ne peut être rigoureusement obtenue.

4.2.4. — Introduction de déphaseurs purs.

4.2.4.1. — L'analyse du paragraphe 4.2.2. a prouvé l'existence de quadripôles dissymétriques réalisant l'adaptation idéale ; l'échec relatif rencontré lors de l'emploi d'un quadripôle en échelle s'explique bien à la lumière des résultats classiques de la théorie des filtres en T ou en π ; on sait en effet que dans la bande passante, l'impédance itérative varie considérablement et ne peut par conséquent être représentée par celle de la ligne de transmission.

On est tout naturellement conduit à utiliser un quadripôle dissymétrique incorporant un déphaseur pur qui dans bien des cas peut être constitué très simplement par un tronçon de ligne de transmission ; en effet, un déphaseur « type » constitué par un circuit en treillis (fig. 12) possède une conductance itérative constante et égale à celle du feeder dans

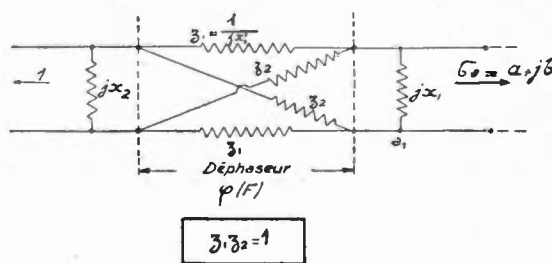


FIG. 12. — Schéma général d'un adaptateur incorporant un quadripôle en treillis.

lequel on l'insère si les susceptances jx_1' et jx_2' des bras du pont sont liées par l'expression : $x_1' x_2' = -1$.

Le déphasage φ correspondant s'écrit implicitement :

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = +x_1'$$

x_1' variant selon une certaine loi en fonction de la fréquence, φ croît de 0 à π lorsque x_1' passe de 0 à l'infini. Si on permute jx_1' et jx_2' , l'angle φ alors défini par $\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = -x_1'$ décroît de π à 0 pour les mêmes

variations de x_1' ; on peut donc donner à φ le sens de variation voulu. Lorsqu'on substitue au déphaseur « type » une ligne conventionnelle — coaxial ou guide d'ondes — on constate que φ croît généralement en même temps que la fréquence : il faut faire appel à des lignes homogènes de structure relativement compliquée (lignes à corrugations, hélices, etc...) pour obtenir que dans une bande d'ailleurs assez étroite la variation de φ soit inversée.

Quoi qu'il en soit les propriétés transformatrices d'un déphaseur des types « treillis » ou « ligne homogène » agissant sur une admittance σ_s , peuvent toujours être représentées analytiquement par l'opérateur :

$$\sigma = \frac{\sigma_s + j \operatorname{tg} \varphi}{1 + j \sigma_s \operatorname{tg} \varphi}$$

Si l'on choisit comme quadripôle de transformation celui que représente la figure (12), l'adaptation idéale est obtenue lorsque :

$$1 = jx_2 + \frac{a + j(b + x_1) + j \operatorname{tg} \varphi}{1 + j[a + j(b + x_1) \operatorname{tg} \varphi]}$$

soit en prenant x_2 comme variable libre :

$$x_1 = -b \pm \sqrt{a x_2^2 (a - 1)^2} \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1 - a}{-a x_2 + \sqrt{a x_2^2 (a - 1)^2}} \quad (13')$$

Dans le cas actuel, le choix de x_2 est beaucoup plus aisé que dans le cas du quadripôle en échelle puisqu'on peut toujours disposer les composantes d'un déphaseur en treillis de façon à donner à φ le sens voulu.

4.2.4.2. — Application au klystron-amplificateur : Si l'on suppose que l'admittance à adapter est celle du rhumbatron d'un tube à modulation de vitesse :

1^{er} Cas

③ ligne d'entrée

④ ligne de sortie

ÉQUIVALENCE

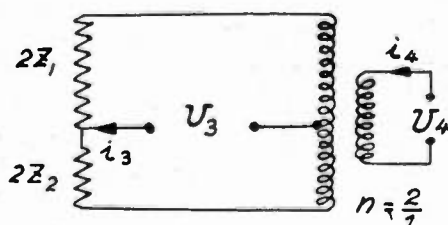


FIG. 13 a. — Equivalences entre « T » magique et circuits conventionnels. Circuit de Jaumann.

$$\sigma_s = a + jb = 1 + 2j \delta Q = 1 + j \tau$$

les relations (13) et (13') deviennent :

$$x_1 = x_2 - \tau$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2}{x_2}$$

x_2 correspondant à une susceptance physiquement réalisable, $\operatorname{tg} \varphi$ doit nécessairement décroître lorsque τ augmente ; on ne peut donc songer à utiliser dans ce cas un élément de ligne homogène ; on doit faire

2^{ème} Cas

① ligne d'entrée

② ligne de sortie

EQUIVALENCE

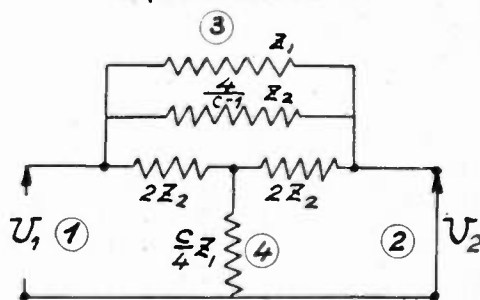


FIG. 13 b. — Circuit en « T » ponté.

appel aux structures « hyperfréquence » qui ont les mêmes propriétés que le quadripôle en treillis et dérivent soit du pont hybride de Jaumann (fig. 13

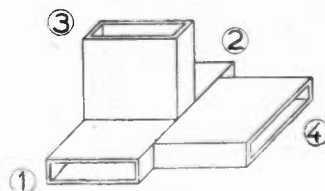


FIG. 13 c. — T magique.

a), soit du « T » ponté (fig. 13 b) soit encore du circuit de Cauer (fig. 14 a).

Dans ces conditions le déphasage φ peut être représenté, en fonction de la susceptance jx_1' caractérisant

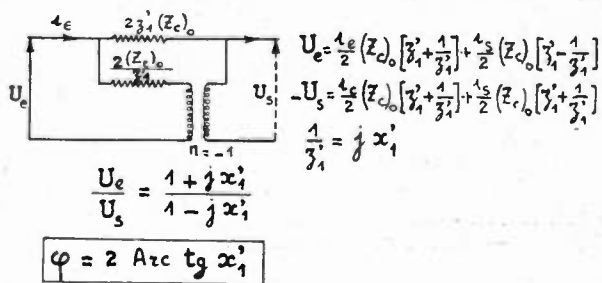


FIG. 14. — Déphaseur sélectif comportant 2 lignes en parallèle (lignes coaxiales).

a. — Schéma équivalent (Montage de Cauer).

térisant le déphaseur, par l'intermédiaire de la relation :

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} = -x_1'$$

Si l'on suppose x_1 nul, on a nécessairement $x_2 = \tau$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2}{\tau}$$

$$\text{d'où} \quad x_1' = \frac{\tau}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tau}{2}\right)^2 + 1}$$

Les deux déterminations correspondent à des susceptances jx_1' et $\frac{1}{jx_1'}$ satisfaisant à la règle de Foster pour toutes valeurs de τ . Pratiquement, il n'est pas possible de réaliser jx_1' de telle manière

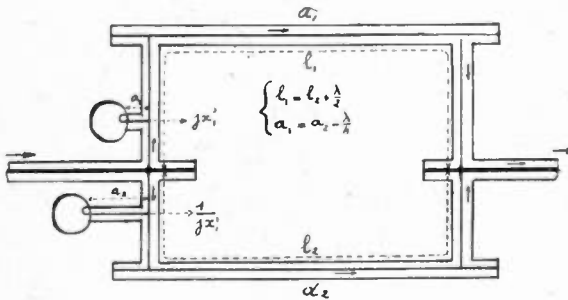


FIG. 14 b. — Montage des lignes coaxiales.

qu'il suive exactement la loi précédente ; néanmoins on pourra obtenir une excellente approximation en imposant à la susceptance physique de correspondre à la susceptance calculée en 3 points de la bande,

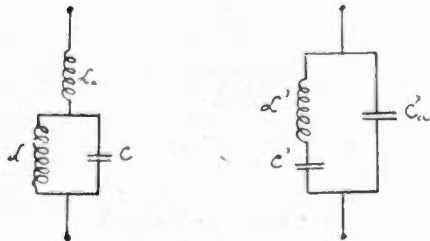


FIG. 15. — Exemple de susceptances inverses entrant dans la composition des déphaseurs sélectifs.

par exemple en $\tau = -2$, $\tau = 0$ et $\tau = 2$; en quel cas la largeur de bande à gain constant atteint la valeur $2 \frac{F_0}{Q}$. Dans la radiotechnique classique, il est facile de construire une susceptance ayant une valeur définie en 3 points : Si l'on considère en effet le circuit de la fig. 15 a, un choix convenable des 3 paramètres L , C et L' permet d'atteindre le but désiré.

La susceptance $\frac{1}{jx_1'}$ inverse de la précédente est aisée à construire et prend la forme représentée sur la fig. 15 b ; Z symbolisant l'impédance caractéristique de la ligne de transmission, les éléments de ce second circuit se déduisent de ceux du premier grâce aux relations :

$$\frac{L}{C'} = Z^2$$

$$\frac{L}{C} = Z^2$$

$$\frac{L'}{C} = Z^2$$

En ondes centimétriques, la réalisation d'une susceptance inverse d'une autre est très facile ; si l'on considère une admittance qui vue d'un certain point d'une ligne de transmission a comme valeur σ , le même élément mesuré à une distance amont égale à $(2n+1) \frac{\lambda}{4}$ offre à la ligne d'admittance $\frac{1}{\sigma}$.

Cette remarque permet de construire aisément des déphaseurs en faisant appel aux propriétés de certains circuits typiquement « hyperfréquence ». Le « T » magique par exemple (fig. 13 c) se comporte exactement comme le pont hybride de Jaumann de la fig. 13 a ; si l'entrée et la sortie de la ligne de transmission correspondent aux bras (3) et (4) du pont, deux susceptances identiques placées dans les bras (1) et (2) — mais à des distances de l'axe du système différant de $\lambda/4$ — permettent de constituer le déphaseur ; plus simplement encore en repliant l'un sur l'autre les bras (1) et (2) on peut remplacer les deux susceptances par une seule convenablement située.

Si l'on choisit comme entrée et sortie du « T magique » les bras (1) et (2), il est possible de le transformer en un T ponté par introduction dans les bras (3) et (4) de susceptances assez compliquées : cette solution d'une réalisation plus délicate n'est pas à recommander.

Enfin, conformément à la représentation de la fig. 14 b, deux dérivations d'impédance caractéristique $2Z$ placées sur une ligne homogène d'impédance Z et respectivement munies de susceptances localisées

jx_1' et $\frac{1}{jx_1'}$ jouent le rôle de déphaseur sélectif si leurs longueurs diffèrent de $(2n+1) \frac{\lambda}{2}$ [3] ;

les deux susceptances peuvent d'ailleurs être remplacées par une seule convenablement couplée à un bras commun réunissant les deux dérivations.

La susceptance jx_1' est assez facilement réalisée sous forme d'une cavité résonnante couplée à la ligne de transmission par l'intermédiaire d'une boucle dont l'inductance propre joue le rôle de celle qui est représentée sur la figure 15 a sous le symbole La .

En résumé, l'adaptation idéale sur une large bande peut être obtenue dans le cas d'un rhumbatron à l'aide d'un quadripôle dissymétrique comportant : un circuit déphaseur dont l'élément essentiel est une cavité résonnante et une seconde cavité résonnante placée en amont du déphaseur. Dans le cas d'une liaison entre deux étages, cette dernière cavité peut être supprimée.

5. — L'adaptation pratique.

5.1. Si l'on se reporte à l'expression générale (1) où l'on suppose :

$$R_1 = R_2 = 1$$

$$\text{et} \quad Y_1 = Y_2 = 0$$

le gain G_V peut s'écrire en fonction des admittances d'entrée $a_1 + j b_1$ et de sortie $a_2 + j b_2$ de l'amplificateur étudié :

$$G_V = \frac{4 a_1}{(1 + a_1)^2 + b_1^2} \cdot \frac{4 a_2}{(1 + a_2)^2 + b_2^2}$$

$$G_M \left[\frac{(P_e)_0 \times 4 a_1}{(1 + a_1)^2 + b_1^2} \right]$$

En considérant uniquement le circuit d'entrée, par exemple, on constate que la quantité $\frac{4 a_1}{(1 + a_1)^2 + b_1^2}$ est représentée très simplement, en fonction du taux d'ondes stationnaires ρ_1 mesuré sur le feeder, par $\frac{4 \rho_1}{(1 + \rho_1)^2}$, si l'on s'impose que la puissance injectée à l'entrée soit au moins égale à la fraction p de la puissance maximum, il est nécessaire que le taux d'ondes stationnaires demeure inférieur dans toute la bande à :

$$\frac{1 + \sqrt{1 - p}}{1 - \sqrt{1 - p}}$$

Si $p = 0,96$ (0,2 db), la valeur supérieure admissible pour ρ_1 est égale à 1,5.

Le diagramme des admittances à l'entrée étant tracé sur un abaque de Smith, le transformateur à réaliser doit amener tous les points représentatifs à l'intérieur du cercle de cote ρ_1 ; très souvent de simples considérations géométriques associées à la règle de Foster permettront de prévoir la constitution de l'adaptateur ; on pourra faire choix soit d'un circuit dérivé du filtre en échelle et défini par 3 susceptances, convenablement placées sur la ligne, soit dans la majeure partie des cas de 2 susceptances encadrant un tronçon de ligne jouant le rôle de déphaseur.

5.2. — APPLICATION AU TUBE A PROPAGATION D'ONDES.

Cette dernière solution est très indiquée pour l'adaptation sur une très large bande des amplificateurs à propagation d'ondes ; dans ce cas un élément de ligne de propagation introduit un déphasage qui croît très sensiblement dans la bande.

La figure (16 a) reproduit très schématiquement le circuit d'entrée d'un tube de ce type ; l'adaptation sur la fréquence centrale peut être obtenue à

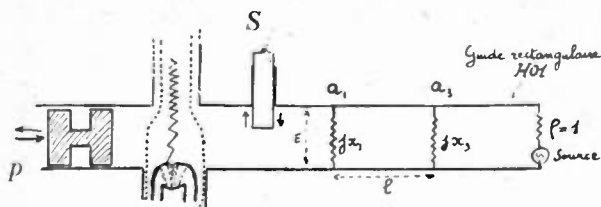


FIG. 16. — Adaptation sur une très large bande (10 %). Cas du T.P.O. amplificateur.

FIG. 16 a. — Représentation schématique du TPo.

l'aide de deux ou trois paramètres tels que la position du piston terminal p , celle de l'hélice par rapport au guide ou éventuellement l'enfoncement d'une sonde court-circuitée S .

Dans ces conditions, mesurée en un point a , assez proche du tube, l'admittance est représentée sur l'abaque de Smith par une courbe γ_1 (fig. 16 b) sur laquelle les fréquences croissent de F^- à F^+ ; une susceptance inductive jx_1 est insérée en a_1 ; si jx_1 est

convenablement choisie, le taux d'ondes stationnaires peut croître sur la nouvelle courbe γ_2 en sens inverse de la fréquence ; un tronçon de guide de longueur $l = \frac{a_1}{\alpha_3}$ amène alors les points représentatifs sur une courbe γ_3 voisine du cercle de conduc-

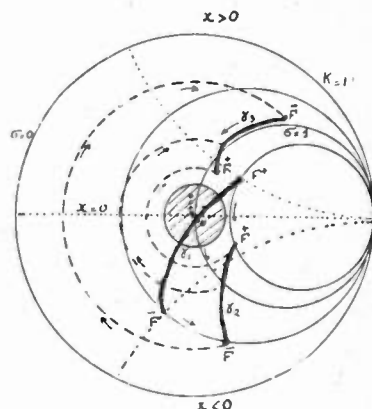


FIG. 16 b. — Abaque de Smith.

tance unité ; une susceptance inductive jx_3 placée en a_3 localise tous les points de γ_3 à l'intérieur du cercle de rayon ρ_1 .

Les susceptances jx_1 et jx_3 peuvent être réalisées à l'aide de diaphragmes, de sondes court-circuitées,

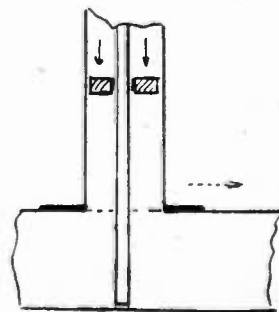


FIG. 16 c. — Réalisation possible de x_1 ou x_3 .

de vis, etc... ; très souvent, le passage de γ_1 à γ_2 est obtenu par un simple déplacement du piston P ; mais la solution la plus convenable est d'employer pour la matérialisation de jx_1 et jx_3 des coaxiaux latéraux court-circuités (fig. 16 c) couplés au guide par une sonde et déplaçables dans le sens longitudinal.

Si les court-circuits sont mobiles il est possible de régler la sensibilité, en fonction de la fréquence, des deux susceptances jx_1 et jx_3 et de donner ainsi aux courbes γ_2 et γ_3 toutes les formes voulues.

6. — Adaptation à large bande des tubes « Hyperfréquence » auto-oscillateurs.

6.1. — Les tubes auto-oscillateurs fonctionnant à fréquence fixe, donnent leur maximum de puissance lorsqu'on établit expérimentalement certaines relations entre les caractéristiques de la charge, celles du faisceau électronique et éventuellement celles du transformateur de réaction. L'obtention d'une onde modulée en fréquence exige que l'on agisse périodiquement sur un ou plusieurs des trois paramètres essentiels qui viennent d'être énumérés. D'une manière générale, l'adaptation idéale définie à pro-

pos des amplificateurs ne peut être réalisée dans les auto-oscillateurs : on constate que la puissance maximum et la plus grande largeur de bande définie à 3 décibels sont obtenues simultanément lorsque l'adaptation est correctement réalisée pour le centre de la bande d'oscillation. Toute modification subséquente des caractéristiques entraîne soit une diminution de la largeur de bande, la puissance maximum restant constante, soit une diminution de cette puissance au centre de la bande accompagnée d'un écrêtage, soit encore — ce qui est le plus fréquent — d'une réduction des deux ; physiquement, ces phénomènes sont liés au fait que dans un auto-oscillateur, la puissance fournie et le glissement de fréquence sont intimement associés par l'intermédiaire des relations de phase qui ne jouent pratiquement aucun rôle dans les amplificateurs.

Techniquement l'adaptation optimum dans le cas des auto-oscillateurs est obtenue de la manière suivante (fig. 17) :

Le tube doit en général débiter dans une charge qui représente très sensiblement l'impédance caractéristique d'un feeder ; un transformateur d'impédance T permettant une adaptation dans une bande large est inséré entre le feeder et la sortie du tube ; les paramètres propres au tube ainsi que T sont ré-

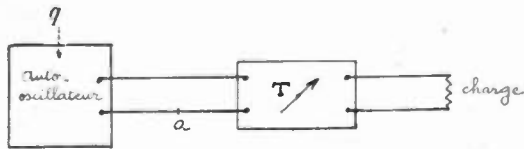


FIG. 17. — Adaptation d'un auto-oscillateur modulé en fréquence.

glés de façon à obtenir la puissance maximum (P_M) dans la charge pour la fréquence centrale F_0 de la bande en l'absence de modulation périodique. On choisit à la sortie du tube un point de référence a et détermine en ce point l'impédance offerte par la charge vue à travers le transformateur T ; le paramètre q qui détermine la fréquence d'oscillation (la tension réflecteur par exemple dans le cas d'un klystron reflex) est modifié, le transformateur T_1 est réglé jusqu'à obtention d'une nouvelle puissance maximum (P_M) ; on mesure alors la fréquence d'oscillation F_1 et l'impédance en a ; la même opération est répétée pour divers réglages de q . On peut alors porter sur un abaque de Smith les impédances que l'on doit ramener au point a , afin de réaliser l'adaptation optimum dans toute la bande ; pour obtenir le résultat cherché on opère alors exactement selon la méthode déjà indiquée dans l'étude de l'adaptation des amplificateurs — de façon à ramener au point a l'impédance conjuguée de la source ; en modulation dynamique, on doit alors retrouver en fonction de la fréquence instantanée la courbe de puissance déterminée statiquement.

6.2. — Dans certains cas, on désire obtenir une sorte d'écrêtage de la courbe de puissance en fonction de la fréquence ; on peut par exemple convenir de choisir comme niveau de puissance dans la bande celui qui correspond à la moitié du niveau maximum. Les procédés sont nombreux : dans le cas des klystrons reflex, par exemple, le plus simple consiste

— après avoir effectué le réglage optimum — à coupler directement à la sortie du klystron une cavité absorbante de fréquence propre égale à la fréquence centrale de la bande et de surtension voisine de celle du rhumbatron chargé ; notons en passant qu'un tel dispositif procure certains avantages annexes : en particulier, la réduction de la distorsion de la courbe d'accord électronique en fonction de la tension réflecteur [4].

6.3. — Les considérations qui viennent d'être développées à propos de l'adaptation optimum de la charge des auto-oscillateurs modulés doivent être également étendues à l'adaptation du transformateur de feed-back dans les oscillateurs à réaction extérieure, tels que les tubes à propagation d'ondes par exemple ; cette étude sortant du cadre fixé actuellement fera l'objet d'un rapport ultérieur.

6.4. — ADAPTATION A LARGE BANDE DES AUTO-OSCILLATEURS NON MODULÉS.

Le problème de l'adaptation à large bande des auto-oscillateurs peut prendre encore un aspect différent.

Dans les techniques de réception, on emploie fréquemment comme oscillateurs locaux des klystrons-reflex dont on peut faire varier la fréquence dans une large plage d'accord mécanique ; en général l'adaptation de la charge au klystron est effectuée pour une seule fréquence et l'on ne dispose pas de moyens qui permettent pour les autres fréquences, d'obtenir l'adaptation optimum et la puissance peut être considérablement réduite. Si dans toute la bande d'accord mécanique, le tube fonctionne sur le même ordre de réflexion, il est possible par l'examen d'un diagramme de Rieke simplifié, limité aux points voisins de la puissance maximum, de déterminer les caractéristiques d'un transformateur fixe permettant pour toutes les fréquences de fonctionnement d'adapter correctement la charge utile : ce transformateur est ensuite réalisé conformément aux principes exposés dans l'étude des amplificateurs.

Il faut signaler qu'en réalisant l'adaptation sur une large bande d'accord mécanique, on obtient a fortiori l'adaptation correcte sur n'importe quelle bande d'accord électronique prise à l'intérieur de la précédente.

Si l'on est appelé à modifier l'ordre de réflexion dans toute la bande d'accord mécanique, il est possible d'adopter un compromis qui conserve la puissance en réduisant la largeur de bande sur les ordres à tension réflecteur élevée et diminue la puissance tout en maintenant une grande largeur de bande sur les ordres à basse tension réflecteur ; on est guidé dans le choix d'un tel compromis par l'examen des diagrammes de Rieke tracés autour de diverses fréquences d'oscillation du klystron.

6.5. — ADAPTATION A LARGE BANDE D'UNE CHAÎNE D'AMPLIFICATEURS PILOTÉE PAR UN AUTO-OSCILLATEUR MODULÉ EN FRÉQUENCE.

Les adaptations entre étages sont réalisées conformément aux principes déjà exposés ; le transformateur de sortie d'un étage peut être associé au trans-

formateur d'entrée de l'étage suivant : on obtient ainsi des circuits nettement plus simples. La plus grande difficulté réside dans le couplage du pilote au préamplificateur ; la solution courante consiste en l'introduction d'un atténuateur à résistance provoquant une chute de niveau de l'ordre de 10 décibels ; le couplage direct semble a priori plus économique : il est difficile cependant à réaliser à l'aide des transformateurs dérivant des filtres en échelle car il subsiste toujours une composante réactive de l'impédance qui vient modifier les caractéristiques de modulation de l'auto-oscillateur et accroît très souvent la distorsion de l'enveloppe de modulation de fréquence ; l'emploi d'un déphaseur sélectif en dépit de sa complexité semble particulièrement indiqué dans ce cas.

7. — Conclusion.

Les avantages de l'adaptation idéale sur une large bande appliquée aux amplificateurs hyperfréquence sont si remarquables qu'il est intéressant d'incorporer dans les montages des transformateurs qui per-

mettent de la réaliser pratiquement ; bien que de tels éléments soient parfois d'une synthèse assez difficile en particulier dans le cas des tubes à modulation de vitesse, les bénéfices que l'on peut tirer de l'opération relativement au rendement des tubes et à la réduction du nombre des étages sont suffisamment importants pour qu'on sacrifie la simplicité à l'économie.

BIBLIOGRAPHIE

1. — A. E. HARRISON. — *Klystron Tubes* (Mac Graw Hill, New-York), chap. 4 : Klystron amplifiers, pp. 44 et suivantes.
2. — G. L. RAGAN. — *Microwave transmission circuits* (Mac Graw Hill, New-York), vol. 9 de la collection du M.I.T., pp. 318-336.
3. — Brevet français N° 568.800 (inv. M. DENIS), Déphaseur spécialement utilisable en hyperfréquences et ses applications.
4. — Brevet français N° 556.177 (inv. M. DENIS), Dispositif permettant d'améliorer les caractéristiques de modulation d'un auto-oscillateur modulé en fréquence.

MESURE DU POUVOIR INDUCTEUR SPÉCIFIQUE ET DE L'ANGLE DE PERTE DES DIÉLECTRIQUES ENTRE 50 Kc/s et 100 Mc/s

PAR

J. JOURDAN

Ingénieur aux Etablissements Leland-Radio Importand Co

L'emploi pour les télécommunications de longueurs d'ondes de plus en plus courtes a forcé les techniciens à rechercher des diélectriques nouveaux dont les qualités sont meilleures de jour en jour. En général tous les diélectriques qui ont vu le jour ces dernières années sont des produits de synthèse. Il devenait important de mettre au point un appareil permettant de mesurer de façon précise et rapide leurs caractéristiques.

Nous allons décrire un appareil dont le principe n'est pas nouveau mais qui nous a paru intéressant par sa réalisation, sa précision, sa commodité d'utilisation. Cet appareil a été mis au point et réalisé par Marconi Instruments en Angleterre, et nous avons eu l'occasion de le voir et de nous en servir lors d'un récent voyage.

Le problème tel qu'il a été posé aux techniciens de Marconi était de réaliser un appareil industriel, d'emploi facile et rapide, mesurant avec grande précision le pouvoir inducteur spécifique et l'angle de perte d'un échantillon de diélectrique et ceci dans une très grande gamme de fréquences 50 Kc/s — 100 Mc/s.

Plusieurs méthodes étaient possibles :

- 1° Méthode de pont.
- 2° Méthode des fils de Lecher.
- 3° Méthode de résonance avec ses variantes.

La méthode de pont présente des difficultés qui vont croissant avec la fréquence. Un pont contient obligatoirement des résistances dont on ne connaît pas bien le comportement en fonction de la fréquence et les capacités des différents points du pont par rapport à la masse deviennent de plus en plus gênantes au fur et à mesure que la fréquence s'élève.

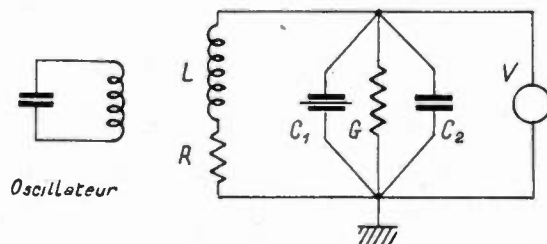
La méthode des fils de Lecher qui donne de très bons résultats en ondes courtes devient d'emploi très difficile, quand la longueur d'onde augmente. Donc impossibilité de réaliser un appareil couvrant une très grande gamme de fréquences.

Il ne restait que la méthode de résonance avec ses 3 variantes :

- Variation de résistance.
- Variation de réactance.
- Variation de fréquence.

La méthode de variation de réactance a été choisie comme présentant plusieurs avantages sur les 2 autres.

Les condensateurs variables à air sont les seuls éléments exigeants d'être étalonnés.



Circuit de mesure

FIG. 1

La fréquence reste constante pendant toute la mesure, et il est plus facile d'affirmer que la f. e. m. induite est restée constante que dans la méthode de variation de fréquence.

La valeur de la fréquence n'entre pas dans le calcul du facteur de puissance.

Tous les éléments composant le circuit de mesure sont en parallèle, d'où facilité de blindage.

1) Théorie de la méthode.

Schématiquement l'appareil se compose d'un oscillateur couplé lâchement à un circuit de mesure. Lequel circuit de mesure comprend une self L de résistance R par l'intermédiaire de laquelle se fait le couplage à l'oscillateur. Cette self est accordée par 2 condensateurs : C_1 entre les lames duquel est placé l'échantillon de diélectrique à essayer, C_2 de très faible capacité qui sert à faire l'accord. Un voltmètre électronique est placé aux bornes de l'ensemble. Soit L l'inductance de la bobine R sa résistance série.

C et G la capacité et la conductance totale aux bornes de la bobine comprenant celles du condensateur entre les lames duquel est placé l'échantillon, lui-même, le condensateur d'accord, et le voltmètre.

Soit ω la pulsation de la tension de l'oscillateur.

Le couplage entre l'oscillateur et le circuit de mesure est purement inductif.

Soit E la f. e. m. induite dans le circuit de mesure. Le courant I dans la self aura pour expression :

$$I = \frac{R}{R + jL\omega + \frac{1}{G + jC\omega}}$$

La tension aux bornes du circuit aura pour expression :

$$V = \frac{I}{G + jC\omega} = \frac{E}{(R + jL\omega)(G + jC\omega) + 1}$$

qu'on peut écrire :

$$V = \frac{E}{R + jL\omega} \left[\frac{1}{G + jC\omega + \frac{1}{R + jL\omega}} \right]$$

Multiplions haut et bas le dernier terme du dénominateur par $R - jL\omega$

$$V = \frac{E}{R + jL\omega} \cdot \frac{1}{G + jC\omega + \frac{R - jL\omega}{(R + jL\omega)(R - jL\omega)}}$$

$$V = \frac{E}{R + jL\omega} \cdot \frac{1}{G + jC\omega + \frac{R}{R^2 + L^2\omega^2} - \frac{jL\omega}{R^2 + L^2\omega^2}}$$

$$V = \frac{E}{R + jL\omega} \cdot \frac{1}{G + \frac{R}{R^2 + L^2\omega^2} - j\omega \left[C - \frac{L}{R^2 + L^2\omega^2} \right]} \quad (1)$$

Si on fait varier la capacité tous les autres termes restant constants le seul terme de cette expression qui varie est $j\omega \left(C - \frac{L}{R^2 + L^2\omega^2} \right)$ et la tension V aux bornes du circuit de mesure atteindra sa valeur maximum quand ce terme sera nul c'est-à-dire quand :

$$C = \frac{L}{R^2 + L^2\omega^2}$$

Appelons C_r cette valeur particulière de la capacité correspondant à la tension de résonance V_r . Pour simplifier les écritures posons : $R^2 + L^2\omega^2 = Z^2$

$$C_r = \frac{L}{Z^2} \quad (2)$$

C_r est évidemment la capacité totale aux bornes de la self.

Le rapport du carré de la tension V_r à la résonance au carré de la tension V pour une valeur quelconque de C autre que C_r est donné par l'expression :

$$\begin{aligned} \frac{V_r^2}{V^2} &= \frac{\left[G + \frac{R}{Z^2} \right]^2 + \omega^2 \left[C - \frac{L}{Z^2} \right]^2}{\left[G + \frac{R}{Z^2} \right]^2} \\ &= \frac{\omega^2 \left[C - \frac{L}{Z^2} \right]^2}{\left[G + \frac{R}{Z^2} \right]^2} + 1 \end{aligned}$$

Posons :

$$\frac{V_r^2}{V^2} = q.$$

Nous avons :

$$\frac{V_r^2}{V^2} - 1 = q - 1 = \frac{\omega^2 \left[C - \frac{L}{Z^2} \right]^2}{\left[G + \frac{R}{Z^2} \right]^2}$$

d'où on tire la valeur de c en fonction de q .

$$\sqrt{q-1} = \pm \frac{\omega \left[C - \frac{L}{Z^2} \right]}{G + \frac{R}{Z^2}}$$

$$C = \frac{L}{Z^2} \pm \frac{\left[G + \frac{R}{Z^2} \right] \sqrt{q-1}}{\omega} \quad (3)$$

d'après l'équation 2 on sait que $\frac{L}{Z^2} = C_r$, $\frac{R}{Z^2}$ représente la conductance shunt équivalente de la bobine.

Donc le terme $G + \frac{R}{Z^2}$ représente la conductance totale de tout le circuit de mesure que nous appellerons G_t . L'équation 3 devient :

$$C = C_r \pm \frac{G_t \sqrt{q-1}}{\omega} \quad (4)$$

Cette équation comporte 2 solutions qui correspondent à deux points situés de part et d'autre du sommet de la courbe de résonance.

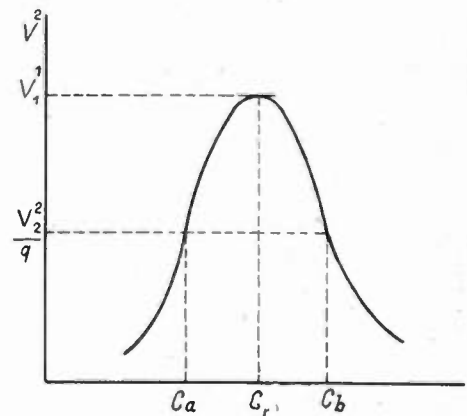


FIG. 2

Considérons la courbe de résonance $V^2 = f(C)$.

Soit C_a et C_b les 2 valeurs de C donnant une valeur quelconque V de la tension aux bornes du circuit de mesure, tel que $\frac{V_r^2}{V^2} = q$.

q ayant une valeur quelconque.

Nous aurons :

$$C_a = C_r + \frac{G_t \sqrt{q-1}}{\omega} \quad (5)$$

$$C_b = C_r - \frac{G_t \sqrt{q-1}}{\omega} \quad (6)$$

Par addition et soustraction de ces 2 équations on obtient :

$$C_a + C_b = 2 C_r$$

$$C_r = \frac{C_a + C_b}{2} \quad (7)$$

$$C_a - C_b = \frac{2 G_t \sqrt{q-1}}{\omega}$$

d'où :

$$G_t = \frac{(C_a - C_b) \omega}{2 \sqrt{q-1}}$$

Posons :

$$C_a - C_b = \Delta C$$

$$G_t = \frac{\Delta C \omega}{2 \sqrt{q-1}} \quad (8)$$

L'équation 7 nous montre que la courbe de résonance est symétrique.

L'équation 8 nous donne la possibilité de trouver la conductance totale de notre circuit de mesure, pour n'importe quelle valeur de q

Cette conductance G_t est la conductance totale du circuit de mesure elle comprend : La conductance équivalente de la bobine, la conductance équivalente de l'échantillon, la conductance du condensateur d'accord et celle du voltmètre placé aux bornes du circuit de mesure.

Dans une première mesure plaçons l'échantillon de diélectrique à essayer entre les deux électrodes du condensateur C .

Plaçons l'oscillateur sur la fréquence pour laquelle on veut connaître les caractéristiques de ce diélectrique, et cherchons la résonance à l'aide du condensateur C_2 , cette résonance étant indiquée par le voltmètre électronique placé aux bornes du circuit de mesure. Notons la valeur V_r de la tension obtenue à la résonance. Dérégions C_2 de façon à obtenir aux bornes du circuit une tension V telle que $\frac{V_r^2}{V^2} = q$, q ayant une valeur quelconque choisie à l'avance. Notons la capacité C_a qui donne cette tension V . Dérégions C_2 de l'autre côté du sommet de la courbe de résonance pour obtenir la même tension V . Soit C_b cette deuxième valeur de C_2 .

Posons :

$$\Delta C_a = C_a - C_b.$$

Retirons l'échantillon de diélectrique et rapprochons les électrodes de C_1 pour obtenir la résonance, et opérons exactement de la même façon. Nous obtiendrons 2 valeurs de C_2 C_c et C_d et nous poserons :

$$\Delta C_s = C_c - C_d.$$

En appliquant la formule 8 nous obtiendrons :

$$G_t = \frac{\Delta C_a \omega}{2 \sqrt{q-1}}$$

$$G_c = \frac{\Delta C_s \omega}{2 \sqrt{q-1}}$$

G_c représente la conductance totale du circuit de mesure.

G_t représente la conductance totale du circuit de mesure plus la conductance de l'échantillon G_e donc :

$$G_c = G_t - G_e$$

$$G_e = \omega \frac{[\Delta C_a - \Delta C_s]}{2 \sqrt{q-1}} \quad (8)$$

La tangente de l'angle de perte du diélectrique a pour valeur

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{G_e}{C \omega} = \frac{\Delta C_a - \Delta C_s}{2 C \sqrt{q-1}} \quad (9)$$

La valeur de C est la valeur de la capacité des deux plaques électrodes, qui est la même dans les deux cas puisque la résonance a été rétablie.

Dans la 2^e mesure on a été obligé de rapprocher ces deux électrodes pour compenser le pouvoir inducteur spécifique de l'échantillon qui avait été retiré.

On peut déterminer la valeur de C d'après les dimensions géométriques des électrodes ou plus simplement par étalonnage.

Si les valeurs de C sont données en fonction de la distance entre les lames, la valeur de C entrant dans la formule de $\operatorname{tg} \delta$ est évidemment celle obtenue en l'absence de diélectrique. Mais si on a eu soin de noter les 2 valeurs avec et sans diélectrique leur rapport donne directement la valeur du pouvoir inducteur spécifique de l'échantillon de diélectrique essayé. On remarquera que dans la formule donnant la valeur de la tangente de l'angle de perte la fréquence ne figure pas. C'est un des gros avantages de cette méthode.

Mesure de résistances.

Il est possible à l'aide de cette méthode dont nous venons d'exposer la théorie de mesurer une résistance. Etant donné la très grande gamme de fréquences à laquelle l'appareil peut fonctionner il est possible de déterminer le comportement d'une résistance en fonction de la fréquence. Connectons une résistance quelconque aux bornes de notre circuit de mesure et mesurons sa conductance totale comme il a été indiqué précédemment. Retirons la résistance et répétons la même mesure. Il est évident que l'inverse de la différence des deux conductances trouvées nous donne la valeur effective de la résistance à la fréquence pour laquelle a été faite la mesure.

S'il a été nécessaire de retoucher l'accord après avoir deconnecter la résistance c'est que celle-ci possède de la self ou de la capacité propre. La variation de la capacité d'accord permet facilement de calculer cette self induction ou cette capacité.

Mesure de condensateurs.

Les caractéristiques d'un condensateur peuvent se déterminer par cette méthode. Nous n'insisterons pas sur ce cas qui est exactement le même que pour la mesure de la tangente de l'angle de perte d'un diélectrique.

1) Description de l'appareil.

a) LE CIRCUIT DE MESURE.

La partie de l'appareil la plus difficile à réaliser est certainement le circuit de mesure. Nous avons supposé jusqu'ici que les différents éléments composant le circuit de mesure étaient réunis entre eux par des connexions sans résistance ni inductance. Cela est impossible à réaliser, toute connexion possède toujours résistance et inductance si petites

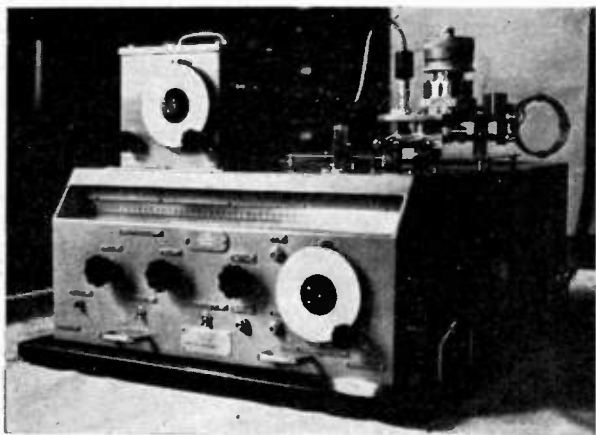


FIG. 2 bis

soient-elles. Nous verrons plus loin leurs effets. Dans la réalisation de cet appareil cette inductance a des valeurs aussi faible que possibles.

Sur les figures 2 bis et 2 ter on voit une vue générale de l'appareil et une vue du circuit de mesure qui placé sur la partie droite de l'appareil est très compacte. Les électrodes du condensateur C_1

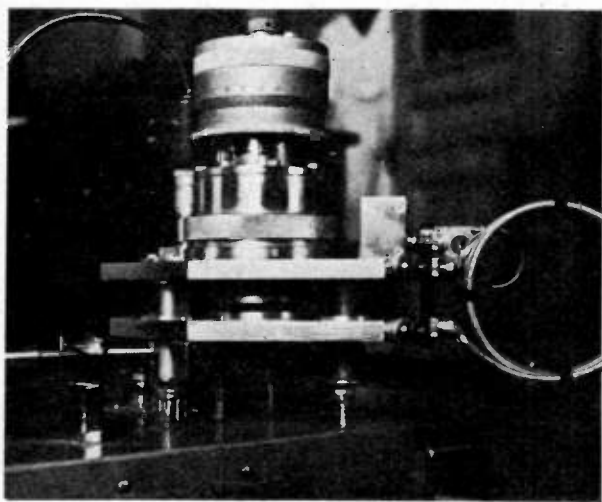


FIG. 2 ter

sont des lames circulaires de cuivre argenté. L'électrode inférieure qui est fixe est solidaire d'une plaque épaisse en cuivre argenté fixé au bâti général de l'appareil par des colonnettes en quartz. L'électrode supérieure qui est à la masse est commandée

par une vis micrométrique solidaire d'une seconde plaque épaisse en cuivre argenté fixée à la première à l'aide de colonnettes en quartz. La bobine est maintenue à l'aide de 2 bornes fixées sur ces deux plaques de cuivre.

Le deuxième condensateur C_2 se compose d'un noyau plongeur. La partie fixe fait corps avec la plaque inférieure et le noyau plongeur est commandé par une vis micrométrique solidaire de la plaque supérieure. Tout cet ensemble est très rigide. On peut voir sur la figure 2 ter que le condensateur C_2 est commandé par un flexible pour éviter les effets de capacité de la main de l'opérateur. Sur la photographie du circuit de mesure en aperçoit la bobine de couplage, cette bobine est reliée à l'oscillateur, placé sur la gauche de l'appareil à l'aide d'un câble coaxial. (fig. 2 ter),

Le voltmètre électronique se trouve dans la boîte formant le corps principal de l'appareil juste en dessous du circuit de mesure, la connexion étant assurée par une tige de cuivre.

Une tige de cuivre munie d'un ressort permet de court circuiter le circuit de mesure pendant le temps qu'on introduit l'échantillon de diélectrique ou quand on change de bobine.

L'alimentation, le voltmètre électronique, le galvanomètre à miroir sont contenus dans la boîte sur laquelle sont montés le circuit de mesure et l'oscillateur.

Sur la partie supérieure de la face avant on aperçoit la règle graduée en verre dépoli sur laquelle apparait le spot.

Les boutons placés sur la face avant servent à la remise à zéro du voltmètre et au réglage de la tension induite dans le circuit de mesure. Le cadran sur la partie avant droite de l'appareil est le cadran d'un condensateur variable qu'on peut mettre en parallèle sur le circuit de mesure dans le cas où les bobines livrées avec l'appareil ne permettent pas de faire l'accord sur la fréquence désirée avec C_1 et C_2 seulement.

b) LE VOLTMÈTRE.

Nous avons vu que dans l'équation donnant la valeur de la tangente de l'angle de perte intervient le terme q que nous avons défini comme étant le rapport du carré de la tension aux bornes du circuit de mesure à la résonance au carré de la tension aux bornes du même circuit pour un certain dérèglement de la capacité d'accord. Il était donc logique d'utiliser un voltmètre quadratique de telle sorte que la valeur de q soit donnée directement que le rapport de déviations lues sur l'appareil. Aucun étalonnage en valeur absolue n'étant nécessaire.

Un schéma du voltmètre est donné fig. 3.

Le signal d'entrée est appliqué à la grille de la première lampe à travers une petite capacité de $10 \mu\mu f$. Les 2 lampes sont choisies de telle sorte que leurs caractéristiques sont aussi semblables que possible. Elles sont disposées dans les deux bras d'un pont, deux résistances de même valeur forment les deux autres bras. Un galvanomètre sensible étant disposé dans la diagonale.

La polarisation de la deuxième lampe est réglable à l'aide d'un rhéostat et d'un potentiomètre. L'un servant à faire un réglage grossier, l'autre servant à parfaire le réglage. À l'aide de ces deux potentiomètres on effectue le zéro du voltmètre quand les deux courants plaque sont rigoureusement égaux le courant dans la diagonale galvanomètre est nul. Comme les deux lampes ont des caractéristiques identiques cet équilibre subsiste même pour de petites variations de la tension d'alimentation. Le galvanomètre utilisé est un galvanomètre à miroir. Grâce à un miroir placé dans le fond de l'appareil la longueur du faisceau lumineux entre le miroir et l'échelle de lecture placé sur la face avant de l'appareil est d'environ 1 mètre. La longueur de cette échelle de lecture étant de 50 cm. La déviation du spot lumineux est proportionnelle au carré

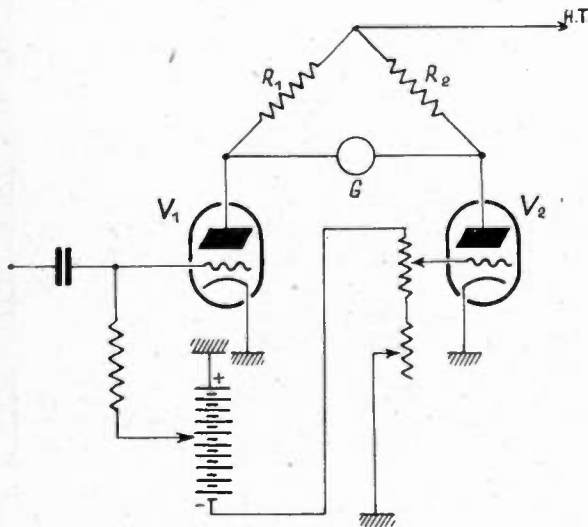


FIG. 3

de la tension appliquée à 1 % près. Pour diminuer la conductance d'entrée du voltmètre le culot de la 1^{re} lampe a été descellé de l'ampoule et les fils sont soudés directement aux endroits voulus.

Tout cet ensemble lampes, galvanomètre, miroir se trouve dans la boîte formant le corps de l'appareil, l'entrée du voltmètre électronique se trouvant juste en dessous du circuit de mesure.

c) L'OSCILLATEUR.

Il est nécessaire que la fréquence et l'amplitude de la tension induite dans le circuit de mesure reste constante pendant toute la durée de la mesure. On remarquera que ce temps est très court.

On aurait pu utiliser un quartz mais cette solution manquerait de souplesse pour un appareil devant couvrir une grande gamme de fréquences.

Le montage adopté a été un Hartley.

La liaison avec le circuit de mesure se fait par un coaxial.

d) ALIMENTATION.

L'alimentation est parfaitement stabilisée à l'aide d'un régulateur magnétique et un stabilovolt.

3^e Mode opératoire.

Il est nécessaire avant de commencer une mesure de procéder au zéro mécanique du galvanomètre et au zéro électrique du voltmètre électronique.

S'il y a longtemps que l'appareil n'a pas été utilisé ou si on a changé une lampe du voltmètre il est bon de vérifier que la loi de celui-ci est bien quadratique.

Pour cela on opère comme suit :

On règle l'oscillateur sur une fréquence relativement basse 10 Mc/s par exemple, et on cherche la résonance. Soit δ la déviation obtenue. De chaque coté du sommet de la courbe de résonance on note les valeurs du condensateur d'accord qui donnent

les déviations $\frac{\delta}{2}$ et $\frac{\delta}{4}$

Soient :

C_1 capacité pour $\frac{\delta}{2}$ au dessus de la résonance.

C_2 capacité pour $\frac{\delta}{2}$ au dessous de la résonance.

C_3 capacité pour $\frac{\delta}{4}$ au dessus de la résonance.

C_4 capacité pour $\frac{\delta}{4}$ au dessous de la résonance.

Si la loi du voltmètre est quadratique on doit avoir.

$$\frac{C_3 - C_4}{C_1 - C_2} = \sqrt{3}$$

En effet reportons nous aux équations 5 et 6.

$$C_a = \frac{C_r + G_t \sqrt{q-1}}{\omega}$$

$$C_b = \frac{C_r - G_t \sqrt{q-1}}{\omega}$$

Pour le 1^{er} cas $q = 2$.

$$C_1 = \frac{C_r + G_t \sqrt{2-1}}{\omega}$$

$$C_2 = \frac{C_r - G_t \sqrt{2-1}}{\omega}$$

Pour le 2^e cas $q = 4$.

$$C_3 = \frac{C_r + G_t \sqrt{4-1}}{\omega}$$

$$C_4 = \frac{C_r - G_t \sqrt{4-1}}{\omega}$$

$$\frac{C_3 - C_4}{C_1 - C_2} = \frac{\frac{C_r + G_t \sqrt{3}}{\omega} - \frac{C_r - G_t \sqrt{3}}{\omega}}{\frac{C_r + G_t}{\omega} - \frac{C_r - G_t}{\omega}} = \sqrt{3}$$

Cette équation doit se trouver vérifiée à moins de 2 % près.

A ce moment l'appareil est prêt à fonctionner. On règle l'oscillateur sur la fréquence à laquelle on désire connaître les caractéristiques de diélectrique. On insère l'échantillon entre les 2 électrodes et on agit sur la vis micrométrique commandant l'électrode mobile pour qu'elle vienne toucher l'échantillon. On place sur le circuit de mesure une bobine judicieusement choisie et on cherche l'accord.

Si la fréquence à laquelle on veut faire la mesure n'est pas rigoureusement imposée on peut chercher l'accord à l'aide de l'oscillateur. Si au contraire cette fréquence est rigoureusement imposée, il n'est pas certain, comme les bobines du circuit de mesure sont en nombre fini, qu'on puisse trouver l'accord en variant la capacité C_2 , d'autant plus qu'il est bon au début de la mesure de le placer au milieu de sa course pour pouvoir le déplacer de part et d'autre de l'accord. Dans ce cas on peut à l'aide d'une barrette connecter en parallèle sur le circuit de mesure un condensateur variable additionnel avec lequel on cherchera l'accord. L'accord trouvé on règle le bouton de puissance du générateur pour amener le spot à une déviation voisine du maximum de l'échelle. Cette déviation n'a aucune importance. On la prend grande pour augmenter la précision, de plus il est commode d'arrêter le spot sur un nombre divisible par 2 ou par 4 suivant qu'on prend $q = 2$ ou $q = 4$.

On opère ensuite comme il a déjà été indiqué précédemment, pour déterminer le pouvoir inducteur spécifique et la tangente de l'angle de perte.

Une seule série de mesures suffit pour $q = 2$ ou $q = 4$ mais il est bon de faire les deux séries de mesures comme vérification. De même quand on a noté les 2 valeurs de la capacité qui de chaque côté de la résonance donnent une déviation $1/2$ ou $1/4$ de la déviation maximum de rechercher la résonance pour vérifier que l'oscillateur n'a varié ni en niveau ni en fréquence durant la mesure.

4^e Causes d'erreur.

Comme il a déjà été dit la résistance et l'inductance des connexions reliant entre eux les différents éléments du circuit de mesure peuvent amener des erreurs. Les capacités parasites de tous les éléments, bobines, connexions, voltmètre, etc... sont comprises dans la capacité C nous n'avons donc pas à en tenir

compte. L'inductance et la résistance des fils de connexions de la bobine sont comprises dans la valeur L et dans la valeur de sa conductance équivalente.

L'inductance et la résistance des connexions reliant le voltmètre au circuit de mesure ont simplement pour effet de fausser les indications de celui-ci d'un pourcentage qui ne change pas devant la mesure. Le rapport des 2 lectures n'en est donc pas

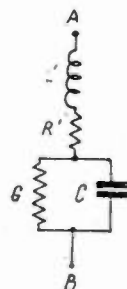


FIG. 4

affecté. Les seules inductances et résistances parasites dont il faut tenir compte sont celles existant dans les connexions des condensateurs C_1 et C_2 .

Calculons l'effet d'une inductance et d'une résistance parasites en série avec une capacité C shuntée par une résistance de conductance G .

Nous avons déjà vu que l'impédance d'une capacité shuntée par une conductance a pour valeur $\frac{1}{G + jC\omega}$. L'impédance entre les points A et B sera donc :

$$\begin{aligned} Z &= R' + jL'\omega + \frac{1}{G + jC\omega} \\ &= \frac{jL'\omega G - L'C\omega^2 + R'G + jR'C\omega + 1}{G + jC\omega} \\ &= \frac{1 + R'G - L'C\omega^2 + j[L'\omega G + R'C\omega]}{G + jC\omega} \end{aligned}$$

En multipliant haut et bas par :

$$Z = \frac{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2}{[G + jC\omega][1 + R'G - L'C\omega^2 - j(L'\omega G + R'C\omega)]}$$

En développant :

$$Z = \frac{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2}{G(1 + R'G - L'C\omega^2) + C\omega(L'\omega G + R'C\omega) + j[C\omega(1 + R'G - L'C\omega^2) - G(L'\omega G + R'C\omega)]}$$

En divisant haut et bas par la quantité exprimée au numérateur nous obtenons :

$$Z = \frac{1}{G(1 + R'G - L'C\omega^2) + C\omega(L'\omega G + R'C\omega)} + \frac{j[C\omega(1 + R'G - L'C\omega^2) - G(L'\omega G + R'C\omega)]}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2}$$

En développant et simplifiant :

$$Z = \frac{1}{\frac{G(1 + R'G) + R'C^2\omega^2}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2} + \frac{jC\omega\left(1 - L'C\omega^2 - \frac{G^2L'}{C}\right)}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2}}$$

Cette expression est identique dans sa forme à l'expression donnant la valeur de l'impédance d'une capacité C en parallèle avec une conductance G

$Z = \frac{1}{G + jC\omega}$. Donc la combinaison d'une self

L' en série avec une résistance R' et une capacité C shuntée par une conductance G est équivalente à une capacité C' shuntée par une conductance G' .

C' et G' ayant respectivement pour valeur :

$$C' = \frac{C \left[1 - L'C\omega^2 - \frac{G^2 L'}{C} \right]}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2} \quad (10)$$

$$G' = \frac{G[1 + R'G] + R'C^2\omega^2}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2} \quad (11)$$

L'expression de C' peut encore s'écrire sous la forme :

$$C' = \frac{C \left[1 - L'C\omega^2 \left(1 + \frac{G}{C^2\omega^2} \right) \right]}{[1 + R'G - L'C\omega^2]^2 + [L'\omega G + R'C\omega]^2} \quad (12)$$

Si on a pris quelques soins dans la fabrication de l'appareil aux fréquences basses $C' = C, G' = G$

donc les quantités $L'C\omega^2, \frac{G}{C\omega}, R'C\omega, L'G\omega$ sont petites par rapport à l'unité. Quand la fréquence augmente ces quantités augmentent certaines très vite.

Considérons l'expression $\frac{G}{C\omega}$. Quand la fréquence augmente en général G augmente mais pas aussi vite que ω . Donc le terme $\frac{G}{C\omega}$ peut être considéré comme petit par rapport à l'unité à toutes les fréquences, d'où il s'ensuit que $R'G$ est toujours petit par rapport à $R'C\omega$ et $L'G\omega$ est toujours petit par rapport à $L'C\omega^2$.

Donc les expressions de C' et G' peuvent s'écrire de façon approchée :

$$C' = \frac{C(1 - L'C\omega^2)}{(1 - L'C\omega^2)^2 + R'^2 C^2 \omega^2} \quad (13)$$

$$G' = \frac{(G + R'C^2\omega^2)}{1 - L'C\omega^2 + R'^2 C^2 \omega^2} \quad (14)$$

En développant en série et en ne conservant que les termes du 1^{er} ordre nous obtenons :

$$C' = C [1 + L'C\omega^2 - R'^2 C^2 \omega^2] \quad (15)$$

$$G' = G [1 + 2L'C\omega^2 - R'^2 C^2 \omega^2] + R'C^2\omega^2 \quad (16)$$

Le circuit de mesure réel peut se représenter par la figure 5.

Nous n'avons pas représenté les résistances et inductances parasites existant dans les connexions du voltmètre et de la bobine puisque nous avons montré précédemment qu'elles n'apportaient aucune erreur.

Dans ce circuit Fig. 5 G_c est la conductance totale du circuit de mesure G_e la conductance de l'échantillon de diélectrique.

D'après les équations 15 et 16 ce circuit peut être remplacé par celui de la figure 6 dans lequel :

$$C'_1 = C_1 [1 + L'_1 C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2]$$

$$C'_2 = C_2 [1 + L'_2 C_2 \omega^2 - R_2'^2 C_2^2 \omega^2]$$

$$G'_1 = G_e [1 + 2L'_1 C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2] + R_1' C_1^2 \omega^2$$

$$G'_2 = R_2' C_2^2 \omega^2$$

qui peut se réduire au circuit représenté Fig. 7, dans lequel

$$C' = C'_1 + C'_2$$

$$G' = G'_1 + G'_2 + G_e$$

Avec ce circuit nous pouvons faire les mêmes mesures que nous avons fait au début avec le circuit théorique. C'est-à-dire : placer un échantillon d'un

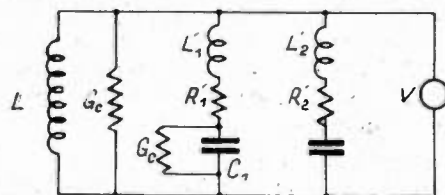


FIG. 5

diélectrique dont on veut connaître les caractéristiques entre les armatures du condensateur. Chercher les variations de capacité qui donneront un rapport q des carrés des tensions lues sur le voltmètre placé aux bornes du circuit. Retirer l'échantillon

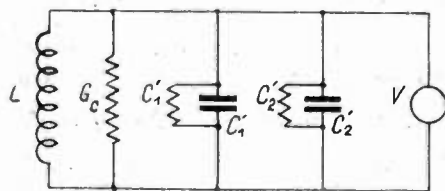


FIG. 6

et refaire la même mesure. Et appliquer la formule nous donnant la différence des conductances totales du circuit de mesure dans ces deux cas. Appelons $(G'_1)_a$ la conductance totale du circuit de mesure avec l'échantillon placé entre les 2 armatures du condensateur,

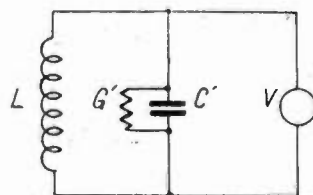


FIG. 7

$(G'_1)_s$ cette même conductance sans l'échantillon. Nous obtenons :

$$(G'_1)_a - (G'_1)_s = G_e + G'_1 + G'_2 - G_e - G'_1 - G'_2$$

Dans laquelle G'_1 est la nouvelle conductance aux bornes de C_1 quand on a retiré l'échantillon. G_e étant alors nulle on a donc évidemment :

$$G_1'' = R_1' C_1^2 \omega^2$$

donc :

$$\begin{aligned} (G_1')_a - (G_1')_s &= G_e + G_e [1 + 2 L_1' C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2] \\ &\quad + R_1' C_1^2 \omega^2 + G_2' - G_e - R_1' C_1^2 \omega^2 - G_2' \\ &= G_e [1 + 2 L_1' C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2] \quad (17) \end{aligned}$$

Mais cette valeur de la différence des conductances totales du circuit de mesure dans le cas avec et sans échantillon de diélectrique interposé entre les lames du condensateur nous est également donné par la formule :

$$(G_1')_a - (G_1')_s = \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} [\Delta C_a - \Delta C_s]$$

ΔC_a et ΔC_s étant les variations de capacité nécessaire pour obtenir un rapport q des carrés des tensions lues aux bornes du circuit de mesure dans le cas où il y a diélectrique interposé et dans le cas où il n'y a pas de diélectrique interposé entre les lames du condensateur.

Pour de petites variations de C_2 nous obtiendrons les valeurs de ΔC_a et ΔC_s en différenciant la valeur de C par rapport à C_2 :

$$\Delta C = [1 + 2 L_2' C_2 \omega^2 - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2] \Delta C_2$$

d'où :

$$\begin{aligned} (G_1')_a - (G_1')_s &= \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} [1 + 2 L_2' C_2 \omega^2 \\ &\quad - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2] [\Delta C_{2a} - \Delta C_{2s}] \quad (18) \end{aligned}$$

En remplaçant $(G_1')_a - (G_1')_s$ par sa valeur donnée par l'équation 17.

$$\begin{aligned} &G_e [1 + 2 L_1' C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2] \\ &= \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} [1 + 2 L_2' C_2 \omega^2 - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2] [\Delta C_{2a} - \Delta C_{2s}] \\ G_e &= \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} \frac{1 + 2 L_2' C_2 \omega^2 - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2}{1 + 2 L_1' C_1 \omega^2 - R_1'^2 C_1^2 \omega^2} [\Delta C_{2a} - \Delta C_{2s}] \end{aligned}$$

En développant en série et en ne conservant que les termes du premier ordre :

$$\begin{aligned} G_e &= \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} [1 + 2 L_2' C_2 \omega^2 - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2 \\ &\quad - 2 L_1' C_1 \omega^2 + R_1'^2 C_1^2 \omega^2] [\Delta C_{2a} - \Delta C_{2s}] \end{aligned}$$

Posons :

$$\alpha = 2 L_2' C_2 \omega^2 - 3 R_2'^2 C_2^2 \omega^2 - 2 L_1' C_1 \omega^2 + R_1'^2 C_1^2 \omega^2 \quad (19)$$

$$G_e = \frac{\omega}{2 \sqrt{q-1}} [1 + \alpha] [\Delta C_{2a} - \Delta C_{2s}] \quad (20)$$

On voit donc en comparant cette équation avec l'équation 8' que du fait de la présence des inductances et résistances parasites dans les connexions la valeur de G_e se trouve affectée d'un terme correctif $1 + \alpha$, α étant défini par l'équation 19.

Il est évident que $\tan \delta$ se trouvera affecté du même terme correctif.

Cherchons quel est l'ordre de grandeur de ce terme correctif à la plus grande fréquence à laquelle fonctionne l'appareil c'est-à-dire 100 Mc/s.

Supposons en étant pessimiste que $R_1' = 1$ ohm C_1 est de l'ordre de 50 p. f. :

donc :

$$\begin{aligned} R_1'^2 C_1^2 \omega^2 &= 50^2 \cdot 10^{-24} \cdot 6,28^2 \cdot 10^{16} \\ &= 10^{-3} \text{ environ.} \end{aligned}$$

Ce terme est donc négligeable.

Le terme $R_2'^2 C_2^2 \omega^2$ est encore plus petit car C_2 est petit devant C_1 et bien que ce terme soit affecté du coefficient 3 nous pouvons le négliger. D'ailleurs ces 2 termes se retranchent.

Les termes contenant L_1' et L_2' sont beaucoup plus difficile à apprécier.

Les techniciens anglais ont calculé L_1' d'après les dimensions géométriques de l'appareil. Ils ont trouvé $L_1' = 0,001 \mu H$. Supposons ce chiffre exact :

$$\begin{aligned} 2 L_1' C_1 \omega^2 &= 2 \times 0,001 \cdot 10^{-6} \times 50 \cdot 10^{12} \times 6,28^2 \cdot 10^{16} \\ &= 0,04 \text{ environ.} \end{aligned}$$

Le terme $L_2' C_2 \omega^2$ doit être encore plus petit du fait que C_2 est très petit. De plus ces deux termes se retranchent.

On peut donc estimer que l'erreur due aux inductances et résistances parasites sera inférieure à 4 % à 100 Mc/s.

Résultats pratiques.

La précision de cet appareil est donc largement suffisante pour tous les besoins de la pratique. Il peut être utilisé pour l'étude des caractéristiques d'un diélectrique, d'un câble H. F., d'un condensateur, etc... ou pour examiner le comportement d'une résistance en fonction de la fréquence.

Nous avons fait des quantités de mesures avec cet appareil. Il serait fastidieux de donner ici même un résumé de ces mesures, toutefois il nous paraît intéressant de donner les résultats des mesures faites sur deux résistances une du type « aggloméré » l'autre du type « à couche » à différentes fréquences.

F. M. C.	Agglomérée	A couche
0	124.000	106.000
1	110.000	102.000
2	103.000	100.000
5	90.000	96.000
10	77.000	90.000
20	58.000	71.000
50	50.000	60.000

Nous tenons ici à remercier la Direction et les Ingénieurs de Marconi pour l'amabilité avec laquelle ils nous ont donné tous les renseignements sur cet appareil.

BIBLIOGRAPHIE

The measurement of the permittivity and power factor of dielectrics By L. HARTSHORN, D. Sc., and W. H. WARD B. ENG.

FILTRE EN ANNEAU POUR LES ONDES DE TYPE H₁₁ DANS LES GUIDES CIRCULAIRES (1)

PAR

Zoltan SZEPESI

Docteur-ès-Sciences

Attaché de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique
Laboratoire de Haute Fréquence de l'Institut Polytechnique de Grenoble

1. 3. 6. Variation du coefficient $\delta_{i\text{rés}}$ en fonction des dimensions de la section droite de l'anneau.

Au lieu de la circonférence moyenne des anneaux nous pourrions utiliser dans nos calculs la circonférence intérieure. Ces deux circonférences sont liées par la relation :

$$l_{\text{int.}} = l_{\text{moy.}} - \pi b$$

Nous définirons ainsi un nouveau coefficient $\delta_{i\text{rés}}$ par la relation suivante, analogue à la relation (10) :

$$l_{i\text{rés}} = (1 + \delta_{i\text{rés}}) \lambda \quad (12)$$

Sur le tableau 4 ont été indiquées les valeurs de $\delta_{i\text{rés}}$ pour tous nos filtres. On voit que $\delta_{i\text{rés}}$ est pratiquement indépendant de la largeur b du filtre

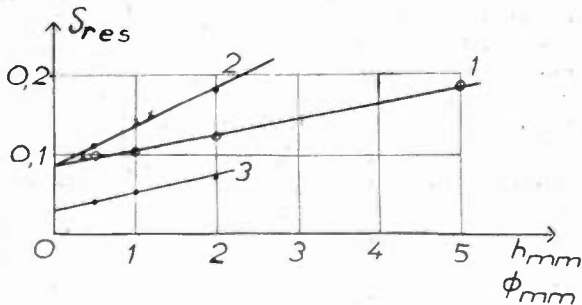


Fig. 10

et dépend seulement de l'épaisseur h . La courbe 1 de la figure 10 montre d'une part que $\delta_{i\text{rés}}$ varie linéairement en fonction de l'épaisseur et d'autre part que la valeur limite de $\delta_{i\text{rés}}$ pour une épaisseur infiniment petite est $\delta_0 = 0,086$. La courbe 2 représentant la variation du facteur $\delta_{i\text{rés}}$ en fonction du diamètre pour les filtres construits en fil donne la même valeur limite pour δ_0 .

1. 3. 7. Influence de la résistivité du conducteur du filtre.

Nous avons étudié des filtres en fil résistant présentant les caractéristiques suivantes :

(1) Suite de l'article paru dans le N° 278 (Mai 1950) pages 230 à 234. Communication présentée au Congrès d'Electronique et de Radio-électricité à Paris le 17 Janvier 1950.

- 1, fil de fer de diamètre 1,2 mm de résistance 0,1025 ohm/m.
 - 2, fil de chromel de diamètre 1 mm de résistance 1,28 ohm/m.
 - 3, fil de chromel de diamètre 0,35 mm de résistance 10,8 ohm/m.
- (la résistance d'un fil de cuivre de diamètre 1 mm est de 0,027 ohm/m).

TABEAU 4

h mm	b mm	$l_{i\text{rés}}^{\text{cm}}$	$\delta_{i\text{rés}}$
*0,5	0,5	12,09	0,099
0,5	2	12,12	0,101
*1	1	12,17	0,106
*2	2	12,37	0,124
5	0,5	13,09	0,190
5	2	13,07	0,184

TABEAU 5

Matière ...	$\emptyset$ mm	$l_{i\text{rés}}^{\text{cm}}$	$\delta_{i\text{rés}}$	$\Delta l_1^{\text{cm}}\%$
Fer	1,2	12,65	0,15	1,55
Chromel ...	1	12,5	0,14	1,45
Chromel ...	0,35	12,1	0,10	1,15

D'après le tableau 5 et la figure 11, qui contiennent les résultats de ces mesures, la position de la résonance et la forme des courbes de variation du module du coefficient de transmission ne dépendent pas de la matière du filtre au moins si la résistance spécifique ne dépasse pas notablement cinquante

* Fil à section circulaire de diamètre $b = b$.

fois celle du cuivre. Les croix marquées sur la courbe 2 de la figure 10, qui représentent les $\delta_{rés}$ de ces filtres en fil résistant, se placent bien sur la même droite que pour les fils de cuivre.

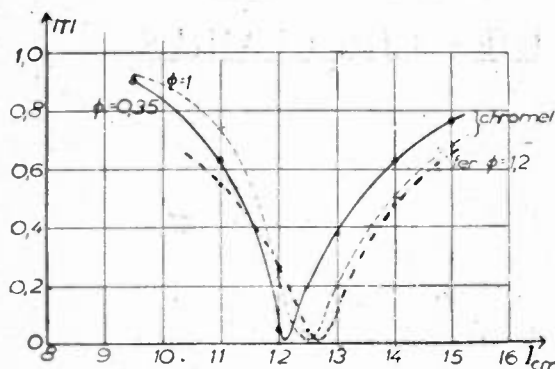


Fig. 11

1. 3. 8. Comparaison avec un fil rectiligne.

Un fil rectiligne placé dans une section droite du guide parallèlement au champ électrique se comporte aussi comme un filtre arrêtant les ondes H_{11} .

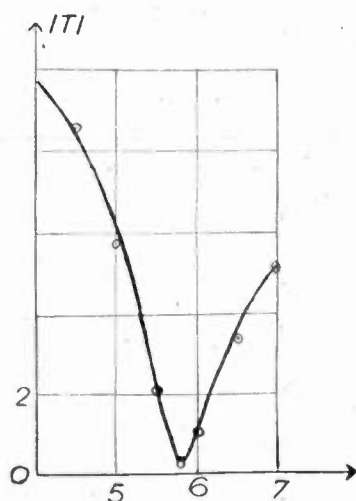


Fig. 12

Sa longueur de résonance est un peu plus grande que la demie-longueur d'onde. Si l'on définit un nouveau facteur $\delta_{rés}$ par :

$$l_{rés} = (1 + \delta_{rés}) \frac{\lambda}{2} \quad (13)$$

2^e PARTIE — FILTRE A DEUX ÉLÉMENTS

Pour augmenter l'efficacité du filtre, on utilise normalement deux filtres distant d'un quart de longueur d'onde. Or, nos expériences montrent qu'à cette distance le filtrage n'est pas efficace à cause du couplage mutuel des deux anneaux et qu'il faut plutôt placer les anneaux à une distance de trois quart de longueur d'onde [5].

on trouve les valeurs indiquées dans le tableau 6, et représentées sur la courbe 3 de la figure 10. On remarque que $\delta_{rés}$ est plus petit que le $\delta_{rés}$ des anneaux. Par ailleurs, la courbe du module du coefficient de transmission est plus étroite (fig. 12), ce qui n'est pas favorable, car il en résulte que ce filtre n'est efficace que dans une bande plus étroite que l'anneau. D'autre part, pour arrêter une onde H_{11} en présence d'une onde E_{01} , un fil rectiligne se trouvant dans la direction du champ électrique, ne peut pas être utilisé car il réfléchirait également cette dernière.

Par contre, un tel filtre pourrait être utile pour arrêter une onde H_{11} en présence d'une onde H_{01} .

1. 4. COMPARAISON DES RÉSULTATS DE LA MESURE AVEC UNE THÉORIE DE FEUER ET AKELEY

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec une théorie [2], qui donne la possibilité de

TABLEAU 6

$\emptyset$ mm	$l_{rés}^{cm}$	$\delta_{rés}$	$\Delta l_{1\%}^{cm}$
0,5	5,72	0,01	
1	5,8	0,055	1
2	5,9	0,073	

calculer $\delta_{rés}$ et la largeur de bande. Nous avons exécuté cet assez long calcul pour un guide de 10 cm de diamètre ($D = 10$ cm) avec un anneau de caractéristiques suivantes : $d = 3,85$ cm et $b = 0,1$ cm. Le résultat du calcul est $\delta_{rés} = 0,06$, qui est inférieur à la valeur expérimentale. Nous avons en effet trouvé $\delta_{rés} = 0,13$ pour des anneaux en fil de 1 mm de diamètre. La différence peut venir d'une part du fait que notre anneau a une épaisseur qui n'est pas négligeable (ce que la théorie de Feuer et Akeley a supposé), d'autre part que la précision des calculs est peut-être insuffisante, étant donné que les formules sont approchées.

Quant à la largeur de bande $\Delta l_{1\%}$ la théorie donne 0,6 cm, valeur elle aussi inférieure à la valeur expérimentale, qui était de 3 cm (dans le guide de 10 cm).

2. 1. THÉORIE

2. 1. 1. Expression des coefficients de l'ensemble des deux obstacles.

Considérons deux obstacles passifs et symétriques dans le guide d'onde, distants de x cm (figure 13)

et soient R_1 et T_1 les coefficients de réflexion et de transmission du premier obstacle, R_2 et T_2 ceux du deuxième obstacle. Pour calculer les coefficients de l'ensemble, il faut tenir compte des réflexions multiples entre les deux obstacles. Nous devons donc écrire :

$$T = T_1 T_2 + T_1 T_2 (R_1 R_2 e^{-2kxj}) + T_1 T_2 (R_1 R_2 e^{-2kxj})^2 + \dots$$

La somme de cette série géométrique infinie est :

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 - R_1 R_2 e^{-2kxj}} \quad (14)$$

De la même façon :

$$R_{AB} = R_1 + T_1^2 R_2 e^{-2kxj} + T_1^2 R_2 e^{-2kxj} (R_1 R_2 e^{-2kxj}) + T_1^2 R_2 e^{-2kxj} (R_1 R_2 e^{-2kxj})^2 + \dots$$

donc :

$$R_{AB} = R_1 + \frac{T_1^2 R_2 e^{-2kxj}}{1 - R_1 R_2 e^{-2kxj}} \quad (15)$$

2. 1. 2. Positions des maxima et minima.

Lorsqu'on fait varier la distance x , on observe des maxima et minima du module des coefficients. φ_1 et φ_2 étant respectivement les arguments de R_1 et R_2 on tire de l'équation (14) :

$$|T| = \frac{|T_1| |T_2|}{|1 - |R_1| |R_2| e^{j(\varphi_1 + \varphi_2 - 2kx)}}| \quad (16)$$

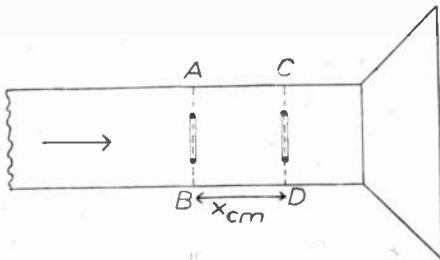


Fig. 13

Cette expression nous montre que le module du coefficient de transmission présente des maxima lorsque :

$$\varphi_1 + \varphi_2 - 2kx_{max} = \pm 2n\pi \quad (17)$$

$n = 0, 1, 2, \dots$

et des minima lorsque :

$$\varphi_1 + \varphi_2 - 2kx_{min} = \pm (2v + 1)\pi \quad (18)$$

$v = 0, 1, 2, \dots$

Des équations (17) et (18) on déduit que les distances correspondant aux maxima et aux minima de $|T|$ sont :

$$x_{max} = (\varphi_1 + \varphi_2) \frac{\lambda_g}{4\pi} \pm n \frac{\lambda_g}{2} \quad (19)$$

$$x_{min} = (\varphi_1 + \varphi_2) \frac{\lambda_g}{4\pi} \pm (2v + 1) \frac{\lambda_g}{4} \quad (20)$$

Ces équations montrent que, si les deux obstacles

sont des filtres en anneaux accordés à la résonance ($\varphi_1 = \varphi_2 = \pi$), nous devons avoir des maxima pour $x = \frac{\lambda_g}{2}, \lambda_g, 3 \frac{\lambda_g}{2}$ etc., et des minima pour $x = \frac{\lambda_g}{4}, 3 \frac{\lambda_g}{4}, 5 \frac{\lambda_g}{4}$, etc...

2. 1. 3. Applications à la mesure des caractéristiques d'un anneau unique.

1° Si l'un des deux filtres est en résonance ($\varphi_1 = \pi$) on tire de l'équation (19) :

$$\varphi_2 = 4\pi \frac{x_{max}}{\lambda_g} \pm (2n - 1)\pi \quad (21)$$

En mettant x_{min} au lieu de x_{max} c'est la même forme d'expression que dans l'équation (6), qui donne l'argument du coefficient de réflexion connaissant la position des minima des ondes stationnaires. Ainsi, mesurant x_{max} nous pouvons calculer les caractéristiques du filtre à l'aide des équations (2) et (3).

2° Faisons deux mesures avec deux filtres différents (arguments φ_1 et $\bar{\varphi}_1$) associés successivement à un même deuxième filtre accordé ou non. Si nous mesurons respectivement x_{max} et $\bar{x}_{max}$, nous avons d'après la formule (19) :

$$x_{max} - \bar{x}_{max} = (\varphi_1 - \bar{\varphi}_1) \frac{\lambda_g}{4\pi}$$

et nous pouvons donc calculer la différence des arguments des deux premiers filtres :

$$\varphi_1 - \bar{\varphi}_1 = 4\pi \frac{x_{max} - \bar{x}_{max}}{\lambda_g} \quad (22)$$

Par conséquent, si φ_1 ou $\bar{\varphi}_1$ est connu, on en déduira l'autre.

3° En faisant trois mesures, on peut obtenir les caractéristiques de chaque filtre, sans avoir à connaître l'argument d'un filtre.

Mesurons les trois quantités $x_{max 12}$, $x_{max 23}$ et $x_{max 31}$, obtenues en associant successivement deux à deux les trois filtres. De ces valeurs on tire les arguments des trois filtres en question :

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= 2\pi \frac{x_{max 12} - x_{max 23} + x_{max 31}}{\lambda_g} + \pi \\ \varphi_2 &= 2\pi \frac{x_{max 23} - x_{max 31} + x_{max 12}}{\lambda_g} + \pi \\ \varphi_3 &= 2\pi \frac{x_{max 31} - x_{max 12} + x_{max 23}}{\lambda_g} + \pi \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Les maxima du module du coefficient de transmission d'un ensemble de deux anneaux sont très pointus ; on peut donc dans les trois cas précédents mesurer x_{max} avec précision et utiliser ces méthodes pour obtenir les caractéristiques d'un filtre unique.

2. 2. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La méthode de mesure du coefficient de transmission pour deux anneaux est la même que pour un seul filtre. Nous avons utilisé la mesure directe (formule (9)).

Le premier anneau était fixe, collé sur une barre de trolitul perpendiculaire au champ électrique, comme dans les essais relatifs à un seul filtre. Par contre, afin de pouvoir déplacer le second filtre et de pouvoir déterminer aisément sa position, nous avons été conduits à le monter sur une croix en trolitul, commandée de l'extérieur à travers une fente pratiquée longitudinalement dans la paroi du guide. Nous avons vérifié que la perturbation apportée par la croix ne modifiait pas l'allure des courbes.

2. 2. 1. Variation du module du coefficient de transmission en fonction de la distance des deux anneaux.

La courbe 1 de la figure 14 représente la variation du module du coefficient de transmission de deux anneaux résonnants en fonction de leur distance (anneau en fil de cuivre de 1 mm, $\lambda = 11$ cm, $D = 8$ cm). D'après la théorie, on devrait observer un minimum pour une distance $\frac{\lambda_g}{4} = 4,65$ cm ; or ce n'est pas le cas. Le premier maximum ne se trouve même pas exactement à $\frac{\lambda_g}{2}$. Par contre, nous avons

un minimum bien large à $3/4 \lambda_g$ et le deuxième maximum à λ_g .

Cette allure de variation de $|T|$ dans le domaine $0 < x \leq \frac{\lambda_g}{2}$ n'est pas conforme à la théorie. Pour

expliquer ce phénomène, on est conduit à supposer qu'entre les deux anneaux existe un couplage d'autant plus grand que la distance est plus petite, et négligeable seulement si l'écartement des deux filtres est supérieur à la demie longueur d'onde (dans le guide). Ce couplage est dû non seulement à l'onde H_{11} , mais aussi aux ondes de mode supérieur. Cette affirmation est basée sur l'observation de la courbe 2 de la figure 14, qui correspond aux mesures faites à une longueur d'onde plus petite ($\lambda = 9,94$ cm ; $\lambda_g = 14,6$ cm). Pour cette longueur d'onde, l'amortissement des modes supérieurs est moindre, il s'ensuit donc une augmentation possible du couplage. Effectivement on constate que la valeur du module

du coefficient de transmission pour $x = \frac{\lambda_g}{4}$ est aussi élevée que pour $x = \lambda_g$ qui correspond à un maximum !

2. 2. 2. Mesure des caractéristiques de l'un des deux filtres.

On trouvera dans le tableau 7 et sur les figures 15 (courbe 1) 16 et 17 les résultats concernant des filtres de diamètres différents ($\varnothing = 0,1$ cm, $\lambda = 11$ cm)

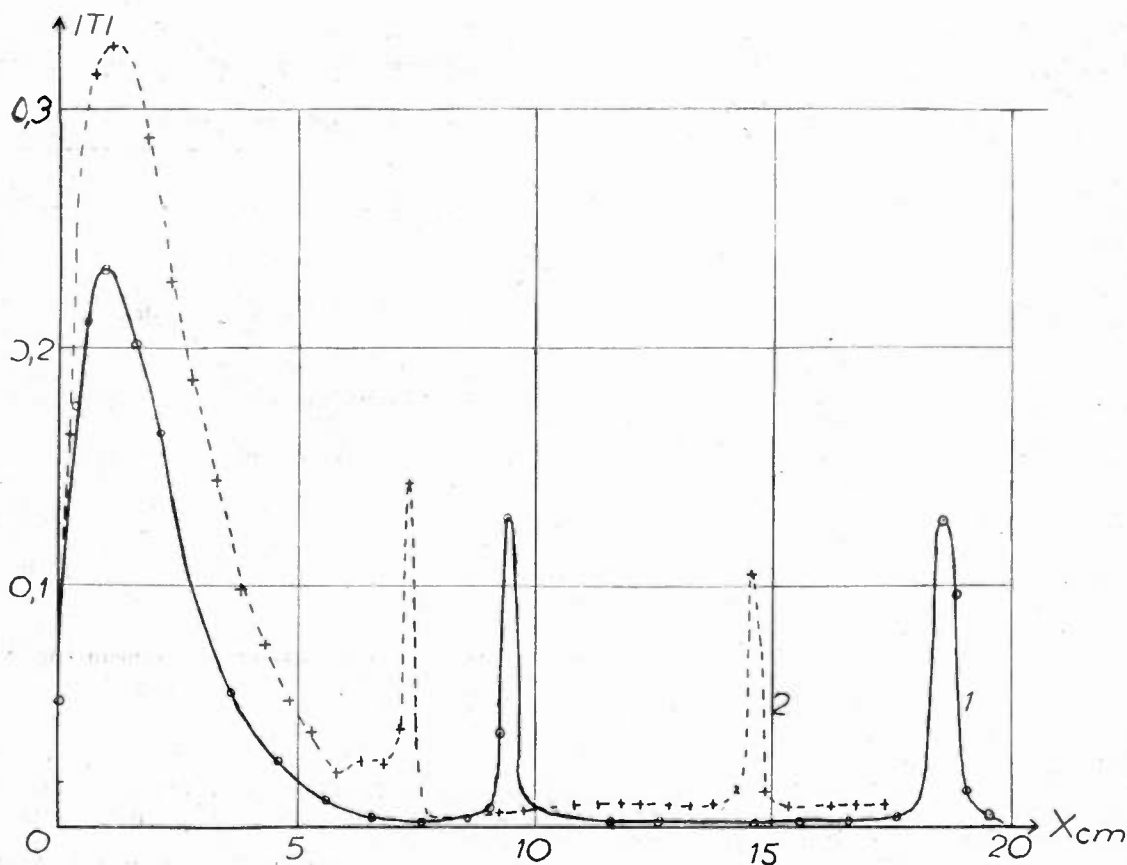


Fig. 14

obtenus par la première méthode décrite au paragraphe 2. 1. 3. (accouplement du filtre inconnu à un filtre résonnant).

TABLEAU 7

1	2	3	4
l cm	Δx cm	$ T $	z
8,5	1,5	0,85	— 0,81 j
10	1,1	0,68	— 0,46 j
11	0,75	0,48	— 0,28 j
12	0	0	0
12,5	— 0,4	0,27	0,14 j
13	— 0,65	0,43	0,23 j
14	— 0,95	0,60	0,37 j
16	— 1,7	0,91	1,11 j

Colonne 1 : Circonférence du second anneau.

» 2 : $\Delta x = x_{max} - n \frac{\lambda_g}{2}$

» 3 : $|T| = \left| \sin 4 \pi \frac{\Delta x}{\lambda_g} \right|$

» 4 : $z = - \frac{1}{2} j \operatorname{tg} 4 \pi \frac{\Delta x}{\lambda_g}$

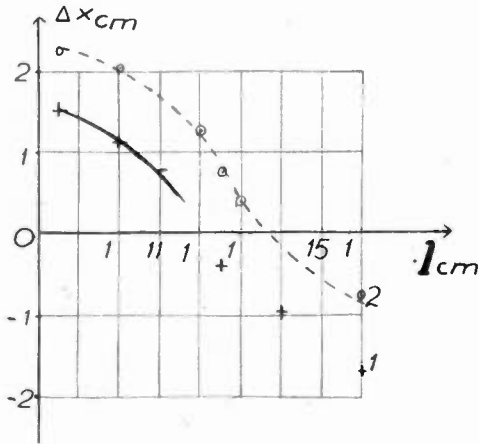


Fig. 15

Ces mesures rapportent à des filtres fixés sur une croix et ne sont donc pas comparables aux résultats des mesures de la première partie.

Nous avons effectué les mêmes mesures en accouplant les filtres de la colonne 1, du tableau 7 avec un filtre fixe non résonnant de circonférence $l = 11$ cm. Les positions des maxima se trouvent sur la courbe 2 de la figure 15. On peut appliquer

la deuxième méthode du paragraphe 2. 1. 3. à toute cette série de mesures. On voit que la différence d'ordonnées des courbes 1 et 2 est en moyenne 0,9 cm, ce qui donne d'après la formule (22) pour le premier filtre un argument $\varphi_1 = 34^{\circ}50' + \pi$, d'où

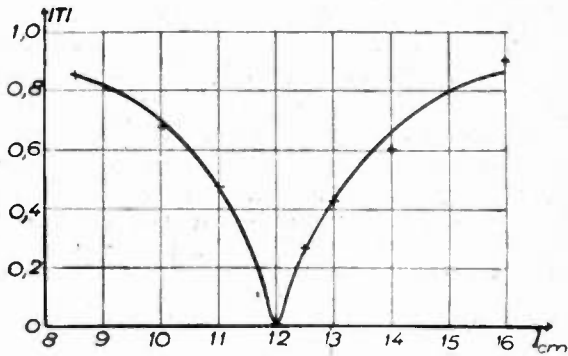


Fig. 16

on déduit $|R| = 0,82$; $|T| = 0,57$ et $z = - 0,35 j$ en accord avec les valeurs $|R| = 0,84$; $|T| = 0,54$ et $z = - 0,32 j$ mesurées directement (tableau 1).

Il y a lieu de noter que le dispositif de lecture des distances x_{max} pouvait donner lieu à des erreurs de l'ordre de ± 1 mm.

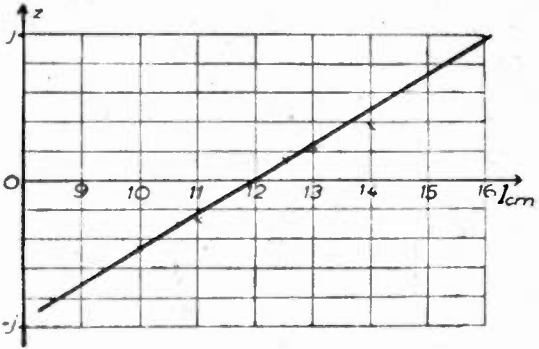


Fig. 17

CONCLUSION

Dans une première partie, nous avons étudié à l'intérieur d'un guide circulaire de diamètre 8 cm et avec une longueur d'onde de 11 cm les caractéristiques d'un filtre constitué par un anneau métallique en fonction de ses différents paramètres. Nous avons prouvé que l'anneau réfléchit bien l'onde H_{11} si sa circonférence est un peu plus grande que la longueur d'onde. Le facteur $1 + \delta_{i_{\pi}}$, qui, multiplié par la longueur d'onde, donne la circonférence intérieure du filtre accordé (formule 12) dépend seulement de l'épaisseur de l'anneau (fig. 8) et pas de sa largeur. Il varie linéairement de 1,086 à 1,19 si l'épaisseur varie de zéro à 5 mm (figure 10).

Nous avons constaté ensuite : 1. que les caractéristiques du filtre ne dépendent pas pratiquement de la conductivité de l'anneau (paragraphe 1. 3. 7.).

2. que l'impédance de l'anneau est capacitive si la circonférence est plus petite que l_{π} et qu'elle

est selfique si la circonférence est plus grande (1. 3. 4.)

3. que l'impédance de l'anneau varie linéairement avec la circonférence (1. 3. 4.).

4. que la largeur de bande augmente si les dimensions de la section droite de l'anneau augmente (1. 3. 5.).

5. qu'un fil rectiligne a des propriétés analogues à celles de l'anneau (1. 3. 8.).

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec une théorie de *Feuer et Akeley* [2] et trouvé que les valeurs données par cette théorie sont inférieures à celles mesurées (1. 4.).

Dans une deuxième partie, nous avons constaté que l'ensemble de deux filtres en anneau séparés par une distance $\frac{\lambda_g}{4}$ n'est pas efficace et qu'il faut

placer les deux anneaux à une distance $3 \frac{\lambda_g}{4}$ (2. 2. 1.).

Nous avons enfin proposé une méthode pour la mesure des caractéristiques d'un filtre unique basée

sur le relevé de la distance séparant deux filtres au moment où le coefficient de transmission de leur ensemble a un module maximum (2. 1. 3.).

Je tiens à remercier ici Monsieur J. BENOIT, Professeur de Radioélectricité à la Faculté des Sciences de Grenoble, de m'avoir accueilli à son laboratoire et d'avoir, par ses conseils précieux, facilité ces recherches pendant toute leur exécution.

BIBLIOGRAPHIE

[1]. — L. G. H. HUXLEY. — The principle and practice of wave-guides. Cambridge University Press. 1947, pp. 138-142 et 149-152.

[2]. — P. FEUER — E. S. AKELEY. — Scattering of electromagnetic radiation by a thin circular ring in a circular wave-guide. *Journal of Appl. Physics* 19, 39-47, 1948.

[3]. — G. L. RAGAN. — Microwave transmission circuits. *M. I. T. Radiation Laboratory Series Vol. 9*, pp. 391-392.

[4]. — J. ORTUSI. — Définition et mesures des coefficients de réflexion dans les guides. *Annales de Radioélectricité* 2, 173-194, 1947.

[5]. — Z. SZEPESI. — Circular-ring filters in round wave-guide. *Wireless Eng.* 26, 345, 1949.

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

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, B^D MURAT PARIS-XVI^E

SOCIÉTÉ ANONYME AU CAPITAL DE 400.000.000 DE FRANCS

RADIO AIR

FOURNISSEUR DES DÉPARTEMENTS
MINISTÉRIELS



FICHES
BOUTONS
CONDENSATEURS
MATÉRIEL
PROFESSIONNEL

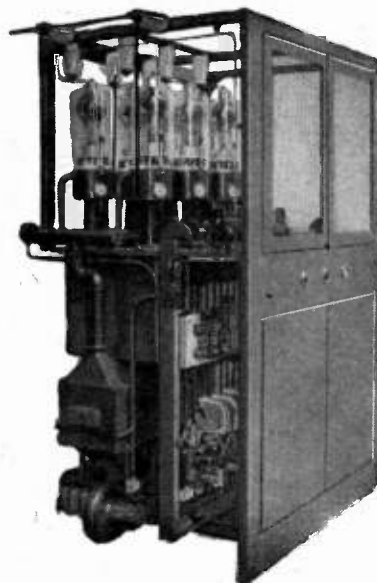
APPLICATIONS INDUSTRIELLES RADIOÉLECTRIQUES

S.A. CAPITAL 5.000.000 Frs
2, Avenue de la MARNE-ASNIÈRES (Seine) Tél: GRÉ. 12-06
Usines à NEUILLY-²/₂-Seine et BRIONNE (Eure)

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

RADIOFOTOS

FABRICATION
GRAMMONT

TUBES

"MINIATURE"

Type *International*

LICENCE R.C.A.

une technique éprouvée

SÉRIE COURANT
ALTERNATIF

6 BE 6
6 BA 6
6 AT 6
6 AQ 5
6 X 4

SÉRIE TOUS
COURANTS

12 BE 6
12 BA 6
12 AT 6
50 B 5
35 W 4

SÉRIE PROFESSIONNELLE

0 A 2
2 D 21
6 AG 5
6 AK 5
6 AK 6
6 AL 5
6 AU 6
6 J 4
6 J 6
12 AU 6
9001
9003

PUBL. RAPHY

STÉ DES LAMPES FOTOS

11, Rue Raspail - MALAKOFF (Seine)
Tél: ALÉ. 50-00 • Usines à LYON

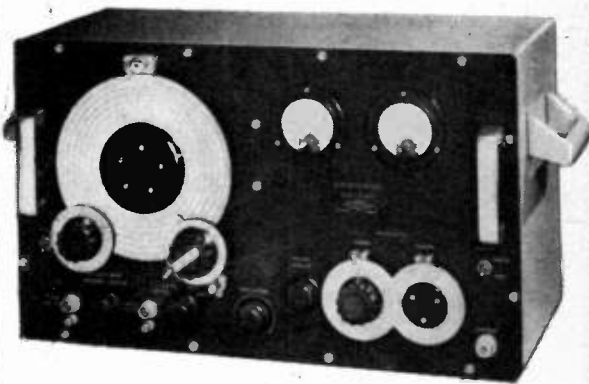
**PIONNIER DE LA
TÉLÉVISION
DEPUIS
1929**

LA RADIO-INDUSTRIE
est toujours au premier rang

**DE LA
TECHNIQUE
INTERNATIONALE**

25, R. du D^UFINLAY 55, R. des ORTEAUX
PARIS

PUBL. RAPHY



★ 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 & CIE CONSTRUCTEURS
9, Rue des CLOYS - PARIS - MON. 44.65. (3 LIGNES)

P. MOURMANT

LE
CALCUL GRAPHIQUE
DES CIRCUITS SÉRIE PARALLÈLE

La résolution de tous
les problèmes d'adaptation
d'impédances,
— filtres, etc... —
par la méthode graphique

Préface de F. BEDEAU
à l'usage des Ingénieurs

Un ouvrage de 404 pages

Relié Prix : 1.500 francs

LOUIS BOË

DIPOLES
ET QUADRIPOLES

Etude des circuits
électriques et radio
électriques sous une
forme simple et
générale s'adressant
tout particulièrement
aux ingénieurs et
élèves ingénieurs

Un ouvrage de 148 pages

Prix broché : 1.050 francs

Prix relié : 1.160 francs

Ajoutez à ces prix 15 % du montant pour couvrir les frais d'envoi avec un minimum de 30 francs.

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, 40, PARIS (6^e) — C. C. P. Paris 53.35

DICTIONNAIRE DES UNITÉS
DES
GRANDEURS PHYSIQUES

PAR

P. M. GONNARD

Ingénieur E.P.C.I.

Professeur à l'Ecole Bréguet

Ancien directeur du Laboratoire Général d'Essais Industriels

C. GUILLOU

Ingénieur A. et M.

et

Chef de plateforme d'essais, Professeur à l'Ecole Bréguet

Un ouvrage cartonné de 254 pages. — Format : 14 × 18. — Prix : 440 frs

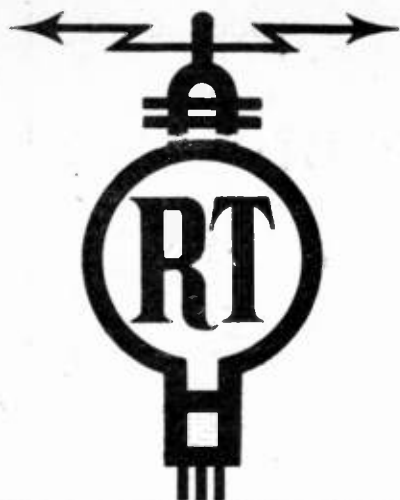
COMPLÉMENT

Tableau de conversion des unités usuelles en unités P.M.K.S.

Un fascicule 16 × 25 cm. — Prix : 75 frs

ÉDITIONS CHIRON — 40, Rue de Seine — PARIS (6^e) — C. C. P. PARIS 53.35

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 21, Rue des Jeuneurs, PARIS-2^e, Tél. CENTral 97-63



TUBES POUR APPLICATIONS SPÉCIALES

Ondes courtes - Amplificateurs de lignes
Préamplis - Mesures - Télécommande



9, AVENUE MATIGNON, PARIS-8^e

Mieux qu'un rhéostat,
Plus qu'un survoltéur-dévoltéur,

pour toutes les applications
exigeant une tension précise,



L'ALTERNOSTAT "FERRIX"

permet un réglage de 0 à 136 % de la tension du réseau.

S. A. F. A. R. E.

98, Avenue Saint Lambert - Nice

DOCUMENTATION
SUR DEMANDE

Tél. 849-29

Agence de Paris

172, Rue Legendre - Paris 17^e

MARcode 99 21

R. L. Dupuy

**RADIO ET
INDUSTRIE**

TRANSFOS D'ALIMENTATION
Entièrement conformes aux règles
de l'U.T.E.

SELS INDUCTANCE
Modèles spéciaux tropicalisés

SURVOLTEURS DÉVOLTEURS

- Branche Professionnelle -
TOUS LES TRANSFOS, SELFS ET B.F.
Pour : Émission, Réception
Télévision, Sonorisation

TRANSFOS HTE ET BSE TENSION
Toutes applications industrielles
LES PLUS HAUTES RÉFÉRENCES

**TOUS LES
TRANSFORMATEURS**

ETS VEDOVELLI, ROUSSEAU & C^{ie}
5, Rue JEAN MACÉ - Suresnes (SEINE) Tél: LON 14-47, 48 & 50

Département EXPORTATION : S.I.E.M.A.R., 62, Rue de Rome, PARIS

Condensateurs au Mica

SPÉCIALEMENT TRAITÉS POUR HF
Procédés « Micargent »

Condensateur
"MINIATURE"
au mica
(jusqu'à 1.000 pf.
1.500 v.)



Grandeur nature

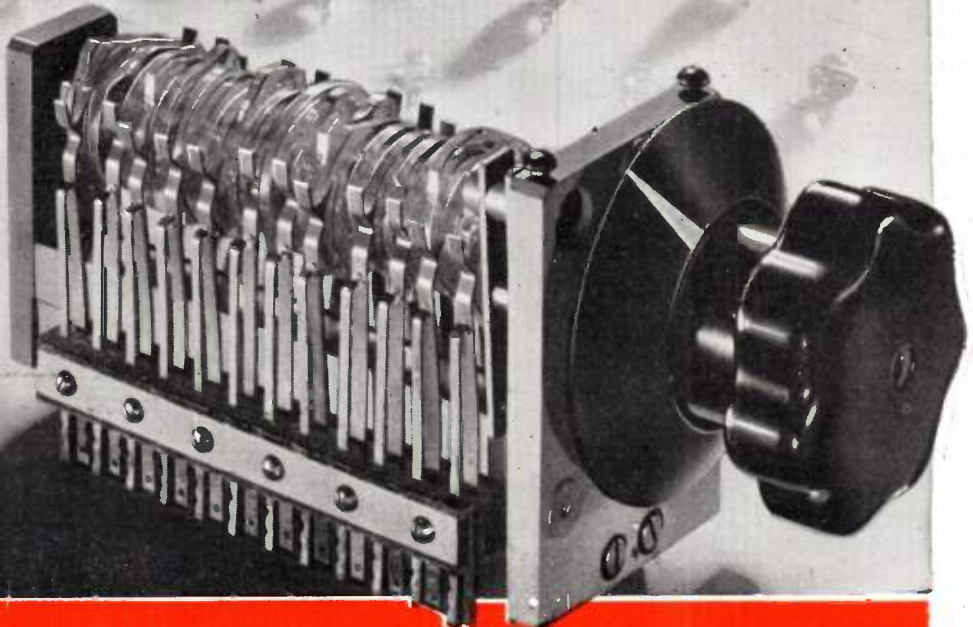
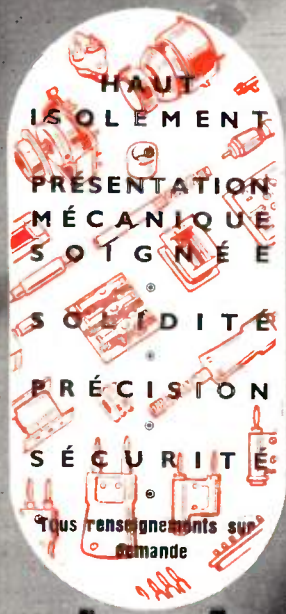


André SERF

127, Faubourg du Temple
PARIS (10^e) Nor 10-17

PUBL RAPHY

Pièces DÉTACHÉES professionnelles



DIRECTION SERVICES COMMERCIAUX
89, RUE DE LA FAISANDERIE - PARIS (16^e)

SÉRVICES D'INSTALLATION LABORATOIRES
TÉLÉPHONE: TROCADERO 12-71 et 12-85



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

Giorgi

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 21, Rue des Jeuneurs, PARIS-2^e, Tél. CENTral 97-63

Équipement léger V.H.F.

★ **ÉMETTEUR-RÉCEPTEUR
A MODULATION
D'AMPLITUDE P.H.F.**
3 watts. Poids de l'émet-
teur-récepteur 3 kgs. 500.
Sensibilité récepteur :
2 microvolts.

★ **ÉMETTEUR-RÉCEPTEUR
A MODULATION
DE FRÉQUENCE P.H.F.**
5 watts. Poids de l'émet-
teur-récepteur 3 kgs 500.
Sensibilité récepteur :
2 microvolts.



SOCIÉTÉ FRANÇAISE D'ÉQUIPEMENTS POUR LA NAVIGATION AÉRIENNE
25 à 29, RUE DU PONT - NEUILLY-SUR-SEINE - + MAI. 49-35

Autres fabrications : Alimentation stabilisée - Télémètres par Radio de 1 à 6 voies - Télécommandes - Téléservismes - Récepteur panoramique à 400 Kc/s de bande passante - Interrogateur-répondeur - Hyperfréquences - Toutes études d'équipement aéronautique en pilotage automatique et en Radio.

AGENCE PUBLÉDITEC-DOMENACH

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Electrique : Agence-Publéditec-Domenach, 21, Rue des Jeuneurs, PARIS-2^e, Tél. CENTral 97-63