

L'ONDE ÉLECTRIQUE

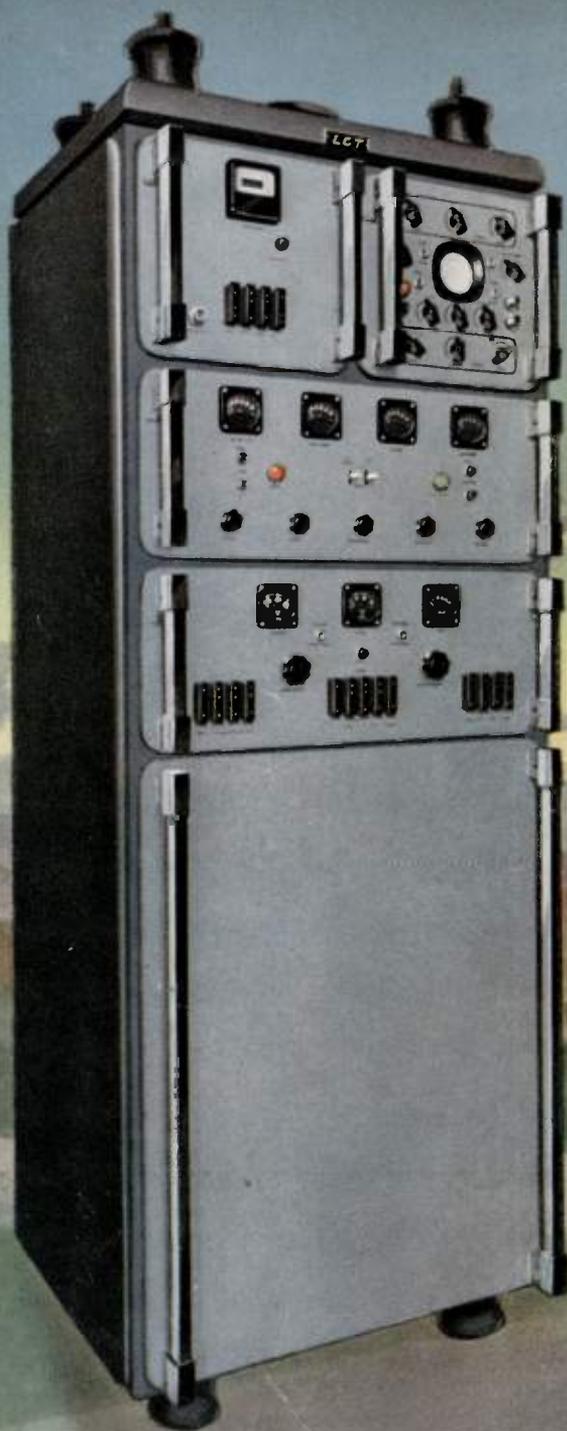
34^e ANNÉE. N° 323

FÉVRIER 1954

PRIX : 250 FRANCS

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

National Bureau of Standards
Central Radio Propagation Laboratory
Library
Boulder, Colorado
APR 26 1954



NOTRE
COUVERTURE
Station Radar
Mobile à élimination
d'échos sur obstacles
fixes CSF-LCT

DANS CE NUMÉRO
THÉORIE ET TECHNIQUE
DES
IMPULSIONS
(2^{ème} Partie)



DÉLIVREZ
vos ingénieurs
SURCHARGÉS...



LE *problème*
DES FILTRES
est notre spécialité

★

B.F. - M.F. - Haute
fréquence à bande
étroite ou à large
bande, passe-bas,
passe-haut, passe-
bande, coupe-bande



SOCIÉTÉ
NORD 29-57



D'ÉTUDES ET DE CONSTRUCTIONS ÉLECTRONIQUES
214-216, FAUBOURG SAINT-MARTIN - PARIS X^e

Agence DOMENACH



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
à partir du 1-1-54
FRANCE 2500 F
ÉTRANGER 2800 F

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

Prix du
Numéro :
250 francs

Vol. XXXIV

FÉVRIER 1954

Numéro 323

SOMMAIRE

		Pages
Le récepteur L.C.T. de radar à élimination des échos sur obstacles fixes	M. TANTER.	99
La modulation par impulsions d'un faisceau ionique	FISHWICK.	110
Quelques expériences sur les dispositifs à déviation de faisceau et multiplicateur électronique pour impulsions de l'ordre de la millimicroseconde	C.-H. VINCENT	119
Sur l'étude et la réalisation des circuits à coïncidence	M. NAMIAN.	123
Un nouveau dispositif bistable à grande vitesse pour l'alguillage des impulsions ..	Y. DRUET.	130
Expression analytique de l'exposant de transfert d'un circuit appelé à transmettre des impulsions	M. VILLE.	135
Impulsions de Gauss	J.-P. VASSEUR.	139
Propagation d'une impulsion sur un guide d'onde	M. COTTE.	143
Réduction de la déformation des impulsions transmises par une ligne coaxiale parfaitement homogène par transposition de fréquence	R. CAZENAVE.	147
Appareillage de mesure du trainage d'un signal bref	J. BENDAYAN.	153
Développements nouveaux de la technique des impulsions pour l'examen des câbles ..	J. OUDIN.	163
Sur les pertes dans les lignes à fils parallèles	J. ARSAC P. ANDRÉ. R. ZACCAÏ.	170
Vie de la Société		178
Congrès sur les procédés d'enregistrement sonore et leur extension à l'enregistrement des informations		182

Sur la couverture :

Station radar mobile à élimination d'échos sur obstacles fixes (C.S.F.-L.C.T.)

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

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.

† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.
P. 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.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

Tél. ALÉSIA 04-16 — Compte de chèques postaux Paris 697-38
CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande

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. POMFY, 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.
1950	P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
1951	Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion et Télévision Françaises.
1952	J. de MARE, Ingénieur Conseil.

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président :

M.P. DAVID, Ingénieur en Chef à la Marine.

Président désigné pour 1954 :

M.G. RABUTEAU, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique »

Vice-Présidents :

R. RIGAL, Ingénieur Général des Télécommunications.

R. AUBERT, Directeur Général adjoint de la S. F. R.

E. FROMY, Directeur de la Division Radioélectricité du L.C.I.E.

Secrétaire Général :

M.J. MATRAS, Ingénieur Général des Télécommunications.

Trésorier :

M. R. CABESSA, Ingénieur à la Société L. M. T.

Secrétaires :

H. TESTEMALE, Ingénieur des Télécommunications.

G. ESCULIER, Ingénieur Conseil

R. CHARLET, Ingénieur des Télécommunications.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Etudes générales.	Colonel ANGOT.	M. LAPOSTOLLE.
2	Matériel radioélectr.	M. LIZON.	M. ADAM.
3	Electro-acoustique.	M. CHAVASSE.	M. POINCELOT.
4	Télévision.	M. MALLEIN.	M. ANGEL.
5	Hyperfréquences.	M. WARNECKE.	M. GUÉNARD.
6	Electronique.	M. CAZALAS.	M. PICQUENDAR.
7	Documentation.	M. CAHEN.	M ^{me} ANGEL.
8	Electronique appliq.	M. RAYMOND.	M ^{me} COURTILOTT.
			M. LARGUIER.

GROUPE DE GRENOBLE

Président. — M. J. BENOIT, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Directeur de la Section de Haute Fréquence à l'Institut Polytechnique de Grenoble.

Secrétaire. — M. J. MOUSSIEGT, Chef de Travaux à la Faculté des Sciences de Grenoble.

GROUPE D'ALGER

Président. — M.A. BLANC-LAPIERRE, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.

Secrétaire. — M. J. SAVORNIN, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.

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

CONSEIL DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

<p>MM. C. BEURTHERET, Ingénieur en Chef à la Cie Française Thomson-Houston.</p> <p>A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef de 2^e Classe, chef de la Division D.E.M. du C.N.E.T.</p> <p>A. FROMAGEOT, Ingénieur en Chef à la Société L.T.T.</p> <p>L. J. LIBOIS, Ingénieur des Télécommunications, Service des Recherches et du Contrôle Techniques des P.T.T.</p> <p>P. LIZON, Directeur du Service Radio de la Société « Le Matériel Téléphonique ».</p> <p>R. PIRON, Ingénieur du Génie Maritime.</p> <p>M. SURDIN, Chef de la Division des Constructions Electriques au Commissariat à l'Energie Atomique.</p> <p>J. THURIN, Ingénieur des Télécommunications.</p> <p>A. BLANC-LAPIERRE, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.</p> <p>L. CAHEN, ancien Ingénieur en Chef des Télécommunications.</p> <p>A. CAZALAS, Ingénieur aux Laboratoires de Télévision et Radar de la Cie pour la fabrication des Compteurs.</p> <p>P. CHAVASSE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.</p>	<p>MM. A. DANZIN, Directeur de la Société « Le Condensateur Céramique ».</p> <p>A. DAUPHIN, Ingénieur Militaire Principal des Télécommunications.</p> <p>J. DOCKES, Ingénieur des Télécommunications, Service des Recherches et du Contrôle Techniques des P.T.T.</p> <p>C. MERCIER, Ingénieur en Chef des Télécommunications.</p> <p>J. BOULIN, Ingénieur des Télécommunications à la Direction des Services Radioélectriques.</p> <p>F. CARBENAY, Ingénieur en Chef au Laboratoire National de Radio-électricité.</p> <p>G. CHEDEVILLE, Ingénieur Général des Télécommunications.</p> <p>R. FREYMANN, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.</p> <p>J. MARIQUE, Secrétaire Général du C.C.R.M. à Bruxelles.</p> <p>F. H. RAYMOND, Directeur de la Société d'Electronique et d'Automatisme.</p> <p>J. L. STEINBERG, Maître de Recherches au C.N.R.S.</p> <p>L. DE VALROGER, Directeur du Département Radar-Hyperfréquences de la Cie Française Thomson-Houston.</p>
---	---

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LE RÉCEPTEUR L.C.T. DE RADAR A ÉLIMINATION DES ÉCHOS SUR OBSTACLES FIXES, par H. TANTER, *Chef de Service au Laboratoire Central de Télécommunications*. Onde Electrique de Février 1954 (pages 97 à 107).

Le récepteur L.C.T. de radar à élimination des échos sur obstacles fixes est un récepteur de radar 10 cm comportant essentiellement des circuits assurant la discrimination entre les échos d'obstacles fixes et mobiles, et des circuits de soustraction dont l'élément de retard est constitué par une ligne à retard à propagation d'ultra-sons dans le mercure.

Deux modèles sont décrits :

Le premier modèle est un équipement simple, le second, un équipement triple pour maître-radar.

Les performances théoriques des radars à élimination d'échos sur obstacles fixes sont indiquées, ainsi que les résultats obtenus en fonctionnement normal.

SUR L'ÉTUDE ET LA RÉALISATION DES CIRCUITS A COÏNCIDENCE — APPLICATIONS A L'ÉTUDE D'UN GÉNÉRATEUR DE « TIMING » POUR MACHINE A CALCULER, par P. NAMIAN, *Ingénieur à la Société d'électronique et d'automatisme*. Onde Electrique de Février 1954 (pages 123 à 127).

Après une rapide introduction sur la réalisation électronique des fonctions booléennes, on examine, du point de vue logique, les régénérateurs à réaction et les circuits générateurs à coïncidence.

Puis l'étude d'un générateur de timing décalés pour machine à calculer digitale montre :

1° la contribution du calcul logique dans la conception de circuits complexes.

2° la simplicité du schéma définitif obtenue par l'utilisation des circuits à coïncidence.

LA MODULATION PAR IMPULSIONS D'UN FAISCEAU IONIQUE, par W. FISHWICK, *Université de Edinbourg*. Onde Electrique de Février 1954 (pages 110 à 118).

L'auteur traite de l'application des techniques du radar à un spectromètre de masse utilisant le principe du « temps de parcours ».

Dans la première partie, il expose les moyens de production des ions dans le spectromètre de masse, puis la production d'impulsions ioniques, par un faisceau modulé en impulsions. Il y expose ensuite l'emploi d'un faisceau électronique modulé et d'un champ modulé, pour arriver à la production d'une modulation en impulsions d'un faisceau monoénergétique continu.

Dans la seconde partie, l'auteur décrit le spectromètre de masse à impulsions appliquant ces principes.

UN NOUVEAU DISPOSITIF BISTABLE A GRANDE VITESSE POUR L'AIGUILLAGE DES IMPULSIONS, par Y. DRUET, *Ingénieur à l'O.N.E.R.A.* Onde Electrique de Février 1954 (pages 130 à 134).

La communication a pour but de donner un aperçu d'une technique de base utilisable en particulier dans les machines à calcul et la commutation électroniques. Le circuit d'Ecclès-Jordan a été spécialement examiné tant du point de vue statique que du point de vue cinématique. Le changement d'état d'approche mathématique délicate, a été étudié expérimentalement, aux fins de déterminer les conditions de réalisation d'un montage stable, rapide et sensible. Un nouveau bistable a été créé, en faisant usage de tubes triode-hexode. Il fonctionne jusqu'à 3,5 MHz, et n'est pas perturbé par les circuits d'utilisation. Ceux-ci peuvent même être des transformateurs d'impulsions, dont le fonctionnement est esquissé. L'ensemble de ces 2 éléments rend la technique très souple. A titre d'exemple, on donne les schémas d'un commutateur et d'un chiffreur décaleur.

QUELQUES EXPÉRIENCES SUR LES DISPOSITIFS A DÉVIATION DE FAISCEAU ET MULTIPLICATEURS ÉLECTRONIQUES POUR IMPULSIONS DE L'ORDRE DE LA MILLIMICROSECONDE, par C.H. VINCENT, *Sanderson Engineering Laboratories, Université d'Edinbourg*. Onde Electrique de Février 1954 (pages 119 à 122).

Un tube expérimental pourvu de deux systèmes de déviation rapide a été construit et utilisé pour repérer des coïncidences entre des impulsions dans les lignes coaxiales avec une précision de l'ordre de la millimicroseconde. Un autre tube comprenant un multiplicateur d'électron a été construit comme un moyen possible pour amplifier des impulsions de l'ordre de la millimicroseconde et pour l'étude des caractéristiques des multiplicateurs d'électrons quand ceux-ci donnent de très courtes impulsions (millimicroseconde).

EXPRESSION ANALYTIQUE DE L'EXPOSANT DE TRANSFERT D'UN CIRCUIT APPELÉ A TRANSMETTRE DES IMPULSIONS, par M. VILLE, *Ingénieur à la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques*. Onde Electrique de Février 1954 (pages 135 à 138).

On suppose que la bande de fréquences effectivement utilisée pour la transmission n'est qu'une partie, limitée à la fréquence f_c , de la bande disponible dans le circuit ; on se propose de développer en série de Fourier, dans cet intervalle partiel, l'exposant de transfert, en choisissant de manière convenable l'origine des temps.

PAPERS SUMMARIES

THEORETICAL AND PRACTICAL ASPECTS OF COINCIDENCE CIRCUITS. APPLICATION TO A TIMING SOURCE FOR A CALCULATING MACHINE by P. NAMIAN, *Ingénieur à la Société d'Electronique et d'Automatisme*. *Onde Electrique* February 1954 (pages 123 to 129).

After a brief introduction dealing with the electronic realisation of Boolean functions, the author examines feedback regenerators and generating circuits of the coincidence type from the logical point of view.

The study of a free running timing generator for a digital computer shows :

1. The value of logical calculation in the design of complex circuits.
2. The simplicity obtained by the use of coincidence circuits.

A HIGH SPEED FLIP-FLOP ARRANGEMENT FOR SWITCHING PULSES by Y. DRUET, *Ingénieur à l'O.N.E.R.A.* *Onde Electronique*, February 1954 (pages 130 to 134).

The object of this article is to describe a basic technique applicable in particular to calculating and electronic switching machines. The "Eccles-Jordan" circuit is specially studied more from the point of view of static rather than dynamic state. The change of state requires intricate mathematics and is dealt with experimentally to the point of determining conditions necessary for realising a stable equipment, fast and sensitive in operation. A new flip-flop has been produced using triode-hexode tubes. It works up to 3.5 Mc/s and is not interfered with by power circuits. These may even be pulse transformers, for which the working is outlined. These two units together provide a very flexible arrangement. As an example, the schematics of a switching arrangement and computer are given.

ANALYTICAL EXPRESSION OF TRANSFER CONSTANT OF A CIRCUIT FOR PULSE TRANSMISSION by M. VILLE, *Ingénieur à la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques*. *Onde Electrique*, February 1954 (Pages 135 to 138).

It is assumed that the band of frequencies effectively used for the transmission, limited to the frequency f_0 , is only a part of the band available in the circuit. It is proposed to develop the transfer characteristic as a Fourier series in this partial interval by choosing a convenient time origin.

RADAR RECEIVER LCT FOR THE ELIMINATION OF ECHOES FROM FIXED OBSTACLES by H. TANTER, *Chef de Service au Laboratoire Central de Télécommunications*. *Onde Electriques* February 1954 (pages. 99 et 103).

The LCT radar receiver for the elimination of echoes from fixed obstacles works on 10 cms. and includes circuits for discriminating between echoes from fixed and moving obstacles, and subtraction circuits whose delay element comprises an ultrasonic delay path in mercury.

Two types are described :

The first is a simple equipment and the second a triple equipment for master radar.

The theoretical performance of radar equipments, which eliminates echoes from fixed obstacles, is shown as well as the results obtained in practice.

PULSE MODULATION OF THE ION BEAM, by W. FISHWICK, *University of Edinburgh*. *Onde Electrique* February 1954 (pages 110 to 118).

The author discusses the application of radar techniques to a mass spectrometer involving the concept of "transit time".

In the first part of the paper, a description is given of the methods used for generation of ions in the mass spectrometer, and of the production of ion pulses by the means of a pulse modulated beam. The use of a modulated field is then accounted for, and pulse modulation of a continuous monoenergetic beam is considered.

The second part of the paper describes the pulse mass spectrometer designed according to these principles.

SOME EXPERIMENTS ON DEFLECTED BEAM DEVICES AND ELECTRON MULTIPLIERS FOR MILLIMICROSECOND PULSE WORK by C.H. VINCENT, *Sanderson Engineering Laboratories, University of Edinburgh*. *Onde Electrique*, February 1954 (pages 119 to 122).

An experimental tube with two fast deflector systems has been built and used to indicate coincidences between pulses in coaxial lines with millimicrosecond accuracy. Another tube incorporating an electron multiplier is being constructed as a possible means of amplifying millimicrosecond pulses and for the purpose of studying the characteristics of electron multipliers when delivering large current pulses of millimicrosecond duration.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (Suite)

IMPULSIONS DE GAUSS par J. P. VASSEUR, *Ingénieur E.C.P. Docteur es-Sciences. Direction Technique de la S.F.R. Onde Electrique de Février 1954 (pages 139 à 142).*

Un filtre très simple à résistances-capacité permet de transformer une impulsion très fine en une impulsion aussi voisine que l'on veut d'une impulsion de Gauss. L'équivalent passe bande de ce filtre est constitué par un amplificateur à circuits accordés simples tous alignés sur la même fréquence.

Une méthode simple permet de déterminer la distorsion d'une impulsion de Gauss dans le cas de la transmission en modulation de fréquence au moyen de dispositifs imparfaits. On doit augmenter légèrement la largeur de bande de la liaison pour éviter la diaphonie entre impulsions successives introduite par cette distorsion.

L'emploi des impulsions de Gauss semble particulièrement désirable pour les liaisons multiplex à modulation par impulsions.

APPAREILLAGE DE MESURE DU TRAINAGE D'UN SIGNAL BREF par J. BENDAYAN, *Ingénieur aux Câbles de Lyon. Onde Electrique de Février 1954 (pages 153 à 162).*

La présente étude a pour but de décrire un appareillage permettant d'obtenir directement, sur un écran d'oscillographe, la courbe de traînage d'une ligne de transmission.

On distingue deux types d'appareils : l'un concernant les lignes courtes, de longueur inférieure à 500 mètres environ, l'autre relatif à des lignes longues, constituées par un ou plusieurs tronçons d'amplification ayant chacun plusieurs kilomètres de long.

Des courbes de traînage, relevées sur les circuits longs ou courts, sont communiquées à titre d'exemple, avec des valeurs numériques correspondantes : amplitude et énergie de traînage relatifs.

L'appareillage décrit permettra, par l'étude directe des courbes de traînage, d'améliorer la qualité des circuits en vue d'obtenir de très bonnes transmissions de télévisions par câble.

PROPAGATION D'UNE IMPULSION SUR UN GUIDE D'ONDE par M. COTTE, *Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Poitiers. Onde Electrique de Février 1954 (pages 143 à 146).*

L'auteur rappelle les formules qu'il a antérieurement publiées sur la propagation d'une perturbation dans un guide d'onde parfaitement conducteur, puis étudie la forme du front d'onde d'une impulsion dans un guide dont la paroi a une conductivité finie. Deux cas sont alors à distinguer :

Le cas des ondes H_{0n} où le front d'onde reproduit très approximativement l'impulsion avec un retard proportionnel à la distance parcourue.

Le cas des ondes E_{mn} ou H_{pn} ($p > 0$), où l'impulsion subit en outre un étalement croissant comme le carré de la distance, selon une loi tout à fait analogue à la propagation de la tension dans un câble concentrique. Il est remarquable que cet étalement soit le même pour toutes les ondes E_{mn} .

Nos résultats pourront servir à expliquer certaines formes d'atmosphériques.

En annexe, l'auteur montre comment, dans le cas d'un groupe d'ondes se propageant dans un guide parfaitement conducteur, un calcul basé sur la réponse à l'impulsion unitaire rejoint les résultats de l'analyse harmonique.

DÉVELOPPEMENTS NOUVEAUX DE LA TECHNIQUE DES IMPULSIONS POUR L'EXAMEN DES CÂBLES par J. OUDIN, *Ingénieur aux Câbles de Lyon. Onde Electrique de Février 1954 (pages 163 à 169).*

L'auteur indique d'abord que l'analyse impulsionnelle des câbles dérive de la technique du radar. Il souligne toutefois les particularités du problème posé au point de vue propagation, emploi, nature du signal et vitesse informationnelle requise.

L'échomètre conventionnel peut être amélioré en employant un type d'amplification poussée et adéquate (correcteur amplitude — phase). Une amplification poussée procure néanmoins un bénéfice, limité dans le cas d'une détection sur tube cathodique, par les propriétés physiologiques de l'œil (loi de Weber Fechner).

Pour pousser au-delà de cette limite au point de vue des performances de finesse de l'analyse et de portée, il faut faire appel à un filtrage d'un type nouveau permettant de gagner dans le rapport signal

bruit. Ce type de filtrage pose sur des considérations cybernétiques

simples fondées sur la nature périodique du signal et sur la nature aléatoire du bruit. Le filtre est réalisé en faisant appel à une technique temporelle de commutation et équivaut, au point de vue fréquentiel, à un filtre « en peigne » à bandes multiples. Après des essais qui montrent que le signal utile est à la fois fidèlement reproduit et débarrassé de bruit, ce type de filtrage permet le contrôle de grandes longueurs de câble et permet également, grâce au dispositif commode de mémoire réalisé par l'enregistrement mécanique du signal, la comparaison des états antérieur et actuel du câble (détection) des défauts des câbles et, en particulier, des câbles sous-marins.

Ce type de filtrage non conventionnel a d'ailleurs une portée plus générale et peut s'appliquer à tout signal périodique noyé dans le bruit

RÉDUCTION DE LA DÉFORMATION DES IMPULSIONS TRANSMISES PAR UNE LIGNE COAXIALE PARFAITEMENT HOMOGENE PAR TRANSPOSITION DE FRÉQUENCE par R. CAZENAVE, *Ingénieur à la Société L.T.T. Onde Electrique de Février 1954 (pages 147 à 152).*

La distorsion en amplitude et en phase qu'introduit la transmission d'impulsions par une ligne coaxiale doit être réduite le plus possible à la réception.

Pour atteindre ce résultat, l'exemple idéal de la solution de l'équation des télégraphistes, réponse à un signal donné d'une ligne sans effet pelliculaire, conduit à une transposition de fréquence par arrêt des basses fréquences spectrales à l'entrée de la ligne au moyen d'un filtre passe-haut et par regroupement en phase à l'arrivée des fréquences transmises opéré au moyen d'un correcteur de phase.

L'effet ainsi obtenu sur la réponse primitive est étudié dans le cas de l'impulsion-unité prise comme signal d'entrée, et numériquement précisé pour une transmission sur 9 km de câble coaxial 2,6/9,4, avec les courbes de réponse correspondant aux quatre cas qui se présentent.

SUR LES PERTES DANS LES LIGNES A FILS PARALLELES par J. ARSAC, P. ANDRÉ, R. ZACCAÏ, *Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure. Onde Electrique de février 1954 (pages 170 à 177).*

La plupart des mesures radioastronomiques nécessitent l'utilisation de pinceaux hertziens extrêmement fins (moins de vingt minutes d'angle, par exemple) donc des antennes de dimensions considérables qu'il faut relier par des lignes de transmission. Dans la gamme des fréquences intéressantes (quelques mètres à quelques décimètres de longueur d'onde), les lignes à fils parallèles, ou lignes de Lecher, constituent une solution commode et bon marché. On étudie par le calcul, en fonction de la fréquence, du diamètre des fils et de l'impédance caractéristique, les pertes totales d'une telle ligne longue de 500 longueurs d'onde (pertes ohmiques et pertes par rayonnement). Pour chaque fréquence, il existe des proportions optima pour lesquelles les pertes sont minima.

PAPERS SUMMARIES (Continued)

APPARATUS FOR MEASURING THE ELONGATION OF A SHORT SIGNAL by J. BENDAYAN, *Ingénieur aux Câbles de Lyon*. *Onde Electrique*, February 1954 (pages 153 to 162).

The object of this article is to describe apparatus which gives a direct display on the screen of an oscilloscope of the pulse elongation, due to a transmission line.

Two types of apparatus are defined; one describing short lines of less than about 500 metres in length, the other referring to long lines consisting of several repeater sections each several kilometres long.

Curves obtained on long and short lines are given by way of example, together with the corresponding numerical values of relative amplitude and energy.

The apparatus described by direct assessment of the curves, enables the quality of circuits to be improved so as to obtain optimum television transmission over cables.

NEW DEVELOPMENTS IN IMPULSE TECHNIQUE FOR CABLE TESTING by J. OUDIN, *Ingénieur aux Câbles de Lyon*. *Onde Electrique*, February 1954 (pages 163 to 169).

The author first shows that impulse testing of cables derives from radar technique. He emphasises, however, the special features of the problem from the points of view of propagation, method of use, nature of signal, and the rate at which information is required.

The conventional echo-meter can be improved by the use of very high gain, with amplitude and phase equalisation. The improvements thus achieved are limited, when a cathode ray tube is used for detection, by the physiological characteristics of the eye (Weber Fechner law).

In order to overcome this limitation and to achieve greater range and greater analytical refinement, it is necessary to resort to a new type of filtering which allows the signal-to-noise ratio to be improved. This type of filtering is based on simple cybernetic considerations taking advantage of the periodic nature of the signal and the random nature of the noise. The filter uses the method of time switching, and is equivalent from the frequency standpoint to a "comb" filter with multiple bands. Tests show that the useful signal is faithfully reproduced and freed from noise, and the method is applicable to long lengths of cable. The convenient memory system, which records the signal mechanically, allows the comparison of previous and actual conditions of a cable; this is useful in fault detection, particularly in connection with submarine cables.

This unconventional method of filtering has a more general application, and applies to any periodic signal which is submerged in noise.

NOTE ON LOSSES IN PARALLEL WIRE LINES by J. ARSAC, P. ANDRÉ, R. ZACCAÏ, *Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure*. *Onde Electrique*, Février 1954 (pages 170 to 177).

Most measurements in radio astronomy require the use of very narrow beams (less than twenty minutes of arc for example), and hence of antennae of considerable dimensions which must be connected by transmission lines.

In the range of frequencies of interest (wavelengths of a few metres of decimetres), parallel wire lines, or lecher wires, provide a convenient and cheap solution. The total losses (ohmic and radiation losses) for a line of 500 wavelengths long, are deduced in terms of frequency, conductor diameter, and the characteristic impedance. For each frequency there are optimum proportions for minimum loss.

GAUSSIAN PULSE WAVEFORMS by J. P. VASSEUR, *Ingénieur E. C. P. Docteur ès Sciences. Direction Technique de la S.F.R.* *Onde Electrique*, February 1954 (pages 139 to 142).

A simple filter transforms a very sharp pulse to one with Gaussian frequency distribution to as close an approximation as is desired. The equivalent pass band of this filter is obtained with an amplifier with simple tuned circuits all aligned to the same frequency.

A simple method permits the measurement of the distortion of a Gaussian waveform in the case of F. M. transmission over a distorting system. It is necessary to slightly increase the bandwidth of the system to avoid crosstalk between successive pulses introduced by this distortion.

The use of Gaussian waveforms seems particularly desirable for pulse modulation multiplex systems.

PROPAGATION OF A PULSE BY A WAVE GUIDE by M. COTTE, *Professeur à la Faculté des Sciences de l'Université de Poitiers*. *Onde Electrique*, February 1954 (pages 143 to 146).

The author recalls previously published formulae on the propagation of disturbances along a perfectly conducting waveguide, and then goes on to consider the form of wave front of a pulse in a waveguide whose walls have finite conductivity. Two cases are dealt with.

First the case of H_{0n} waves where the wave front corresponds approximately to a pulse delayed in proportion to the distance travelled.

Secondly, the case of E_{mn} or H_{pn} ($p > 0$) further suffers a dispersion proportional to the square of the distance, according to a law analogous to that of the propagation of a potential along a concentric cable. It is notable that this dispersion is the same for all E_{mn} waves.

REDUCTION IN THE DISTORTION OF PULSES TRANSMITTED A HOMOGENEOUS COAXIAL LINE BY FREQUENCY TRANSPOSITION by R. CAZENAVE, *Ingénieur à la Société L. T. T.* *Onde Electrique*, February 1954 (pages 147 to 152).

Amplitude and phase distortion must be made as small as possible at the reception point on coaxial lines for pulse transmission.

Consideration of the response to a given signal of a line without skin-effect, which is the ideal example of the solution of the telegraph equation, suggests a frequency transposition in order to attain the desired result. This is achieved, for the low frequency components, by means of a high pass filter at the sending end. The transmitted frequencies are then regrouped, with respect to phase, by a phase-shift network at the receiving end.

The results so obtained on fundamental response are applied to an input signal consisting of a unit pulse, and numerical examples worked out for the transmission over 9 kms. of 2.6/9.4 coaxial cable, response curves being given for the four cases which arise.

LE RÉCEPTEUR L.C.T. DE RADAR

A ÉLIMINATION DES ÉCHOS SUR OBSTACLES FIXES

PAR

Hervé TANTER

*Chef de Service
au Laboratoire Central de Télécommunications*

1° INTRODUCTION.

La surveillance et le contrôle de la circulation aérienne aux alentours des aérodromes, la détection à grande distance des engins volants ennemis, l'organisation de la riposte de la chasse amie, comptent parmi les applications les plus importantes du radar.

Les radars de surveillance fonctionnent en général sur une longueur d'onde de 10 cm avec une fréquence de répétition des impulsions comprise entre 300 et 2 000 c/s. Les aériens utilisés permettent d'obtenir des faisceaux de rayonnement dont la largeur dans le plan horizontal est comprise entre 0,8 degré et 3 degrés. Ces aériens tournent avec des vitesses de rotation comprises entre 2 et 30 tours/minute.

Les radars de surveillance actuellement en service sont encore le plus souvent des radars ordinaires munis d'indicateurs panoramiques qui ont l'inconvénient de présenter à l'opérateur non seulement les échos des avions en vol qui, seuls, l'intéressent, mais aussi les échos des divers obstacles terrestres : arbres, constructions, collines, montagnes, etc...

Lorsqu'un avion survole l'un de ces obstacles, son écho propre est perdu dans l'écho indésirable et l'efficacité du radar est ainsi grandement diminuée.

On conçoit donc l'intérêt qu'il y a à éliminer de l'indicateur les échos provenant des objets immobiles. Comme les avions se déplacent, on a cherché à modifier les radars ordinaires de façon à ne les rendre sensibles qu'aux échos provenant des objets mobiles. Le radar est dit alors « à élimination des échos sur obstacles fixes ».

La nécessité de réaliser de tels radars est apparue depuis longtemps.

Nous avons plaisir à rappeler que, dès 1940, le Laboratoire Central de Télécommunications s'est intéressé au problème. Monsieur BUSIGNIES, alors Chef de Service au Laboratoire, se rendait aux Etats-Unis au début de 1941, et l'Office des Brevets des

Etats-Unis lui accordait, en date du 5 mars 1941, un brevet, dans lequel les principes de base des radars à impulsions à élimination des échos sur obstacles fixes étaient parfaitement définis.

Le brevet de Monsieur BUSIGNIES fut déposé à la fin de 1940 à Lyon, puis retiré le 11 novembre 1942 lors de l'entrée des troupes allemandes en zone non occupée. Il fut enfin déposé à Paris le 4 avril 1946.

2° LES PRINCIPES DE L'ÉLIMINATION DES ÉCHOS SUR OBSTACLES FIXES.

La discrimination entre les échos d'obstacles fixes ou mobiles peut être effectuée en mettant en évidence l'effet Doppler-Fizeau dont sont affectés les échos provenant d'obstacles mobiles.

L'un des aspects de ce phénomène est le suivant : si une source de rayonnement émet une onde de fréquence fixe qui se réfléchit sur un obstacle électromagnétique, l'onde réfléchie reçue a la même fréquence que l'onde émise si l'obstacle est fixe. Elle subit par contre une variation de fréquence si l'obstacle s'approche ou s'éloigne de la source,

Ce phénomène peut, en principe, être utilisé dans les radars en comparant, à la réception, l'onde réfléchie à l'onde émise, et en éliminant les signaux réfléchis qui n'ont pas subi de variations de fréquence.

Monsieur l'Ingénieur en Chef DAVID avait proposé cette méthode, dès 1928, pour les barrages électromagnétiques. Cette même méthode est également utilisée dans les radars continus qui ne sont sensibles qu'aux obstacles mobiles.

L'utilisation du phénomène dans les radars à impulsions est plus délicate.

En effet, l'émetteur est arrêté lorsque l'écho revient, et, d'autre part, le glissement de fréquence produit par l'effet Doppler ou « Fréquence Doppler » est une très faible fraction de la fréquence émise.

La fréquence Doppler f_D a pour valeur $\frac{2 v_r}{\lambda}$, v_r étant la vitesse radiale de l'obstacle et λ la longueur d'onde de l'onde émise. Elle est égale à 2 000 c/s pour un avion se dirigeant, à 360 km/heure ou

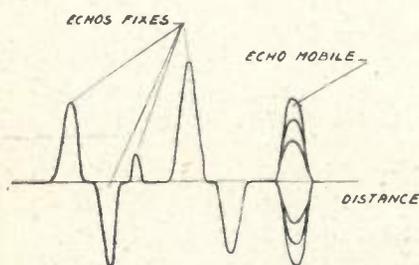
(1) Communication présentée le 28 novembre 1953, à la Société des Radio Electriciens.

100 m/s, vers un radar fonctionnant sur une longueur d'onde de 10 cm.

Une comparaison de fréquence entre l'onde émise et l'écho reçu nécessiterait d'engendrer dans le récepteur un signal local conservant jusqu'au retour des échos les plus lointains les caractéristiques de l'onde émise et pour que cette comparaison ait un sens, il serait nécessaire que la fréquence d'émission soit définie et stabilisée avec une précision relative meilleure que le dix millionième, ce qui n'est pas le cas pour les radars à impulsions ordinaires.

La difficulté peut être tournée en ramenant la comparaison des fréquences à une comparaison des phases. En effet, on peut considérer que l'onde réfléchi par l'obstacle mobile a la même fréquence que l'onde émise, mais que, d'un sondage au suivant, sa phase glisse par rapport à celle de l'onde émise, à une vitesse correspondant à la pulsation Doppler. Cela peut s'exprimer plus simplement de la façon suivante : la différence de phase entre l'écho reçu et l'impulsion émise est fonction du temps de trajet aller et retour de l'écho, c'est-à-dire de la distance de l'obstacle. Pour un obstacle fixe, cette différence de phase est constante d'un sondage au suivant, alors que pour un obstacle mobile elle varie d'un sondage au suivant.

Pour pouvoir effectuer cette comparaison des phases entre l'onde émise et les signaux réfléchis, il est nécessaire d'engendrer localement dans le récepteur un signal local qui conserve, après chaque sondage, et pendant toute la durée du retour des échos, la mémoire de la phase de l'onde émise.



[FIG. 1. — Aspect des échos à la sortie d'un radar cohérent.

La comparaison des phases s'effectue dans un dispositif qui transforme les relations de phase en relations d'amplitude. Si, après détection, on observe les signaux obtenus sur un indicateur cathodique du type A (amplitude-distance), on voit que les obstacles fixes apparaissent sous forme d'échos d'amplitude constante d'un sondage au suivant cette amplitude pouvant être positive ou négative, suivant la phase de l'écho par rapport à l'onde émise. Les obstacles mobiles, par contre, dont la phase, par rapport à l'onde émise, varie d'un sondage au suivant, apparaissent sous forme d'échos dont l'amplitude fluctuera, en plus et en moins, à la fréquence Doppler.

Il est convenu d'appeler cette fluctuation « Effet Papillon ». (Figure 1).

Il est donc possible de distinguer instantanément des obstacles fixes, les objectifs animés d'une certaine vitesse radiale par rapport à la station.

Un radar qui remplit les conditions qui viennent d'être indiquées est un « radar cohérent ».

La discrimination entre les échos des obstacles fixes et mobiles étant effectuée, il reste à éliminer les échos des obstacles fixes de façon à ne faire apparaître sur l'indicateur panoramique que les échos provenant des obstacles mobiles.

Pour ce faire, il suffit de soustraire les trains d'échos provenant de deux sondages successifs et prélevés à la sortie du récepteur de radar cohérent.

Les échos provenant des obstacles fixes, ayant une amplitude constante d'un sondage au suivant, sont éliminés. Par contre, les échos provenant des obstacles mobiles, ayant une amplitude fluctuante d'un sondage au suivant, laissent subsister des signaux fluctuant eux-mêmes à la fréquence Doppler.

Pour réaliser cette soustraction, il est nécessaire de retarder l'un des trains d'échos d'un temps rigoureusement égal à l'intervalle de temps qui sépare deux sondages successifs, et, pour effectuer cette opération, il est nécessaire de disposer d'un élément de retard ou de mémoire dont les qualités principales doivent être les suivantes :

- l'élément de retard doit permettre la reproduction avec une grande fidélité des signaux qui lui sont appliqués. Cela veut dire qu'il doit présenter une bande passante intrinsèque suffisamment grande.

- la caractéristique d'ensemble de transmission dans l'élément de retard doit être linéaire de façon à sauvegarder la visibilité des échos d'obstacles mobiles de faible amplitude aussi bien dans les zones d'échos fixes qu'en dehors de ces zones.

- l'élément de retard et ses circuits d'utilisation ne doivent pas introduire de bruit ou de signaux parasites.

Les retards à obtenir pouvant être importants et atteindre par exemple plusieurs millisecondes, l'élément de retard peut être constitué par une ligne de retard à propagation d'ultra-sons dans un milieu convenable. De tels dispositifs sont effectivement les plus généralement employés dans les radars à élimination d'échos sur obstacles fixes actuellement en service du fait que leur technique est connue et parfaitement au point et qu'ils remplissent aisément les conditions qui ont été indiquées pour l'élément de retard.

3° LE RÉCEPTEUR LCT DE RADAR A ÉLIMINATION DES ÉCHOS SUR OBSTACLES FIXES.

Les principes de base des radars à élimination des échos sur obstacles fixes ayant été définis par Monsieur BUSIGNIES dès 1940, le Laboratoire Central de Télécommunications a entrepris, sous l'occupation, l'étude des éléments essentiels de tels radars. En particulier, des lignes à retard à ultra-sons utilisant un mélange d'eau et d'alcool comme milieu de propagation ont été mises au point par MM. BIQUART et AHIER. Le compte rendu de leurs

travaux a fait l'objet d'un article dans les Cahiers de Physique d'août 1943.

Interrompus en 1944, les travaux ont été repris en 1946 pour le compte du Centre National d'Etudes des Télécommunications avec l'appui de la Direction Centrale des Constructions et Armes Navales.

Les études effectuées de 1946 à 1948 ont conduit en 1949 le Service Technique des Télécommunica-

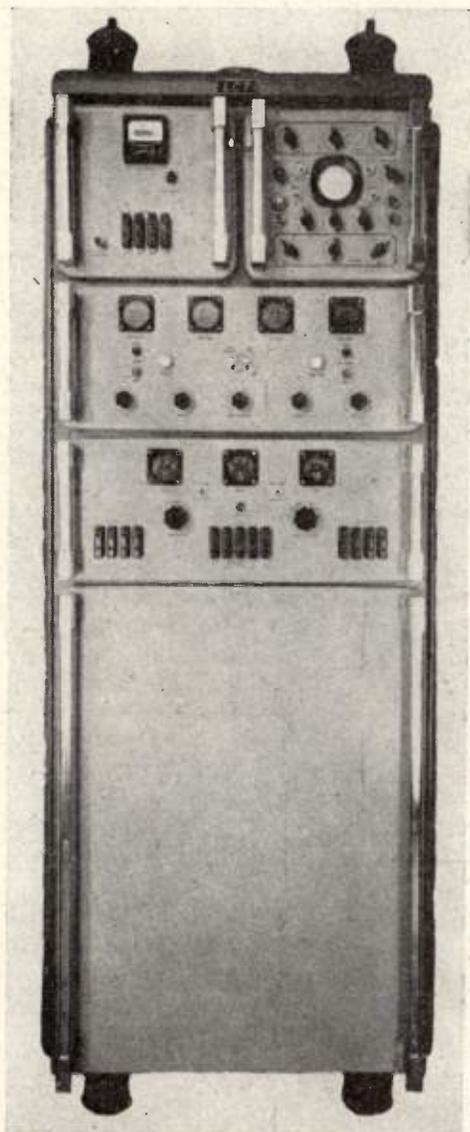


FIG. 2. — Equipement EEF simple pour radars mobiles.

tions de l'Air à demander au Laboratoire Central de Télécommunications de réaliser un récepteur de radar 10 cm à élimination des échos sur obstacles fixes destiné à un radar de veille éloignée construit par la Compagnie Générale de T.S.F.

Le premier modèle réalisé a été reçu en usine en juillet 1951.

Livré à l'Administration, ce matériel a subi de nombreux essais d'exploitation sur divers terrains militaires.

D'autres équipements ont été livrés à des pays étrangers.

Deux types de matériel sont actuellement construits en série pour ces derniers :

un matériel « simple » destiné aux radars mobiles,
un matériel « triple » destiné aux maîtres-radars installés à poste fixe.

Le premier modèle livré à l'Administration française est contenu dans une baie (figure 2) dont les dimensions sont les suivantes :

- hauteur 1,70 m
- largeur 0,66 m
- profondeur 0,50 m

Cette baie comporte plusieurs tiroirs :

— en haut à droite, le tiroir de l'oscilloscope de contrôle,

— en haut à gauche, le tiroir des contacteurs et des alimentations filament et 24 Volts,

— deux tiroirs contenant chacun deux alimentations stabilisées + 120 Volts ou + 250 Volts 200 mA, et - 150 Volts 10 mA, et les châssis du récepteur de radar cohérent.

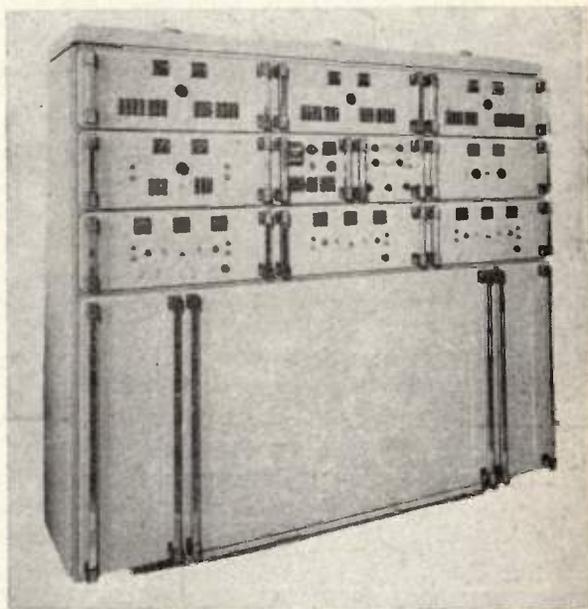


FIG. 3. — Equipement EEF triple pour maîtres-radars.

La face avant du premier tiroir constitue le panneau de commande et celle du deuxième tiroir le panneau de contrôle.

— dans le bas de la baie, sont disposés les lignes à retard et les circuits qui leur sont associés.

Ces lignes sont au nombre de deux, comme il sera expliqué plus loin, l'une des lignes dite « ligne principale » constituant l'élément de retard du dispositif d'élimination, l'autre dite « ligne pilote », servant à définir la fréquence de répétition des impulsions du radar.

L'équipement triple destiné aux maîtres-radars comporte trois récepteurs et une centrale de synchronisation.

Cet équipement est contenu dans une baie (figure

3) démontable en deux parties, dont les dimensions sont les suivantes :

- hauteur 1,70 m
- largeur 2 m
- profondeur 0,50 m

Dans la partie supérieure de la baie, sont disposés :

- trois tiroirs d'alimentations,
- trois tiroirs de récepteurs radar cohérent,
- un tiroir de synchronisation,
- un tiroir de distribution des signaux de synchronisation,
- le tiroir « secteur » (contacteurs, compteur horaire, alimentations de télécommande, etc...),
- le tiroir de l'oscilloscope de contrôle.

Dans la partie inférieure de la baie, sont disposées les lignes à retard au nombre de quatre, à savoir : trois lignes principales et une ligne pilote, et les circuits qui leur sont associés (figure 4).

3.1. Le récepteur de radar cohérent.

Pour engendrer l'onde de référence nécessaire à la comparaison des phases, on procède de la façon suivante :

A chaque sondage, on prélève dans l'émetteur du radar, une fraction de l'énergie émise par le magnétron.

On dispose ainsi d'une impulsion appelée « impulsion haute fréquence d'asservissement ».

Sur cette impulsion, on effectue dans un mélangeur auxiliaire de la tête HF du radar, le même changement de fréquence que sur les signaux qui parviennent au récepteur, au moyen de l'onde fournie par l'oscillateur local qui alimente le mélangeur principal.

On dispose ainsi à la sortie du mélangeur, d'une impulsion moyenne fréquence dite « impulsion moyenne fréquence d'asservissement ».

Sous réserve que l'oscillateur local de changement de fréquence soit particulièrement stable, les rela-

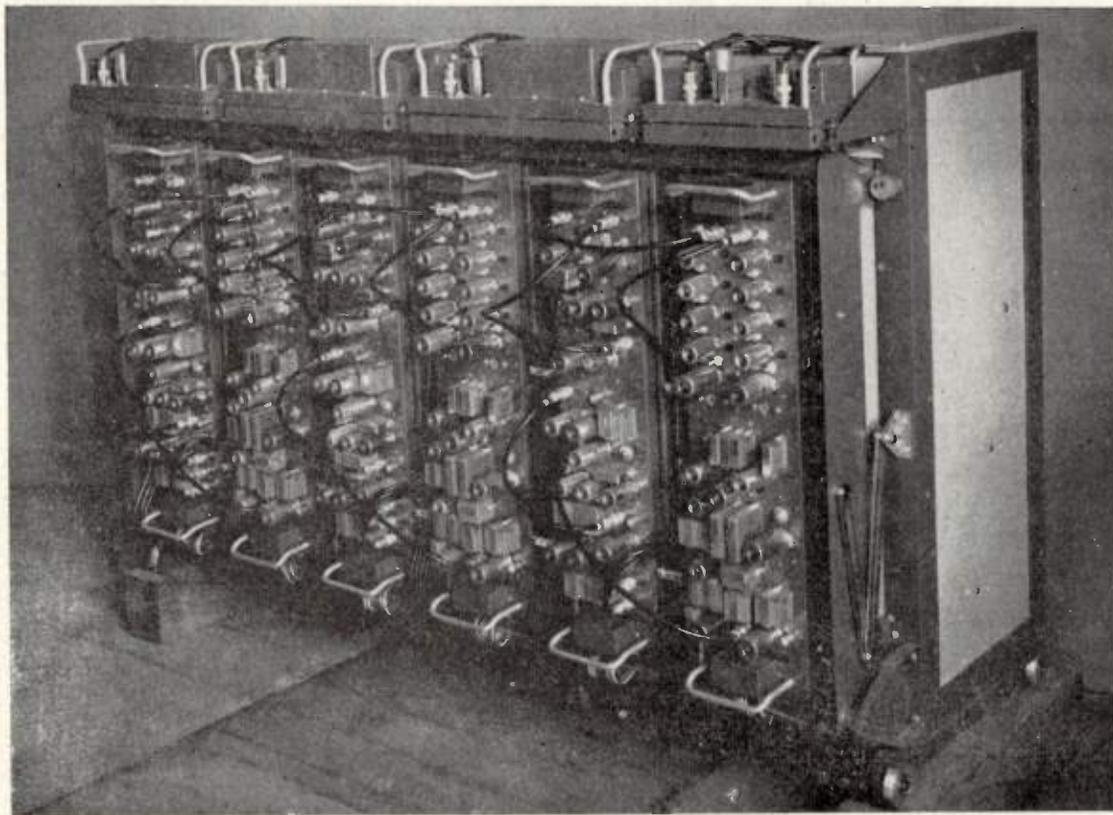


Fig. 4. — Equipement ERF triple. Lignes à retard et circuits associés.

Les éléments constitutifs d'un récepteur élémentaire de radar à élimination des échos sur obstacles fixes sont représentés sur le diagramme général de la figure 5.

Le récepteur comporte trois parties principales :

- le récepteur de radar cohérent ;
- le dispositif d'élimination des échos sur obstacles fixes ;
- les circuits de synchronisation.

tions de phase entre cette impulsion moyenne fréquence d'asservissement et les signaux d'échos moyenne fréquence, sont les mêmes que celles qui existent entre l'impulsion haute fréquence émise et les signaux d'échos haute fréquence à l'entrée du récepteur.

Le récepteur L.C.T. reçoit du radar les signaux suivants :

- l'impulsion moyenne fréquence d'asservissement ;

— les signaux d'échos moyenne fréquence à faible niveau.

Dans le récepteur, les signaux d'échos sont envoyés dans un amplificateur moyenne fréquence et

moyenne fréquence, de sorte que le détecteur de phase fournit des signaux video fréquence dont la fluctuation d'amplitude est proportionnelle à la fluctuation de phase moyenne fréquence des échos.

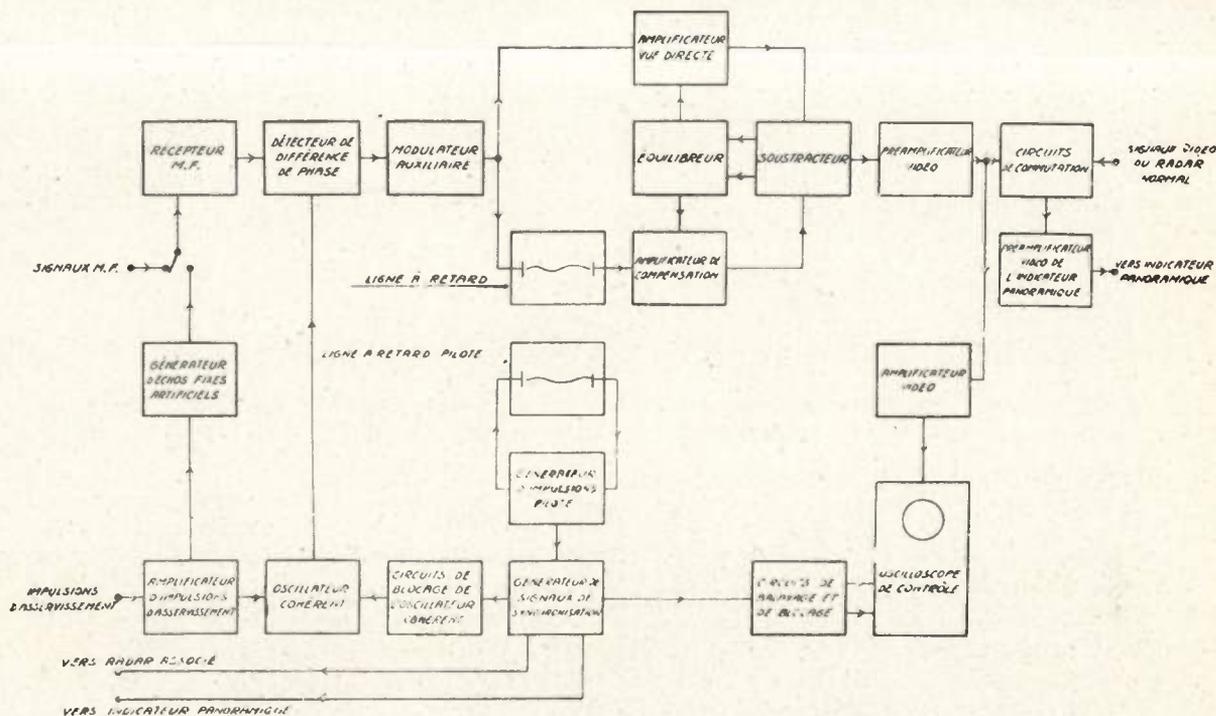


Fig. 5. — Diagramme général d'un récepteur de radar à élimination d'échos sur obstacles fixes

l'impulsion d'asservissement après amplification, est injectée dans le circuit oscillant d'un oscillateur dit « oscillateur cohérent », fonctionnant à la moyenne fréquence du récepteur qui, dans le cas actuel, est de 30 Mc/s.

Cet oscillateur, préalablement bloqué, est débloquent au moment de l'arrivée de l'impulsion. L'oscillateur démarre alors avec la phase imposée par l'impulsion d'asservissement. En effet, un oscillateur normal démarre avec une phase quelconque, sous l'influence des fluctuations thermiques qui ont leur siège dans le circuit oscillant. Il suffit qu'au moment du démarrage de l'oscillateur, il existe dans son circuit un signal provoqué par l'impulsion d'asservissement et dont l'amplitude soit supérieure à celle du bruit du circuit, pour que cet oscillateur démarre avec la phase de l'impulsion d'asservissement. L'oscillateur oscille ensuite librement, fournissant une onde appelée « onde de référence ». Il est ensuite nécessaire de bloquer l'oscillateur quelques dizaines de microsecondes avant l'arrivée d'une seconde impulsion pour lui faire perdre la mémoire de la phase de l'impulsion précédente. L'oscillateur se recalera ensuite automatiquement sur la phase de l'impulsion nouvelle. On dit que l'oscillateur est asservi en phase, à chaque impulsion, à l'onde émise.

L'amplificateur moyenne fréquence des signaux d'échos est un amplificateur à limitation d'amplitude, suivi d'un détecteur de différence de phase. La limitation d'amplitude a pour objet d'éliminer les fluctuations d'amplitude des signaux d'échos

Les signaux d'échos video fréquence issus du détecteur de différence de phase sont ensuite envoyés aux circuits d'élimination des échos sur obstacles fixes.

3.2. Les circuits d'élimination des échos sur obstacles fixes.

L'élément essentiel de ces circuits est la ligne à retard principale.

Dans les lignes à retard ultra-sonores, on transforme les oscillations électriques correspondant aux signaux à retarder en oscillations ultra-sonores à l'aide d'un cristal de quartz émetteur. Les oscillations se propagent dans un milieu de propagation déterminé principalement en raison de la faible atténuation apportée à la propagation des ultrasons. Les oscillations ultra-sonores retardées sont ensuite transformées en oscillations électriques par un cristal de quartz récepteur résonnant sur la même fréquence que le cristal émetteur. Le milieu de propagation peut être un liquide ou un solide. Dans le cas actuel, le mercure a été choisi comme milieu de propagation. Il présente l'avantage, d'une part, étant donné sa haute impédance acoustique qui est de l'ordre de celle du quartz, d'amortir considérablement les cristaux de quartz, ce qui permet d'obtenir les grandes bandes passantes nécessaires pour la transmission sans déformation des impulsions brèves et, d'autre part, d'introduire une atté-

nuation de propagation très faible. Celle-ci est de l'ordre de 4,4 décibels par mètre à 10 Mc/s et est proportionnelle au carré de la fréquence.

Pour des quartz ayant une fréquence de résonance donnée, la bande passante acoustique est de l'ordre de la moitié de cette fréquence. Cependant, la transmission est nulle pour la fréquence zéro, ce qui peut conduire à des déformations des signaux video fréquence, si ceux-ci sont appliqués directement à la ligne.

Pour tirer profit de la grande bande passante intrinsèque de la ligne, on module en amplitude une onde porteuse auxiliaire par les signaux d'échos video fréquence, et cette onde modulée est appliquée au quartz émetteur qui résonne à la fréquence porteuse de cette onde.

Dans le cas actuel, cette onde porteuse a une fréquence de 11 Mc/s.

Les signaux retardés sont ensuite détectés.

Etant donné les conditions d'utilisation de la ligne à retard, les circuits d'élimination comprennent les éléments suivants :

- un modulateur auxiliaire dans lequel s'effectue la modulation de l'onde porteuse à 11 Mc/s par les signaux video fréquence issus du détecteur de phase.

- une « voie retardée » et une « voie directe » dans lesquelles l'onde porteuse auxiliaire est envoyée simultanément.

- un circuit de soustraction des signaux video fréquence transmis dans les deux voies précédentes.

- un circuit équilibreur des gains des voies directe et retardée.

- un amplificateur video fréquence des signaux bipolaires issus du circuit de soustraction suivi d'un circuit redresseur des deux alternances, de façon à envoyer à l'indicateur des signaux monopolaires, et un circuit limiteur d'amplitude de ces signaux.

Le modulateur auxiliaire comporte un oscillateur à 11 Mc/s piloté par quartz suivi d'un étage de modulation symétrique et d'un amplificateur à large bande centré sur 11 Mc/s.

Cet amplificateur attaque d'une part, le cristal émetteur de la ligne à retard, et, d'autre part, l'amplificateur de la voie directe par l'intermédiaire d'une cellule d'atténuation.

La ligne à retard est suivie d'un amplificateur de compensation de l'atténuation globale apportée par la ligne à retard, atténuation due au rendement imparfait des transformateurs électro-mécaniques des cellules d'extrémité et à l'atténuation de propagation des ultra-sons dans le mercure. La bande passante globale de la voie retardée est définie par celle de cet amplificateur. Toutefois, l'atténuation de propagation des ultra-sons dans le mercure étant proportionnelle, d'une part à la longueur de la ligne, et, d'autre part, au carré de la fréquence, il est nécessaire d'introduire dans l'amplificateur, pour obtenir une courbe de réponse régulière, des circuits de correction destinés à accroître l'amplification des fréquences élevées de la bande.

L'ensemble de la voie retardée a un gain voisin de l'unité et l'amplificateur de voie directe égale-

ment. Ce dernier amplificateur a pour objet de donner à la voie directe la même courbe de transmission que la voie retardée, de façon que les signaux subissent éventuellement des déformations identiques dans les deux voies.

Le gain de cet amplificateur est amené à être voisin de l'unité par l'introduction de cellules d'atténuation entre les étages.

Chacun des amplificateurs est suivi d'un circuit de détection fournissant des signaux de polarité opposée, la soustraction de ces signaux s'effectuant sur une résistance commune aux deux circuits.

Pour que l'élimination des échos fixes soit correcte, il est nécessaire :

- que le gain de la voie directe soit identique à celui de la voie retardée.

- que le temps de retard global de la voie retardée soit rigoureusement égal à la période de répétition du radar.

L'égalité dans le temps des gains des voies directe et retardée est obtenue par l'utilisation d'un circuit d'équilibrage automatique comparant les niveaux d'onde porteuse à la détection dans les deux amplificateurs et agissant différentiellement sur ceux-ci pour maintenir nulle la différence de ces niveaux.

3.3. Circuits de synchronisation.

Le temps de retard global de la voie retardée peut se modifier dans le temps du fait que la vitesse de propagation des ultra-sons dans le mercure est fonction de la température. Aussi est-il nécessaire que la fréquence de répétition du radar soit déterminée à partir du retard apporté par la ligne. Parmi les diverses solutions possibles, celle qui a été adoptée, car elle est valable aussi bien pour l'équipement simple que pour l'équipement triple, consiste à utiliser une deuxième ligne à retard, dite « Ligne Pilote », placée dans la même enceinte thermique que la ligne à retard principale pour déterminer la fréquence de répétition du radar.

Les deux lignes dérivant d'une façon identique, l'égalité du temps de retard et de la période de répétition se maintient d'une façon satisfaisante.

Les circuits de synchronisation associés à la ligne pilote fournissent les signaux de synchronisation destinés au radar et aux indicateurs, à l'oscilloscope de contrôle, aux circuits de blocage de l'oscillateur cohérent et aux circuits de commutation « radar à élimination d'échos fixes-radar normal ».

Ces derniers circuits ont pour objet de permettre à l'opérateur de faire apparaître sur l'indicateur, depuis la distance zéro jusqu'à une distance de son choix, les signaux issus de l'équipement d'élimination des échos sur obstacles fixes et, au-delà de cette distance, les signaux fournis par le récepteur de radar normal.

3.4. Les lignes à retard.

Les deux lignes à retard de l'équipement simple (figure 6) sont montées de part et d'autre d'un bâti en alliage léger.

La fréquence de répétition étant de 500 c/s, le temps de retard de la ligne principale est de 2 000 microsecondes.

La vitesse de propagation des ultra-sons dans le mercure étant de l'ordre de 1 500 mètres/seconde, la longueur du trajet des ultra-sons est de 2,88 mètres.

La ligne est repliée. Elle comporte quatre tubes verticaux en acier remplis de mercure et reliés par six blocs réflecteurs réglables introduisant sur le trajet des réflexions à 90°.

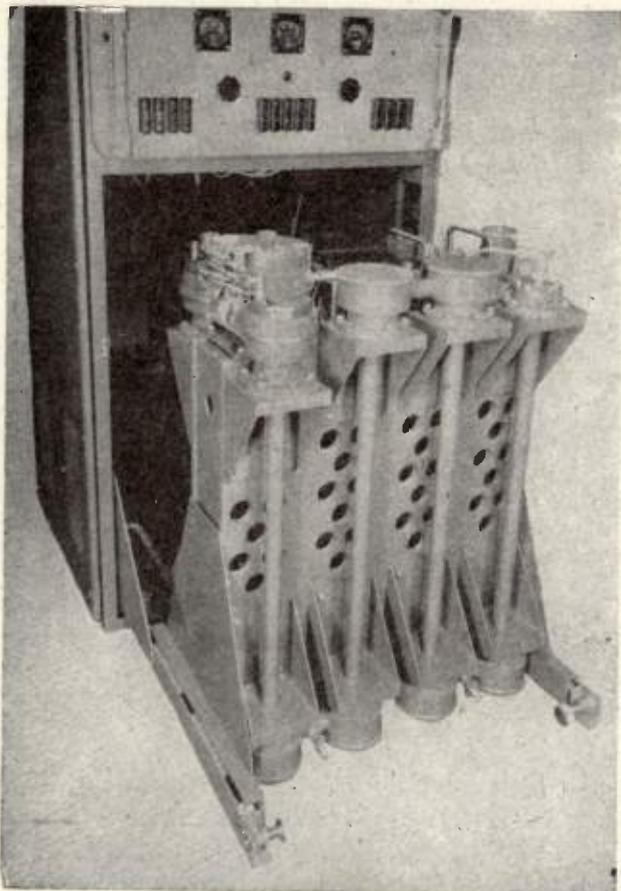


FIG. 6. — Equipement EEF simple. Lignes à retard

Le quartz émetteur est monté sur un support réglable qui permet de modifier la longueur de la ligne.

Le quartz récepteur est monté sur un support fixe.

L'alignement de la ligne s'effectue par des méthodes optiques à l'aide des réflecteurs réglables.

Les supports de quartz sont placés aux extrémités supérieures de la ligne, ce qui permet une évacuation aisée de l'air qui pourrait demeurer à la surface des quartz. Des vases d'expansion servent de réserve de mercure et assurent une certaine pression à l'intérieur de la ligne.

Les quartz de coupe X à vibration longitudinale sont en contact par une de leur face avec le mercure et sont excités sur leur autre face par une électrode en acier. La mince couche d'air qui sépare la surface du quartz de l'électrode suffit à créer une désadaptation acoustique importante, de sorte que les cellules d'extrémité sont réfléchissantes, ce qui assure le meilleur rendement des transformateurs électromécaniques.

La ligne pilote est de construction identique à la ligne principale ; cependant, elle est de longueur moitié, de sorte que la fréquence de répétition définie par elle est double de la fréquence désirée. Une division de fréquence par deux permet d'obtenir celle-ci.

La ligne pilote ne comporte par suite que deux blocs réflecteurs. Sa longueur est réglable de façon à ajuster initialement la fréquence de répétition au retard de la ligne principale. Sa fréquence d'utilisation est de 17 Mc/s.

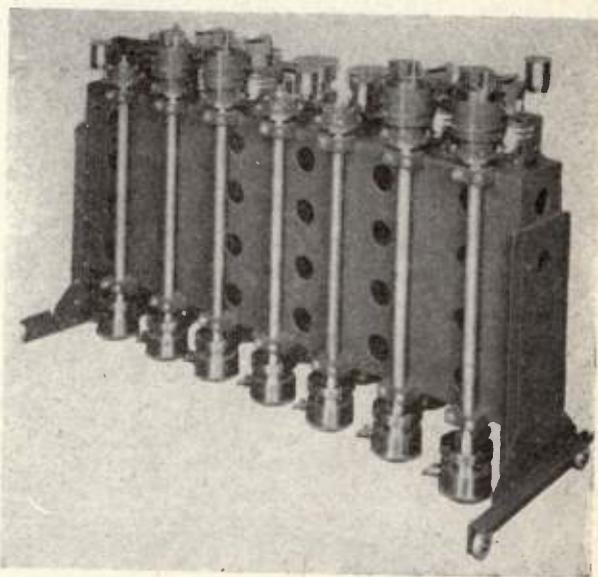


FIG. 7. — Equipement EEF triple. Lignes à retard

L'ensemble des lignes est placé dans une enceinte thermique constituée par des plaques de Klégécel placées entre deux tôles minces.

L'ensemble des lignes de l'équipement triple comporte trois lignes principales et une ligne pilote (figure 7).

4° PERFORMANCES THÉORIQUES ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

Les performances d'un radar à élimination des échos sur obstacles fixes qui doivent être examinées, sont les suivantes :

- visibilité d'un obstacle mobile en dehors des zones d'échos fixes, c'est-à-dire la portée du radar,
- qualité de l'élimination des échos sur obstacles fixes,
- visibilité des échos d'obstacles mobiles dans les zones d'échos fixes.

4.1. Portée du radar.

En l'absence d'échos fixes, l'amplitude d'un écho mobile à la sortie du radar cohérent à un instant t a pour expression :

$$y_1 = y_0 \cos 2\pi / D t \quad (1)$$

y_0 étant l'amplitude de l'écho en radar normal. On

voit que l'amplitude du signal est modulée à la fréquence Dœppler f_D . A l'instant $t + T$ correspondant à l'impulsion suivante, l'amplitude devient :

$$y_2 = y_0 \cos 2 \pi f_D (t + T) \quad (2)$$

Après soustraction, on obtient :

$$y = y_1 - y_2 = 2y_0 \sin(\pi f_D T) \cdot \sin 2 \pi f_D (t + \frac{T}{2}) \quad (3)$$

On voit que l'amplitude de l'écho après soustraction est encore modulée à la fréquence Dœppler.

Cette amplitude est nulle lorsque $\sin \pi f_D T = 0$,

c'est-à-dire lorsque $f_D T = \frac{f_D}{f_r} = k$, k étant un nombre entier.

Les vitesses radiales pour lesquelles la fréquence Dœppler est un multiple de la fréquence de répétition des impulsions sont des *vitesses aveugles*.

Pour $\lambda = 10$ cm, $f_r = 500$ c/s ; les vitesses aveugles sont les vitesses multiples de 25 mètres/seconde ou 90 km/heure.

Par contre, l'amplitude maximum de l'écho est double de l'amplitude de l'écho radar normal lorsque

$\sin \pi f_D T = 1$, c'est-à-dire lorsque $f_D = (2k + 1) \frac{f_r}{2}$

Les vitesses correspondantes sont les *vitesses optima*.

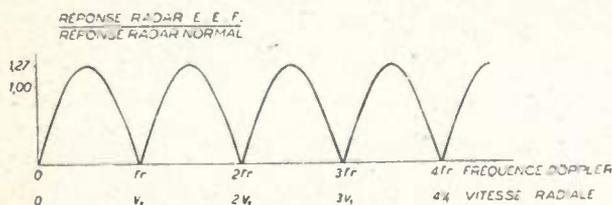


FIG. 8. — Sensibilité d'un radar EEF en fonction de la vitesse radiale de l'obstacle.

La sensibilité du radar est donc fonction de la vitesse de l'obstacle. La courbe qui représente cette sensibilité en fonction de la vitesse radiale de l'obstacle est une succession d'arceaux de sinusoïde (figure 8).

Le signal représenté par l'expression (3) est un signal bipolaire fluctuant en plus et en moins. Pour appliquer ce signal à un indicateur panoramique, il est nécessaire de le redresser, et, pour chiffrer la façon dont ce nouveau signal fluctuant impressionnera l'indicateur, il est nécessaire d'évaluer sa valeur moyenne. On trouve :

$$|\bar{y}| = \frac{4}{\pi} y_0 |\sin \pi f_D T| \quad (4)$$

avec $\frac{4}{\pi} = 1,27$.

Le bruit a la même valeur qu'en radar normal. En effet, le détecteur de phase fournissant des signaux dont l'amplitude est fonction à la fois de l'amplitude et de la phase des signaux moyenne fréquence, divise l'amplitude du bruit par $\sqrt{2}$.

Mais, d'autre part, les bruits issus des voies directe et retardée étant indépendants, leurs puissances s'ajoutent, de sorte qu'à la sortie du circuit de soustraction l'amplitude du bruit est multipliée par $\sqrt{2}$.

Donc, en définitive, la sensibilité finale du radar est toujours fonction de la vitesse de l'obstacle. Pour les vitesses optima, la sensibilité est légèrement supérieure à celle du radar normal. Cependant, si l'on admet que toutes les vitesses sont également probables, on peut dire qu'en moyenne le radar EEF ne présente pas de perte de sensibilité vis-à-vis du radar normal.

L'expérience confirme ces résultats théoriques.

De nombreux essais ont été effectués avec des types d'avions divers : quadrimoteurs, bimoteurs, avions à réaction, hélicoptères. Ces essais ont été effectués en utilisant deux indicateurs panoramiques permettant d'observer simultanément les signaux issus du radar normal et du radar EEF. Il a été observé que la portée en radar EEF est sensiblement la même qu'en radar normal. De nombreux essais ont donné des portées identiques. Certains ont montré une diminution de portée de 5 à 10 km à 150 km. Il y a lieu de noter, de plus, que l'écho d'un avion est complexe, et que, pour les avions à hélices par exemple, la modulation de l'écho dû à la rotation de l'hélice rend celui-ci visible même si l'avion a une vitesse radiale correspondant à une vitesse aveugle ou à une vitesse nulle.

4.2. Qualité d'élimination des échos sur obstacles fixes.

La qualité d'élimination des échos sur obstacles fixes est tout d'abord fonction des performances intrinsèques du dispositif de soustraction. Dans le récepteur LCT, la qualité d'élimination vidéo fréquence qui ne met en jeu que les circuits d'élimination à partir du modulateur auxiliaire est de 40 db, soit 1 %.

Les échos fixes réels ne sont pas idéalement fixes. En fait, les signaux d'échos moyenne fréquence fluctuent à la fois en amplitude et en phase.

Ces fluctuations sont dues à des causes diverses :

Une première cause est l'influence du vent qui provoque le mouvement des branches et des feuilles des arbres.

Une deuxième cause est l'influence de la rotation de l'aérien qui, d'une part, provoque une modulation de l'amplitude de l'écho des obstacles isolés du fait du défilement du diagramme de l'aérien, et, d'autre part, modifie à chaque sondage la zone d'espace qui provoque l'apparition d'un écho à une distance donnée.

Une troisième cause est l'influence des instabilités des oscillateurs haute fréquence et moyenne fréquence de l'équipement.

Les échos fixes réels sont constitués par la somme vectorielle des contributions d'un grand nombre d'obstacles réfléchissants élémentaires. Les phases des échos élémentaires sont distribuées au hasard,

de sorte que les fluctuations des échos fixes ont la même nature que le bruit du récepteur. Ces fluctuations ne sont pas éliminées, et il est désirable de donner aux résidus correspondants la même amplitude que le bruit du récepteur de façon à ne pas faire apparaître sur l'indicateur panoramique un « canevas » d'échos fixes.

Or, l'analyse des fluctuations propres des échos fixes montre que la valeur efficace de la fluctuation en amplitude est proportionnelle à la valeur efficace de l'amplitude de l'écho, alors que la valeur efficace de la fluctuation de phase est indépendante de l'am-

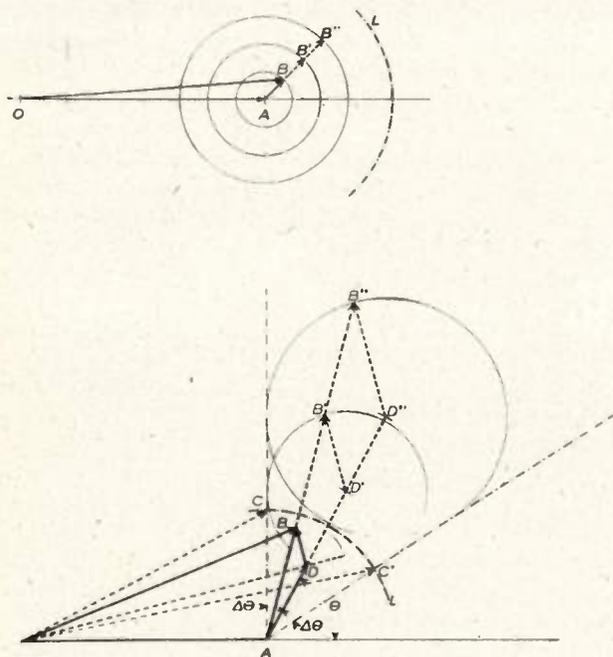


FIG. 9. — Fonctionnement d'un récepteur à limitation d'amplitude N° 446

plitude de l'écho. L'utilisation d'un amplificateur moyenne fréquence à limitation d'amplitude, suivi d'un détecteur de phase, permet d'éliminer les fluctuations d'amplitude moyenne fréquence des échos et fournit des signaux video fréquence dont la fluctuation d'amplitude est proportionnelle à la fluctuation de phase moyenne fréquence, donc indépendante de l'amplitude des échos.

Il est nécessaire de bien comprendre le fonctionnement d'un tel récepteur pour pouvoir en effectuer le réglage correct. Pour cela, il est commode de raisonner sur des diagrammes vectoriels montrant la composition des signaux dans le détecteur de phase.

Le diagramme de la partie supérieure de la figure 9 montre :

— le vecteur \vec{OA} représentant l'onde de référence moyenne fréquence appliquée au détecteur de phase,

— le vecteur \vec{AB} représentant un signal de phase variable par rapport à l'onde de référence. Ce signal peut être le bruit moyenne fréquence du récepteur, ou le signal résultant de la composition vectorielle en moyenne fréquence du bruit et d'un écho mobile.

Sur le détecteur de phase, l'onde de référence et le signal se combinent pour donner un signal résultant moyenne fréquence représenté par le vecteur \vec{OB} et le signal video fréquence obtenu après détection a une amplitude proportionnelle à l'amplitude $|\vec{OB}|$. Par suite, à la sortie du détecteur de phase, sont mises en évidence les fluctuations d'amplitude

du vecteur \vec{OB} d'un sondage au suivant autour de la valeur moyenne $|\vec{OA}|$. Si l'on suppose que le vecteur \vec{AB} tourne dans le temps autour du point A erratiquement (bruit pur) ou d'une façon quasi régulière (écho mobile et bruit superposé) avec une amplitude maximum $|\vec{AB}|$, on voit que la fluctuation maximum d'amplitude du signal à la sortie du détecteur de phase est proportionnelle à $2|\vec{AB}|$.

Supposons maintenant que l'on augmente progressivement le gain de l'amplificateur moyenne fréquence. La grandeur du signal croît linéairement jusqu'à atteindre le niveau de limitation L . Pour des valeurs intermédiaires du gain, le vecteur représentatif du bruit ou du signal écho mobile avec bruit superposé devient \vec{AB}' ou \vec{AB}'' et l'on voit qu'à la sortie du détecteur de phase la fluctuation maximum d'amplitude du signal est proportionnelle à $2|\vec{AB}'|$ ou $2|\vec{AB}''|$. Elle croît donc linéairement avec le gain.

Par suite, quel que soit le gain du récepteur moyenne fréquence, du moment que le niveau du signal n'atteint pas le niveau de limitation, le rapport signal écho mobile/bruit à la sortie du détecteur de phase est constant. En conséquence, on peut dire que la visibilité d'un écho mobile non superposé à un écho fixe est indépendante du gain de l'amplificateur moyenne fréquence.

Supposons maintenant qu'un écho fixe existe à la distance considérée.

Le diagramme de la partie inférieure de la figure 9 montre :

— le vecteur \vec{OA} , onde de référence moyenne fréquence appliquée au détecteur de phase,

— le vecteur \vec{AD} , représentant l'écho fixe moyenne fréquence, dont la phase fixe par rapport à l'onde de référence, est θ ,

— le vecteur \vec{DB} , représentant un signal de phase variable superposé à l'écho fixe.

La superposition de ce signal \vec{DB} de phase variable à l'écho fixe \vec{AD} provoque une fluctuation d'amplitude $2|\vec{DB}|$ et une fluctuation de phase $2\Delta\theta$ du vecteur résultant \vec{AB} .

A la sortie du détecteur de phase, on observe la fluctuation d'amplitude du vecteur \vec{OB} . On voit que lorsque le gain est tel que l'amplitude du vecteur \vec{AB} est inférieure au niveau de limitation L , la fluctuation maximum d'amplitude du signal à la sortie du détecteur de phase est proportionnelle à $2|\vec{DB}|$.

Il est alors possible, dans ces conditions de tirer les conclusions suivantes :

— si le vecteur \vec{DB} représente le bruit du récepteur superposé à un écho \vec{AD} idéalement fixe, à la sortie du détecteur de phase, le bruit superposé à l'écho fixe a la même amplitude que le bruit en dehors de l'écho fixe.

— si le vecteur \vec{DB} représente la combinaison d'un écho mobile et du bruit, à la sortie du détecteur de phase la visibilité de l'écho mobile superposé à l'écho fixe est la même qu'en l'absence d'écho fixe.

— si le vecteur \vec{DB} représente la fluctuation propre de l'écho fixe, à la sortie du détecteur de phase l'amplitude de la fluctuation est proportionnelle à l'amplitude de l'écho à l'entrée du détecteur de phase.

Supposons maintenant que l'on augmente progressivement le gain de l'amplificateur MF de telle façon que l'amplitude que devrait avoir le vecteur

\vec{AB} devienne supérieure au niveau de limitation L (vecteurs \vec{AB}' et \vec{AB}'').

On voit sur la figure 9 que dans le cas du vecteur \vec{AB}'' , la fluctuation d'amplitude du signal appliqué effectivement au détecteur de phase est nulle ($\vec{AC} = \vec{AC}'$). Par contre, la fluctuation de phase $2 \Delta \theta$ reste constante quel que soit le gain.

À la sortie du détecteur de phase, la fluctuation d'amplitude de l'écho est proportionnelle à la fluctuation d'amplitude du vecteur \vec{OC} lorsque le point C se déplace sur le cercle de centre A et de rayon L entre C et C' , c'est-à-dire dans un angle $2 \Delta \theta$.

Si le gain est encore augmenté, cette fluctuation reste constante.

Par suite, lorsque le gain est tel que l'amplitude correspondante de l'écho fixe est supérieure au niveau de limitation, on peut faire les remarques suivantes :

— si le bruit du récepteur est superposé à un écho absolument fixe, à la sortie du détecteur de phase, l'amplitude de la fluctuation de l'écho due au bruit est nettement plus petite que l'amplitude du bruit en dehors de l'écho fixe,

— si un écho mobile est superposé à un écho idéalement fixe, à la sortie du détecteur de phase l'amplitude de la fluctuation de l'écho fixe due à l'écho mobile est plus petite que l'amplitude de l'écho mobile lorsque ce dernier est en dehors de l'écho fixe. Lorsque le gain augmente, l'amplitude de la fluctuation reste constante alors que le bruit en dehors de l'écho fixe augmente,

— si l'écho fixe n'est pas idéalement fixe, l'amplitude de la fluctuation de cet écho reste constante lorsque le gain augmente alors que le bruit en dehors de l'écho fixe augmente.

Les circuits d'élimination ne laissant subsister que les parties fluctuantes des signaux video fréquence issus du détecteur de phase, il est possible, en observant les signaux à la sortie de ces circuits,

d'effectuer le réglage correct du gain du récepteur moyenne fréquence. Ce réglage consiste à amener le niveau du bruit en dehors des échos fixes, à avoir la même amplitude que les résidus fluctuants d'échos fixes. Cela s'effectue aisément en observant sur un oscilloscope type A les signaux envoyés aux indicateurs.

Si le gain est plus faible, les résidus sont supérieurs au bruit et, par suite, apparaissent sur l'indicateur.

Si le gain est trop élevé, les résidus sont inférieurs au bruit et, par suite, des taches noires apparaissent sur l'indicateur à l'emplacement des échos fixes, et la visibilité des petits échos mobiles superposés aux échos fixes s'en trouve diminuée.

À la limite, si l'on suppose que la qualité propre d'un radar EEF est médiocre (oscillateurs HF et MF très instables), ce qui conduit à des fluctuations propres des échos fixes très importantes, il est possible de masquer la mauvaise qualité de l'équipement en augmentant considérablement le gain du récepteur. Les échos fixes sont éliminés de l'indicateur, les échos mobiles en dehors des échos fixes sont toujours visibles, seule la visibilité des échos mobiles dans les zones d'échos fixes est nettement détériorée.

4.3. Facteur de visibilité.

Les considérations précédentes conduisent à définir le facteur de visibilité.

Il faut entendre par facteur de visibilité le rapport de l'amplitude d'un écho fixe donné à celle de l'écho mobile qui lui serait superposé et qui serait tout juste détectable.

Si un écho mobile, d'amplitude y_0 , est superposé à un écho fixe dont la valeur efficace de l'amplitude est R_0 , la valeur maximum de la fluctuation d'amplitude de R_0 due à l'écho mobile d'une impulsion à la suivante est :

$$y = 2 y_0 \sin \pi f_D T$$

Si l'on prend la moyenne arithmétique pour toutes les vitesses, on trouve :

$$\bar{y} = \frac{4}{\pi} y_0$$

Si l'on suppose que, pour être visible, l'écho mobile doit avoir une amplitude égale à trois fois celle de la valeur efficace r_0 de la fluctuation de l'écho fixe R_0 , on doit avoir :

$$y_0 = \frac{3 \pi}{4} r_0 = 2,4 r_0 \quad (8 \text{ dB})$$

r_0 est la racine carrée de la somme des carrés des valeurs efficaces des fluctuations élémentaires dues à l'influence du vent, à la rotation de l'aérien et aux instabilités des oscillateurs du radar.

Si le rapport $\frac{R_0}{r_0}$ a une certaine valeur k , il est possible d'en déduire la valeur du facteur de visibilité :

$$\frac{R_0}{y_0} = \frac{4}{3 \pi} \frac{R_0}{r_0} = \frac{4}{3 \pi} k$$

Cela veut dire que le facteur de visibilité dépend essentiellement des caractéristiques du radar. En effet, les fluctuations des échos fixes réels sont d'autant plus importantes que le nombre des impulsions qui frappent un objectif déterminé au cours d'une rotation de l'aérien est plus réduit. Ce nombre d'impulsions est fonction de la fréquence de répétition du radar, de l'ouverture horizontale du faisceau et de la vitesse de rotation de l'aérien.

Dans le cas d'une fréquence de répétition de 500 c/s, d'une largeur de faisceau de 3° et d'une vitesse de rotation de 3 tours/minute, le nombre d'impulsions sur l'objectif est de 84, ce qui corres-

pond à un rapport $\frac{R_0}{r_0}$ de 34 décibels. Dans ces conditions, le facteur de visibilité, si l'équipement était parfait, devrait être de 26 db.

Des mesures sur échos réels ont été effectuées à Trappes dans ces conditions.

Ces mesures sont très délicates.

Pour l'écho de la Tour Eiffel, située à 30 km, les résultats trouvés oscillent entre 20 et 24 db. Le facteur de visibilité du récepteur seul, alimenté par des signaux moyenne fréquence artificiels, est supérieur à 30 db.

Dans le cas où le faisceau a une largeur de 0,8 degré et une vitesse de rotation de 6 tours/minute, le nombre des impulsions qui frappent un objectif donné se réduit à 11. Dans ces conditions, les considérations théoriques montrent que le facteur de visibilité est limité à 12 db.

4.4. Autres résultats expérimentaux.

De nombreuses observations ont permis de suivre, en élimination, des avions dans les zones d'échos fixes jusqu'à deux kilomètres du radar, résultats d'autant plus spectaculaires qu'ils sont complètement perdus en radar normal dès leur entrée à 10 ou 15 km dans les zones d'échos fixes denses.

Lorsque le gain du récepteur du radar EEF est réglé pour donner à l'équipement le maximum de sensibilité aux échos mobiles dans les échos fixes, on observe dans les cinq premiers kilomètres seulement des points lumineux qui ne sont manifestement pas des avions. Un examen attentif et la photographie de la figure présentée à la suite de plusieurs tours d'antenne montrent que certains de ces échos se déplacent. D'autre part, l'examen des signaux video fréquence cohérents à la sortie du détecteur de phase ont permis d'observer des échos intempéstifs de deux natures différentes :

— Certains d'entre eux affectent la forme de

battements Dœppler à fréquence bien définie. Il est permis de supposer que ces échos sont des échos de mobiles au sol : voitures, bicyclettes, ou oiseaux.

— D'autres affectent la forme de battements Dœppler à fréquence erratique. Ils pourraient correspondre à des échos sur des fumées ou des chutes de feuilles.

Nous ne voulons pas dire que tous ces échos — qui n'ont pas la chance d'être des échos d'avions en vol, et que des opérateurs non avertis pourraient considérer comme des « résidus d'échos fixes » — peuvent être classés dans les catégories qui viennent d'être indiquées. Leur étude est délicate du fait qu'ils sont essentiellement fugitifs, et leur identification demande une longue patience.

Toutefois, l'expérience montre qu'un opérateur entraîné, qui suit les traces d'un avion d'un tour d'antenne à l'autre, ne peut confondre celles-ci avec celles de ces obstacles mobiles indéterminés, les premières étant sensiblement plus larges.

De plus, il est également possible, dans un site suffisamment dégagé tel qu'un aérodrome où les échos sur obstacles fixes n'atteignent pas des amplitudes considérables, de réduire systématiquement la sensibilité du radar de façon à faire disparaître ces échos mobiles indésirables, la sensibilité aux avions inchangée en dehors des échos fixes, étant encore largement suffisante pour permettre de les suivre jusqu'aux abords immédiats du radar.

4. CONCLUSION.

En terminant cet exposé, nous tenons à remercier, d'une part, les Administrations françaises qui ont rendu possible cette réalisation, et plus particulièrement le Service Technique des Télécommunications de l'Air, le Centre National d'Etudes des Télécommunications et la Direction Centrale des Constructions et Armes Navales, et, d'autre part, nos collègues de la Compagnie Générale de TSF avec qui nous avons pu effectuer la mise au point d'ensemble du radar dans un climat de coopération amicale.

Nous tenons à indiquer que les divers travaux relatifs à l'élimination des échos fixes ont été conduits, tant à Lyon sous l'occupation qu'à Paris depuis la fin de la guerre, sous la direction technique de Monsieur LEHMANN. Ses conseils nous ont été précieux et nous l'en remercions.

Nous n'aurions garde d'oublier, de plus, de remercier tous nos collaborateurs du Laboratoire Central de Télécommunications, Ingénieurs, Dessinateurs et Techniciens, dont le travail d'équipe a permis l'étude et la mise au point des divers types de récepteurs.

LA MODULATION PAR IMPULSIONS D'UN FAISCEAU IONIQUE

PAR

W. FISHWICK

*The Sanderson Engineering Laboratories,
University of Edinburgh*

En décembre 1945, C. W. OATLEY de l'Université de Cambridge a suggéré à l'auteur l'application naturelle des techniques du radar à un spectromètre de masse utilisant le principe du « temps de parcours ». Un faisceau d'ions non homogène mais mono-énergétique contient des particules se déplaçant à des vitesses qui dépendent de leur rapport masse/charge. Il en résulte que si le faisceau est modulé de manière à former un groupe, ou « impulsion » d'ions nettement délimité, cette impulsion va se séparer en groupes discontinus d'ions (ou plus exactement en groupes ayant le même rapport masse/charge) si on lui permet de se déplacer sur une distance convenable. Ces groupes vont atteindre une cible appropriée où ils se déchargeront formant ainsi une impulsion électrique dans un circuit extérieur. Le temps d'arrivée à cette cible donnera une mesure du rapport masse/charge et la charge libérée sur la cible par une impulsion donnera une mesure du nombre d'ions constituant l'impulsion et, par suite, de l'abondance des atomes ou molécules dans la région initialement productrice des ions. Les temps impliqués sont petits pour un instrument de dimensions raisonnables et il est possible d'obtenir peut-être 1.000 fois par seconde le processus complet de modulation et de détection. Cela permet de très rapides changements de la constitution de la région ionisante à étudier. L'appareil lui-même est de construction mécanique simple bien qu'il comporte plusieurs circuits électroniques associés. Un appareil semblable a été proposé par Stephens (1946) à peu près au même moment.

En admettant que l'espace de glissement, après modulation, n'est soumis à aucun champ nous pouvons estimer les temps et les durées d'impulsions nécessaires. Un ion de masse m kg et de charge q coulombs, accéléré par une différence de potentiel V_0 volts a une vitesse :

$$u = (2 q V_0 / m)^{1/2} = 1,393 (V_0 / \mu)^{1/2} \times 10^4 \text{ mètres/sec.} \quad (1)$$

où $\mu = \frac{\text{poids moléculaire en unités de masse atomique de l'ion (O}^{16} = 16)}{\text{charge ionique en unités de charge atomique}}$

Le temps de parcours T dans un espace de glissement de longueur L mètres est par suite :

$$T = L/u = 71,80 L (\mu / V_0)^{1/2} \times 10^{-6} \text{ secondes} \quad (2)$$

Si $\delta\mu$ est la variation du rapport masse/charge entre un ion et son voisin dans le spectre, la différence δT en temps de parcours est alors :

$$\delta T = 35,90 \frac{L}{(\mu V_0)^{1/2}} \delta\mu \times 10^{-6} \text{ secondes} \quad (3)$$

si $\mu \gg 1$.

Ces deux dernières équations nous permettent de calculer T/L , le temps de parcours par mètre de longueur de l'espace de glissement et δT la durée maximum d'impulsions nécessaire, pour toute valeur μ et V_0 . Les figures 1 et 2 montrent quelques

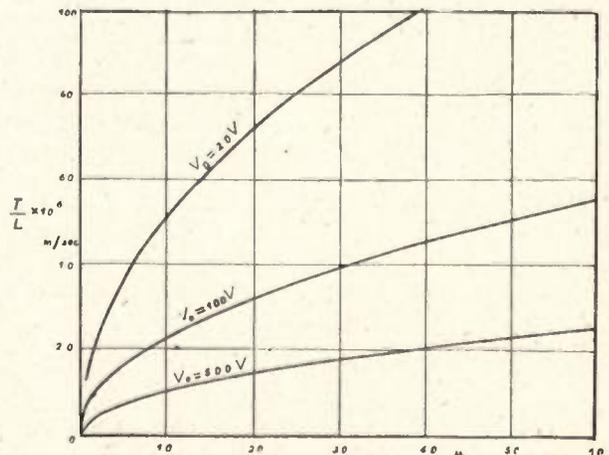


FIG. 1 — Temps de parcours dans l'espace de glissement, lorsqu'il n'est soumis à aucun champ.

valeurs calculées lorsque $\delta\mu = 1$. On peut montrer, qu'en général, pour tout système de champ le pouvoir résolutif (resolving power) $\delta\mu/\mu$ est donné par :

$$\frac{\delta\mu}{\mu} = \frac{2 \delta T}{T} \quad (4)$$

Les valeurs de δT tirées de la figure 2 indiquent la différence entre les instants d'arrivée à la cible des ions adjacents ($\delta\mu = 1$) et peuvent être interprétées comme étant la durée d'impulsions devant être fournies par le système modulateur si les centres des impulsions ioniques coïncident initialement et si les trajets des ions sont semblables. En général, la durée d'impulsion doit être inférieure à δT pour obtenir une bonne résolution jusqu'à une valeur choisie de μ .

La valeur du courant ionique n'est pas limitée par la nécessité d'obtenir un faisceau ionique étroit, défini par des fentes de 1 mm de largeur au moins. Le faisceau peut être beaucoup plus grand que cela et c'est effectivement nécessaire, car le courant de

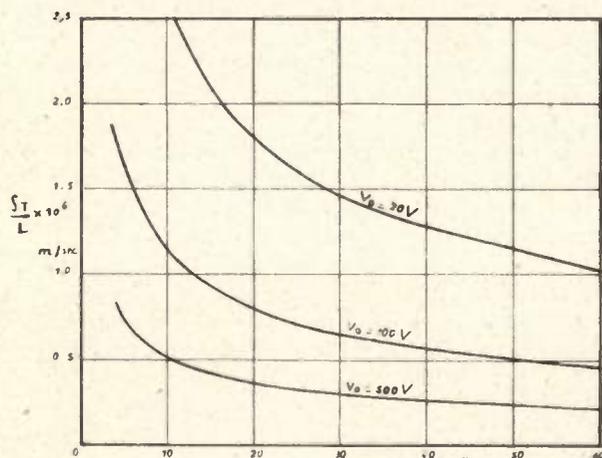


Fig. 2 — Durée de l'impulsion nécessaire pour séparer μ de $\mu + 1$.

la cible a la forme d'une brève impulsion qu'il faut amplifier par procédés électroniques avant sa présentation sur l'écran d'un tube à rayons cathodiques. Il faut, pour y parvenir, conserver la forme de l'impulsion afin de conserver le pouvoir résolutif des ions ce qui impose l'emploi d'amplificateurs à large bande. Cette largeur de bande, qui sera de plusieurs mégacycles par seconde, se traduit par un courant détectable minimum par suite de fluctuations électriques spontanées ou de bruit de fond. Il est donc désirable d'obtenir un faisceau ionique d'intensité assez élevée et cela n'affecte pas seulement la géométrie de la source ionique mais limite la plus faible valeur de V_0 .

L'effet relatif du bruit dans le circuit compris entre l'électrode-cible et l'anode du premier tube amplificateur peut être réduit en utilisant le fait que l'impédance de sortie de l'électrode-cible ne présente qu'une faible réactance de capacité. Il est par suite possible d'y intégrer le courant, de l'amplifier puis de le différencier en un étage ultérieur afin de rétablir la forme de l'impulsion. On peut ainsi améliorer le rapport signal/bruit.

La présentation du spectre de masse peut être effectuée par application du train d'impulsions simplifié aux plaques de déviation verticale d'un oscilloscope à rayons cathodiques dont les plaques de déviation horizontale sont soumises à une tension de balayage.

Cette tension de balayage est déclenchée par une impulsion spéciale coïncidant avec le centre de la

forme d'onde qui module le faisceau ionique à l'entrée du tube de glissement. L'ensemble du procédé de modulation et de présentation est répété avec une fréquence de 1 000 à 3 000 c/s.

Le reste de l'exposé concerne avant tout la discussion de la modulation en impulsions du faisceau ionique plutôt que l'étude du spectromètre lui-même bien que l'attention soit attirée de place en place sur quelques aspects de l'étendue de la source ionique et du système de mise au point en ce qu'ils affectent les impulsions ioniques ou le système de modulation

PREMIÈRE PARTIE

MÉTHODE DE PRODUCTION DES IMPULSIONS IONIQUES

1. — Production des ions dans le spectromètre de masse.

Il existe de nombreux moyens de produire des ions pour utilisation dans un spectromètre de masse, mais le plus utile pour les matières gazeuses est le bombardement électronique par un faisceau commandé d'électrons. Ces derniers sont produits par une cathode chaude, généralement un fil de tungstène, accélérés par une tension de 70 à 100 V et projetés sous forme de faisceau étroit au travers d'une chambre d'ionisation dans laquelle on admet un gaz sous une pression locale d'environ 10^{-4} à 10^{-5} mm de mercure. Les ions formés sont extraits par un champ électrique convenable perpendiculaire au faisceau électronique. Ils sont ensuite concentrés en un faisceau nettement délimité grâce à d'autres électrodes accélératrices pourvues d'ouvertures convenables. On utilise généralement un champ magnétique pour aligner le faisceau électronique. La discussion détaillée de l'étude de la source d'ions n'est pas proposée, mais il convient de présenter quelques observations.

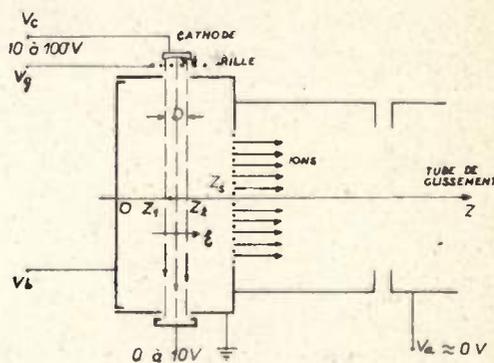


Fig. 3 — Caractéristiques principales de la source d'ions.

La figure 3 montre l'arrangement général de la source d'ions utilisée dans le spectromètre de masse à impulsions. Il faut d'abord remarquer que l'ouverture au travers de laquelle les ions quittent la chambre d'ionisation n'a pas la forme d'une fente étroite mais peut être plutôt vaste. Il fut trouvé convenable de placer une grille en travers de l'ouverture

afin d'uniformiser au voisinage du faisceau électronique, le champ E qui extrait les ions. Il faut ensuite remarquer que le faisceau électronique présente la forme d'une bande plate dont le côté large est à angles droits avec l'axe principal de l'appareil. Il y a enfin lieu de noter que les ions sont produits en tous points du faisceau électronique et par suite prennent naissance dans un segment limité de l'axe Z et de longueur D . Il en résulte que l'énergie finale des ions se répartit autour d'une valeur moyenne. Cela va produire des variations de vitesse même dans un groupe homogène et pourrait amener ou ne pas amener une perte de résolution suivant la méthode utilisée pour produire les impulsions ioniques.

Deux méthodes différentes peuvent être utilisées pour la production du faisceau d'ions, la première consiste à extraire un groupe d'ions de la chambre d'ionisation puis de l'accélérer et de le projeter le long du tube de glissement et la seconde en un système produisant d'abord un faisceau presque mono-énergétique puis de le moduler pour former un groupe qu'on laisse se disperser dans un tube de glissement.

2. — Production d'impulsions ioniques par un faisceau électronique modulé en impulsions.

Si un faisceau électronique, bien délimité, traverse la chambre d'ionisation initialement exempte de champ, les ions produits restent au voisinage du faisceau électronique et tendent à le neutraliser. Un équilibre s'établit par lequel les ions se diffusent le long du faisceau électronique aussi vite qu'ils sont formés. Cette condition d'équilibre s'établit très rapidement et Spangenburg (1947) donne une valeur au temps T_n nécessaire pour neutraliser la concentration électronique dans un gaz sous une pression p mm de mercure quand la tension appliquée sur faisceau électronique est V_2 soit :

$$T_n = 3,6 \times 10^{-15} \frac{V_2}{p} \text{ secondes} \quad (5)$$

de telle sorte que pour $p = 10^{-5}$ mm, $V_2 = 100$ V $T_n = 0,036$ microseconde. Ce temps est négligeable et le faisceau électronique peut être modulé en très brèves impulsions tout en créant la densité ionique maximum.

Si le faisceau électronique est modulé de telle façon qu'il donne un temps T_d , les ions sont formés dans le courant électronique pendant le même temps. Le champ statique E dans la chambre d'ionisation, extrait les ions au fur et à mesure de leur création bien que le champ réel à l'intérieur du faisceau électronique diffère quelque peu de E par effets de charge d'espace. Si nous supposons que la section du courant électronique est assez grande dans le plan $x - y$, nous n'avons à considérer dans la discussion suivante que les variations suivant Z . Walcher a montré en 1944 que si tous les ions doivent être attirés suivant l'axe positif Z au fur et à mesure de leur formation, le champ E doit alors

fournir une différence de potentiel minimum au travers du faisceau électronique de valeur :

$$ED = C^2 D^2 \quad (6)$$

où C est obtenu par l'équation

$$-2C^2 = A - \frac{B}{C} \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

et où

$$A = \frac{\rho^-}{k_0} \text{ et } B = \frac{j^-}{k_0} \cdot ps \left(\frac{m}{2q} \right)^{1/2} \quad (8)$$

ρ^- est la densité de charge des électrons dans le faisceau ; j^- est la densité du courant électronique ; p est la pression de gaz en mm de mercure et s le coefficient d'ionisation différentiel de la molécule de gaz en cours et est le nombre d'ions produits (à 0° C) par mètre de parcours électronique à la pression de 1 mm de mercure. s varie de 200 à 2 000 et a peut-être une valeur moyenne de 1 000. D'autres données sur les valeurs de s ont été données par Smith (1937,) Tate, Smith and Vaughan (1935) et autres.

La figure 4 montre, pour un cas particulier, la variation du potentiel dans la chambre d'ionisation. La variation de potentiel dans le faisceau électronique

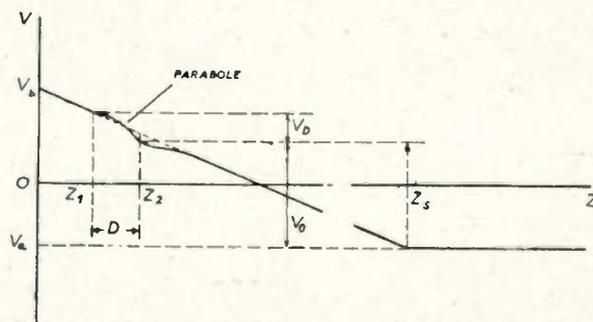


FIG. 4 — Valeur du potentiel le long de l'axe z de l'instrument.

est parabolique, tandis que la variation de potentiel entre les bords du faisceau $z = z_2$ et $z = z_3$ n'est pas linéaire, mais semblable à celle qui a lieu dans une diode à température limitée (émettant des particules positives) tenant compte de la variation de la vitesse initiale de la particule au bord du faisceau. Pour cet exposé, nous pouvons supposer E grand vis-à-vis de $C^2 D$ de sorte que le champ peut être considéré comme étant partout égal à E . Il est intéressant de se rendre compte de cette valeur. Si $V_2 = 100$ V, $p = 5 \times 10^{-5}$, $s = 1 000$ et $\mu = 50$ nous trouvons $C^2 = 553$ V/m = 0,553 V/mm de sorte que si $D = 2$ mm, $V = 1,106$ V, ce qui est une mesure de la variation d'énergie des ions.

En principe, E est rendu à peu près double du minimum nécessaire ce qui, pour les conditions ci-dessus, donne $V_D = 2$ V et $E = 10$ V/cm.

Si la durée de l'impulsion de modulation du faisceau électronique est T_d avec $T_d \gg T_n$ et si nous supposons cette impulsion rectangulaire, les ions seront créés pendant T_d secondes. Chaque ion sera soumis à une force qE et s'il est créé pen z_0 tems t_0

il atteindra z_s au temps t_s avec une vitesse u_s telle que :

$$t_s - t_0 = mu_s/qE \quad (9)$$

$$\text{et } u_s = [2qE(z_s - z_0)/m]^{1/2} \quad (10)$$

$$= 1,393. [E(z_s - z_0)/m]^{1/2} \times 10^4 \text{ m/sec.}$$

Si $z_0 = z_1$, nous portons $u_s = u_1$ et si $z_0 = z_2$, $u_s = u_2$.

Nous voyons que quand un groupe ou « impulsion » d'ions arrive dans l'espace de glissement, le dernier à y pénétrer se déplace le plus vite et une action de groupement se produit qui réduit la durée

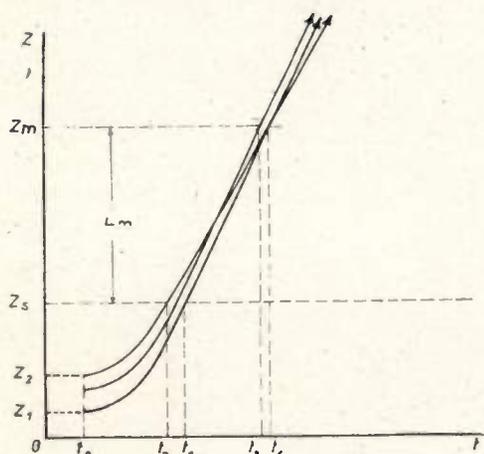


FIG. 5 — Trajectoire des ions dans le plan $z-t$.

effective de l'impulsion à une cible placée à distance convenable. La figure 5 montre les trajectoires, dans le plan $z-t$, les ions prenant naissance entre z_1 et z_2 sur temps t_0 .

Considérant les enveloppes des trajectoires, on peut aisément montrer que le groupement maximum se produit à une distance L_m sur la longueur de l'espace de glissement, L_m étant la distance à laquelle les ions prenant naissance en z_1 , rattrapent ceux provenant de z_2 .

Nous avons $L_m/(t_3 - t_1) = u_1$ et $L_m/(t_3 - t_2) = u_2$ d'où :

$$L_m = \frac{u_1 u_2}{u_1 - u_2} (t_1 - t_2) \quad (11)$$

et d'après l'équation 9 :

$$L_m = \frac{m}{qE} \cdot u_2 u_1 \quad (12)$$

En exprimant u en fonction de la distance on peut aisément montrer que :

$$L_m = 2 [(z_s - z_1)(z_s - z_2)]^{1/2} \quad (13)$$

L_m est donc indépendant du rapport masse/charge.

Nous remarquons pour trouver la durée de l'impulsion à la distance L_m , que le temps d'arrivée d'un ion à cette position est :

$$t_m = t_s + \frac{L_m}{u_s}$$

$$= t_0 \frac{mu_s}{qE} + \frac{L_m}{u_s} \quad (14)$$

t_m est minimum pour $u_s^2 = qE \cdot L_m/m$ de sorte que (voir Fig. 5).

$$t_3 = t_0 + \frac{2m}{qE} \sqrt{u_1 u_2} \quad (15)$$

Le temps pour lequel les ions provenant de z_1 et z_2 se rejoignent est donné par :

$$t_4 = t_1 + \frac{L_m}{u_1} = t_2 + \frac{L_m}{u_2}$$

$$= t_0 + \frac{m}{qE} (u_1 + u_2) \quad (16)$$

Le faisceau électronique dure un temps T_d de sorte que la durée de l'impulsion finale à une distance t_m au long du tube de glissement est :

$$T_i = T_d + t_4 - t_3$$

ou :

$$T_i = T_d + \frac{m}{qE} (\sqrt{u_1} - \sqrt{u_2})^2 \quad (17)$$

Le temps minimum de parcours au travers du système est $T = t_3 - t_0$ et par suite :

$$T = \frac{2m}{qE} \sqrt{u_1 u_2} \quad (18)$$

Nous écrivons alors T_1 sous la forme :

$$T_i = T_d + \frac{T}{2} \left[\left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{1/4} - \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (19)$$

Le pouvoir résolutif est déterminé par

$$1/\mu \doteq 2 T_i/T \text{ c'est-à-dire :}$$

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{2 T_d}{T} + \left[\left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{1/4} - \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (20)$$

Il y a lieu de remarquer que

$$T = 2m \sqrt{u_1 u_2 / qE} = 2 L_m / \sqrt{u_1 u_2}$$

de sorte que le temps de parcours total dans le système est égal à deux fois celui du tube de glissement sans aucun champ.

Le second terme à droite de l'équation (20) peut être rendu très faible et la résolution est alors déterminée par T_d/T seulement.

Par exemple, si $\mu = 50$, $T_d = 0,5 \times 10^{-6}$ seconde, on a alors $T = 50 \times 10^{-6}$ seconde. Si la tension accélératrice moyenne $V_0 = 100$ V, la figure 1 montre alors que $L_m = 50$ cm et $z_s - z_1 = 25$ cm et $E = 4$ V/cm. Cette valeur de E est seulement juste convenable.

2.1. — Emploi d'un faisceau électronique modulé et d'un champ modulé ξ .

La méthode ci-dessus peut être légèrement modifiée de façon à ce que la durée effective de l'impulsion ionique ne dépende pas de la durée de l'impulsion électronique. Pour y parvenir, le champ E dans la chambre d'ionisation est rendu initialement nul. Un faisceau électronique traversant cette région crée des ions et un équilibre s'établit lorsque ce faisceau est plus ou moins neutralisé par les ions positifs.

Ces ions se déplacent lentement le long du faisceau électronique. Si le faisceau électronique est alors interrompu par une tension de polarisation convenable, le noyau d'ions persiste. Nous pouvons donc appliquer E et retirer ces ions sous forme d'une impulsion, mais la durée maximum de l'impulsion au point de groupement sera $T_i = t_3 - t_1$ c'est-à-dire que T_d est maintenant égal à zéro. La résolution de l'appareil est par suite améliorée. De légères complications se présentent toutefois du fait que le champ E ne peut être créé instantanément. Nous pouvons admettre que le faisceau électronique est d'abord interrompu et qu'un potentiel V/b est alors appliqué à la plaque arrière de la chambre d'ionisation (voir fig. 3) créant ainsi un champ ξ qui croît linéairement avec E au temps T_r . Les ions commencent à se déplacer au temps $t = 0$, lorsque le champ fait son apparition. Le mouvement des ions, d'abord lorsque $t_s \leq T_r$ puis lorsque $t_s \geq T_r$ doit être étudié séparément.

$$A) \quad t_s \leq T_r, \quad \xi = Et/T_r \text{ pour } t \leq T_r.$$

Partant de l'équation du mouvement :

$$\ddot{z} = \frac{qE}{m} \cdot \frac{t}{T_r} \quad (21)$$

il est aisé de montrer que :

$$t_s^3 = \frac{6 m T_r}{qE} (z_s - z_0) \quad (22)$$

et :

$$u_s^3 = \frac{9 qE}{2 m T_r} \cdot (z_s - z_0)^2 \quad (23)$$

D'après les équations (11), (22) et (23) la longueur optimum de glissement est :

$$L_m = \frac{3 (z_s - z_1)^{2/3} (z_s - z_2)^{1/3}}{(z_s - z_1)^{1/3} + (z_s - z_2)^{1/3}} \quad (24)$$

$$\doteq \frac{3}{2} (z_s - z_1) \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{z_2 - z_1}{z_s - z_1} \right) \quad (24 a)$$

L_m est encore indépendant de μ .

Le temps de parcours au travers du système est donné par $t_s + L_m/\mu_s$ qui peut se traduire, grâce aux équations (22), (23) et (24 a) par

$$T = 3 \frac{(z_s - z_0)}{u_s} + \frac{L_m}{u_s} \doteq \frac{3 L_m}{u_s} \quad (25)$$

à condition que $D = (z_2 - z_1) \ll (z_s - z_1)$. Le temps de parcours est par suite triple de celui passé dans le tube de glissement. La durée de l'impulsion à la cible est, par suite, donnée par

$$T_i = t_4 - t_3 \doteq 3 L_m \left(\frac{1}{u_3} - \frac{1}{u} \right) = T \left(1 - \frac{u_2}{u_3} \right) \quad (26)$$

où $u_3^3 = 2 q E L_m^2 / m T_r$, u_3 étant la vitesse de l'ion atteignant la cible au temps t_3

Le pouvoir résolutif $1/\mu$ peut être exprimé par :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_m} &\doteq \frac{2 T_i}{T} = 2 \left(1 - \frac{u_2}{u_3} \right) \\ &\doteq \frac{2}{3} \cdot \frac{D}{z_s - z_1} = \frac{D}{L_m} \end{aligned} \quad (27)$$

Contrairement à ce qui se produit avec le système précédent le pouvoir résolutif dépend beaucoup des dimensions géométriques de l'appareil

$$B) \quad t_s \geq T_r \quad \xi = E \text{ quand } t > T_r$$

Nous trouvons dans ce cas :

$$\frac{3 t_s^2}{T_r^2} - \frac{3 t_s}{T_r} + 1 = \frac{6 m T_r^2}{qE} (z_s - z_0) \quad (28)$$

$$\text{et} \quad u_s = \frac{qE T_r}{2 m} \cdot \left[\frac{4 (z_s - z_0)}{3 s} - \frac{1}{3} \right]^{1/2} \quad (29)$$

$$\text{où} \quad s = qE T_r^2 / 6 m.$$

$$\text{Nous avons aussi} \quad u_s = \frac{qE T_r}{2 m} \cdot \left(2 \frac{t_s}{T_r} - 1 \right) \quad (30)$$

D'après les équations (11) et (30) nous obtenons $L_m = m u_1 u_2 / qE$ et nous obtenons finalement avec l'équation (29), par substitution :

$$L_m = 2 \left[(z_s - z_1) (z_s - z_2) \left(1 - \frac{s}{4 (z_s - z_1)} \right) \left(1 - \frac{s}{4 (z_s - z_2)} \right) \right]^{1/2} \quad (31)$$

L_m n'est pas indépendant de μ mais si $s/4 \ll (z_s - z_1) = (z_s - z_2)$ L_m peut alors, en pratique, être rendu indépendant ; dans ce cas, l'étude est semblable à celle du premier système envisagé, avec l'avantage que la durée effective T_i de l'impulsion est maintenant donnée par

$$T_i = \frac{m}{qE} (\sqrt{u_1} - \sqrt{u_2})^2 \quad (32)$$

Le temps de parcours dans l'appareil est

$$T = t_s + L_m/u_s$$

et peut, pour le calcul de la résolution être considéré comme égal au temps t_s minimum

$$T = t_s = t_1 + T_i = t_2 + T_i$$

Mais l'équation (30) montre que

$$t_1 = T_r/2 + mu_1/qE \text{ et } t_2 = T_r/2 + mu_2/qE$$

et tenant compte que $L_m = mu_1 u_2/qE$ nous arrivons finalement à la valeur :

$$T = \frac{m}{qE} \cdot (u_1 + u_2) + \frac{T_r}{2} - \frac{m}{qE} \cdot (u_1 - u_2 - 2\sqrt{u_1 u_2})$$

$$= \frac{2m}{qE} \cdot \sqrt{u_1 u_2} = \frac{2L_m}{\sqrt{u_1 u_2}} \quad (33)$$

Le pouvoir résolutif $1/\mu$ est alors

$$\frac{1}{\mu_m} = \left[\left(\frac{u_1}{u_2} \right)^{1/4} - \left(\frac{u_2}{u_1} \right)^{1/4} \right]^2 \quad (34)$$

Les valeurs de u_1 et u_2 sont tirées de l'équation (29)

En général le pouvoir résolutif dépend du rapport masse/charge et varie entre D/L_m lorsque $s = (z_s - z_1)$, à $\frac{D^2}{4L_m^2}$ lorsque $s = 0$. Ces valeurs limites sont obtenues avec les équations (27) et (20)

3.0. — Modulation en impulsions d'un faisceau monoénergétique continu.

Dans ce cas, le champ E est statique et le faisceau électronique non modulé ; il produit un faisceau continu d'ions presque monoénergétiques. L'étalement réel de l'énergie autour de l'énergie moyenne est alors presque égal à DE . Supposons que l'énergie minimum moyenne soit qV_0 nous ne pouvons produire une impulsion ionique qui satisfasse nos besoins par une méthode simple telle que l'utilisation d'une paire de grilles parallèles en travers du tube de glissement avec application de potentiels convenables arrêtant le faisceau ionique, sauf pour un court instant lorsque ces potentiels sont égaux à zéro. Si nous le faisons, nous aurons des ions d'énergie entre qV_0 et zéro en diverses positions entre ces grilles. Les ions arriveront au repos quelque part entre les grilles puis réfléchis en sens inverse. Si maintenant le champ retardateur entre les grilles est réduit à zéro, tous les ions compris entre les grilles ayant des vitesses positives se dirigeront vers la cible en plus des ions incidents d'énergie qV_0 . Lorsque le champ retardateur est de nouveau appliqué après une période T_d quelques-uns des ions qui étaient suffisamment rapprochés de la seconde grille vont ressortir après la fin de l'impulsion et leurs énergies s'étendront de 0 à qV_0 . L'impulsion résis-

tante à la cible est une impulsion primaire de durée $T_i < T_d$ suivie par un courant d'ions à faible densité. Cela produit à la cible un niveau de bruit de fond plutôt élevé. En pratique, l'impulsion de tension appliquée aux grilles n'est pas parfaitement « rectangulaire » et le raisonnement ci-dessus doit être quelque peu modifié. On peut montrer que l'utilisation de grilles peu écartées permet de réduire le fond ionique. La tension de retardement appliquée à la paire de grilles doit être au moins égale à la tension maximum d'accélération des ions.

Il apparaîtrait préférable de moduler le faisceau ionique sans modification de l'énergie axiale des ions et on peut y parvenir par utilisation d'un champ déflecteur comme indiqué ci-dessous.

Il y a lieu de remarquer que la modulation en vitesse des ions due à la largeur limitée D du faisceau électronique, ne peut être utilisée, car en tout point, du faisceau arrivant au système de modulation, il y a des ions de toute énergie entre qV_0 et $q(V_0 + ED)$. Il se produit ainsi un élargissement inévitable de toute impulsion au cours de son déplacement le long du tube de glissement.

3.1. — Modulation en déviation avec vitesse linéaire de variation du champ.

La figure 6 montre le système et indique quelques grandeurs nécessaires à la discussion suivante. Nous

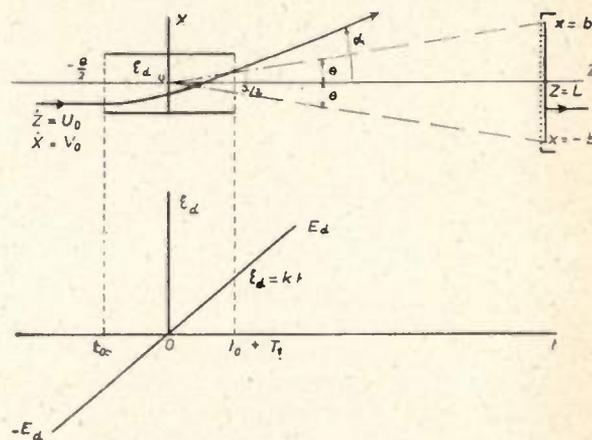


FIG. 6 — Modulation en déviation et variation du potentiel entre les plaques

supposons dans cette étude élémentaire que le champ ξ_d entre une paire de plaques de déviation est uniforme et ne dépasse pas $z = -a/2$ et $z = a/2$. Ce champ varie uniformément à une vitesse k de $-E_d$ à E_d , E_d étant suffisant pour faire complètement dévier les ions hors de la cible. Quand le champ varie, nous avons

$$\xi_d = kt \quad (35)$$

et nous supposons qu'un ion entre dans le champ déflecteur en temps t_0 avec des vitesses initiales suivant x et z appelées V_0 et u_0 . Au sortir des plaques, on a encore $z = u_0$ mais la vitesse suivant X est

$$x = v = v_0 + \frac{qk}{m} \left(t_0 T_1 + \frac{T_1^2}{2} \right) \quad (36)$$

où $T_1 = a/u_0$ est le temps de parcours entre les plaques. Les ions quittant les plaques avec un angle α par rapport à l'axe z , α étant donné par

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v}{u_0} = \frac{v_0}{u_0} + \frac{qkT_1}{mu_0} \left(t_0 + \frac{T_1}{2} \right) \quad (37)$$

Si les coordonnées en x à l'entrée et à la sortie sont x_0 et x_s , on a

$$x_s - x_0 = \frac{qkT_1^2}{2m} \cdot \left(t_0 + \frac{T_1}{3} \right) + v_0 T_1 \quad (38)$$

La coordonnée en x d'un ion dans le plan de la cible est alors

$$x = x_s + \left(L - \frac{a}{2} \right) \operatorname{tg} \alpha \quad (39)$$

Une impulsion se produit sur la cible de largeur $2b$ quand $|x| \leq b$. Supposons que le faisceau ionique incident est de largeur $2|x_0|$ et légèrement divergent avec la plus grande vitesse initiale V_0 aux bords du faisceau. On peut alors montrer que la durée effective T_i de l'impulsion est donnée par

$$T_i \cdot \frac{qkT_1}{m} \left(\frac{T_1}{2} + \frac{L - a/2}{u_0} \right) = 2(b + x_0 + v_0 T_1) + \frac{(L - a/2)}{u_0} v_0 \quad (40)$$

que l'on peut réduire à

$$T_i = \frac{1V_0}{ka} \left[\operatorname{tg} \theta + \frac{x_0}{L} + \frac{v_0}{u_0} \left(1 + \frac{a}{2L} \right) \right] \quad (41)$$

où $\operatorname{tg} \theta = b/L$, et $1/2 mu_0^2 = qV_0$.

T_i n'est pas indépendant du rapport masse/charge par suite du terme contenant u_0 . Bien que V_0 soit petit, V_0/u_0 , peut être égal à, ou plus grand que θ , à moins que des précautions soient prises dans l'étude des lentilles ioniques qui produisent le faisceau.

Il convient de mesurer le temps de parcours T le long du tube de glissement à partir de $t = 0$ quand le champ \mathcal{E}_d passe par zéro. De plus $\alpha = 0$ quand $t_0 = -T/2$ (équation 37) de sorte que puisque le centre d'une impulsion arrivant à la cible est en principe constitué par des ions quittant les plaques de déviation avec $\alpha = 0$ les impulsions apparaissent centrées autour de $z = 0$ à $t = 0$. T est donc le vrai temps de parcours le long d'une distance L et est

$$T = L/u_0 \quad (42)$$

La valeur maximum de μ qui puisse être tirée de son voisinage est alors donnée par

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{2T_i}{T} = \frac{1V_0}{kaT} \left[\operatorname{tg} \theta + \frac{x_0}{L} + \frac{v_0}{u_0} \left(1 + \frac{a}{2L} \right) \right] \quad (43)$$

V_0/u_0 apparaissant pratiquement indépendant de μ , la durée T_i de l'impulsion est constante pour tous

les ions et le pouvoir résolutif ne dépend que de T quand T_i est fixé.

Si nous prenons en considération la variation d'énergie dans un groupe homogène d'ions la valeur idéale de T_i donnée par l'équation (41) doit être modifiée par suite de l'allongement de l'impulsion se produisant lorsque les ions les plus rapides dépassent les plus lents dans leur parcours dans le tube de glissement. Il peut être aisément montré que l'allongement est $LED/2 u_0 v_0$ et la longueur de l'impulsion à la cible est

$$T_i' = T_i + \frac{LED}{2u_0 v_0} = T_i + T \cdot \frac{V_D}{2V_0} \quad (44)$$

Le pouvoir résolutif est alors

$$\frac{1}{\mu_m} = \frac{2T_i}{T} + \frac{V_D}{2V_0} \quad (45)$$

Cette formule détermine réellement T_i en termes de μ_m , L , V_D , et V_0 .

DEUXIÈME PARTIE

DESCRIPTION DE L'APPAREIL

1.0. — Circuit d'entrée de l'amplificateur à impulsions.

Un groupe d'ions positifs se déplaçant le long du tube de glissement induit des charges opposées sur les conducteurs voisins pendant leur approche de la plaque-cible. La charge variant sur cette plaque y constitue un courant signal I_s . Afin que ce courant ne débute pas avant que les ions soient près de la cible on a placé très près de cette dernière un écran

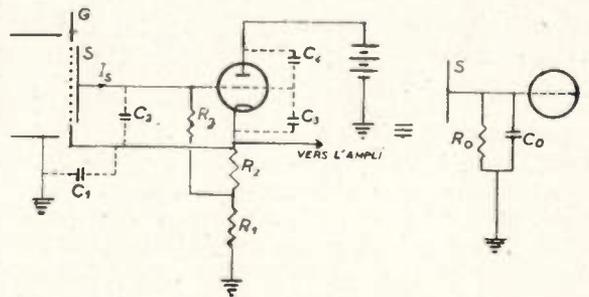


Fig. 7 — Le circuit d'entrée de l'amplificateur et son schéma équivalent

en forme de grille G . Voir quelques détails sur la figure 7. Sans l'écran, le front avant de l'impulsion de courant sera considérablement étendu ce qui provoquera en conséquence une perte de résolution.

Le tube d'entrée est à cathode asservie, l'écran G étant relié, à la cathode à basse impédance, de telle sorte que la capacité effective C_0 en S est quelque peu inférieure à sa valeur statique, la charge résistante shunt R_0 en S étant un peu plus élevée que R_g . On peut montrer que si $g_m \gg \omega(C_2 + C_3)$

pour toutes les fréquences du spectre des trains d'impulsions, on a

$$R_0 \doteq \frac{g_2 (1 + g_1 R_g) + g_m (1 + g_2 R_g + g_1 R_g)}{g_2 g_1 + g_m g_1} \quad (16)$$

et la constante de temps $C_0 R_0$ étant

$$C_0 R_0 \doteq C_1 R_0 + \frac{(C_2 + C_3) g_2 g_1 R_g}{g_2 g_1 + g_m g_1} \quad (17)$$

où $g_1 = 1/R_1$, $g_2 = 1/R_2$.

R_1 a été rendu variable afin de permettre la commande de $C_0 R_0$. La largeur de bande passante d'un amplificateur particulier était de l'ordre de 4,0 Mc/s mais R_0 était réglé jusqu'à ce que $C_0 R_0$ corresponde à une largeur de bande d'environ 30 kc/s.

Un circuit correcteur inséré dans un étage ultérieur rétablissait la caractéristique amplitude-fréquence. La cible agit en source de courant avec résistance de sortie infinie et on peut montrer par la méthode de F.C. WILLIAMS (1937) que « l'intégration » en ce point suivie de « différentiation » en un étage ultérieur se traduit par un meilleur rapport signal/bruit. La technique est semblable à celle utilisée dans les préamplificateurs pour camera de télévision.

Le reste de l'amplificateur et de la présentation sur tubes à rayons cathodiques est de conception normale. Le circuit de balayage peut être déclenché de manière à ce que le balayage débute lorsque les impulsions ioniques commencent à se produire et il produit une base de temps linéaire de durée variable entre 10 et 100 micro-secondes. Le μ d'un ion est proportionnel à la racine carrée de sa distance le long de ce tracé.

2.0. — Divers types de spectromètres de masse étudiés.

Le premier spectromètre de masse construit utilisait un faisceau électronique en impulsions et on obtenait des impulsions ioniques. Le champ électrique n'était pas uniforme du faisceau électronique au tube de glissement. Le champ dans la chambre d'ionisation était d'environ 10 V/cm puis augmentait au delà de la grille limitant la chambre d'ionisation, d'environ 200 V/cm jusqu'à un potentiel final de 200 V. Les dimensions n'étaient pas correctes pour utiliser pleinement l'effet de groupement, il ne fut donc pas examiné. En tout cas, l'appareil présentait divers inconvénients et il fut reconstruit de manière à utiliser la modulation par déviation. Cet appareil fut étudié en détail et confirme de nombreuses déductions de la théorie simple qui a été présentée plus haut. La tension V_0 variait d'environ 175 V à 800 V et la longueur du tube de glissement de 30 à 167 cm. La largeur nominale du faisceau électronique était $D = 5$ mm. mais certaines expériences semblèrent montrer que les ions venaient d'une région d'environ 10 mm d'épaisseur suivant la valeur du champ magnétique orientant les électrons. Au cours d'une expérience, on a noté $V_0 = 500$ V, $L = 167$ cm, $T_i = 0,25 \times 10^{-6}$ seconde et $E = 10$ V/cm. On pourrait donc s'attendre à une

résolution pouvant atteindre des valeurs de μ d'au moins 40. En réalité on n'obtient que la moitié de cette valeur. Les raisons en sont les suivantes :

a) Allongement de l'impulsion due à ce que $ED = V_D$ est fini ;

b) Modulation de vitesse additionnelle, introduite aux plaques de déviation. Le champ est frangé aux extrémités et il y a une composante axiale qui varie avec le temps. Un ion entrant entre les plaques est soumis à des forces axiales qui ne sont pas complètement annulées lorsqu'il en sort. Les diverses parties de l'impulsion sont soumises à des traitements différents et il y a une répartition différente de vitesse additionnelle ;

c) Quelque dispersion due au gaz résiduel du système. Elle sera faible mais elle n'est pas sans effet. Le parcours libre moyen d'un ion devrait être de plusieurs fois la longueur du tube de glissement.

Si cette dernière condition n'est pas remplie, l'intensité de l'impulsion est réduite et l'impulsion est allongée. A titre d'exemple, le parcours libre moyen d'une molécule d'hydrogène est d'environ 12 mètres à 10^{-6} mm de mercure. On a trouvé que dans les plus longs tubes de glissement, il était difficile de maintenir la pression sensiblement au-dessous de 10^{-5} mm de mercure lorsque l'on laissait le gaz pénétrer dans la chambre d'ionisation. Cela peut être surmonté par une meilleure conception.

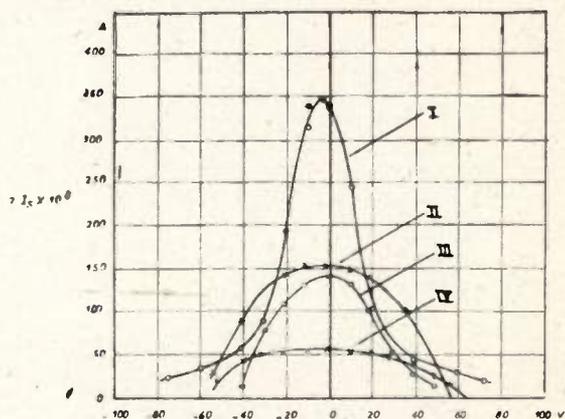


Fig. 8. — Formes variées d'impulsions obtenues avec la modulation en déviation.

- I : $V_0 = 400$ V, $L = 64$ cm ;
 II : $V_0 = 800$ V, $L = 167$ cm ; (lentille dans le tube de glissement)
 III : $V_0 = 600$ V, $L = 167$ cm ; (lentille dans le tube de glissement)
 IV : $V_0 = 800$ V, $L = 167$ cm.

La figure 8 montre les formes d'ondes obtenues sous diverses conditions. Les courbes sont obtenues dans des conditions statiques par application d'une tension constante entre les plaques de déviation et mesure du courant de cible pour diverses valeurs de tension. Ces impulsions peuvent être favorablement comparées à la forme des impulsions obtenues en conditions dynamiques. Il y a un allongement prononcé des impulsions de chaque côté de la crête, allongement dû à des ions fortement divergents lors de la pénétration entre les plaques de déviation. Dans les conditions de travail, ces allongements tendent à disparaître dans le bruit de fond mais ré-

duisent aussi toutefois le courant d'impulsion disponible. Les courbes II et III de la figure 8 ont été obtenues avec un tube de glissement dans lequel une lentille de focalisation unipotentielle avait été insérée. Cette lentille forme une image de l'ouverture finale du canon sur la cible et augmente l'intensité de la crête de l'impulsion. Elle tend ainsi à réduire la largeur de l'impulsion parce que l'image ionique qui balaie la cible est maintenant plus petite. Cet effet est toutefois presque totalement amorti par l'aberration sphérique de cette lentille qui fait qu'il faut plus longtemps aux ions près du bord de la lentille pour atteindre la cible qu'à ceux près de son centre.

CONCLUSIONS

Le spectromètre de masse à impulsions n'est pas une alternative des spectromètres actuels utilisant des champs magnétiques pour obtenir une dispersion spectrale des divers ions. Il peut avoir une utilité pour certains types de problèmes ; il n'y a aucune difficulté dans ce cas à obtenir des impulsions ioniques de faible durée. La grande largeur de bande nécessaire introduit un bruit électrique ce qui impose une densité élevée des faisceaux ioniques — peut-être de l'ordre de $0,01 \mu\text{A}$ à $1,0 \mu\text{A}$. Les sources à grande intensité pour lesquelles V_D est faible doi-

vent être soigneusement étudiées ainsi qu'un système de vide adéquat si la pression doit être maintenue faible dans l'appareil.

Le type de spectromètre de masse qui semble être le plus utile est le type dans lequel les impulsions ioniques sont produites à la masse. L'effet de groupement peut être utilisé pour réduire la durée effective de l'impulsion en une longueur optimum de glissement L_m . Il y a lieu de remarquer que cette durée d'impulsion dépend directement du temps de parcours total. Les amplificateurs doivent être établis pour pouvoir amplifier l'impulsion la plus brève si l'on ne veut rien perdre de son amplitude.

En général, plus petit sera physiquement l'appareil meilleur sera son fonctionnement à condition que la réduction conséquente de la tension V_0 d'accélération des ions n'abaisse pas l'intensité du faisceau ionique au dessous des valeurs nécessaires.

BIBLIOGRAPHIE

- SMITH, P. T. et al (1937). *Rev. Sci. Instr.* 8 p. 51.
 SPANGENBERG and FIELD (1947), *Elec. Comm.* 24 p. 108.
 STEPHENS W. E. (1946). *Phys. Rev.* 69 p. 691.
 TATE, SMITH, VAUGHAN, (1935), *Phys. Rev.* 48 p. 525.
 WALCHER W. (1944). *Zeit. f. Phys.* 122. p. 62.
 WILLIAMS F. C. (1937) *J. I. E. E.* 82.

QUELQUES EXPÉRIENCES SUR LES DISPOSITIFS A DÉVIATION DE FAISCEAU ET MULTIPLICATEUR ÉLECTRONIQUES POUR IMPULSIONS DE L'ORDRE DE LA MILLIMICROSECONDE

PAR

C. H. VINCENT

The Sanderson Engineering Laboratories
University of Edinburgh
Anciennement au département de Physique de
l'Université de Birmingham

Introduction.

L'introduction des compteurs à scintillation à multiplicateur photo-fluorescent pour la détection en physique nucléaire des particules à grande énergie a augmenté la précision avec laquelle il est possible de déterminer l'instant d'arrivée d'une telle particule par l'impulsion correspondante provenant du détecteur. Les circuits à coïncidence qui étaient suffisamment bons pour les compteurs Geiger étaient absolument incapables de permettre l'emploi total des possibilités des compteurs à scintillation. Il fut décidé dans ce but de rechercher des méthodes possibles pour le repérage dans le temps des coïncidences et l'accomplissement d'autres opérations électroniques sur les impulsions de l'ordre de la millimicroseconde grâce à de nouvelles techniques plutôt que par des développements de circuits à tubes classiques.

L'impulsion lumineuse d'une substance fluorescente convenable peut avoir une durée de disparition de l'ordre de 10 à 100 millimicrosecondes qui peut être beaucoup plus longue que la longueur d'impulsion dont le photo-multiplicateur est lui-même capable (on s'attend à ce que la réponse d'un bon photo-multiplicateur à un simple éclat de lumière de durée négligeable soit une impulsion de courant de forme approximativement gaussienne et d'une durée de quelques millimicrosecondes). Toutefois, à condition que le nombre total de photons soit dans chaque scintillation suffisamment grand (pour éviter des fluctuations statistiques appréciables) l'impulsion de lumière peut être représentée par une élévation brusque suivie d'une courbe de décroissance douce (une courbe exponentielle, par exemple). Dans l'impulsion de courant de sortie, pour une scintillation,

l'élévation aura la forme de l'intégrale de l'impulsion de courant de sortie pour un éclat lumineux de longueur négligeable, et l'instant d'arrivée de la particule sera défini avec une précision correspondante (de l'ordre de la millimicro-seconde). La chute de l'impulsion de courant de sortie suivra évidemment, exactement la disparition relativement lente de l'impulsion lumineuse (en admettant que cette dernière soit longue par rapport à la longueur de l'impulsion minimum dont est lui-même capable le photo-multiplicateur).

En comparant les mérites des différentes substances fluorescentes dans cette intention, le chiffre le plus important est le taux de l'émission de photons immédiatement après l'arrivée de la particule. Ce taux est égal au nombre total de photons émis pour une scintillation divisé par la constante de temps de la décroissance de la lumière en supposant que celle-ci soit exponentielle. Les caractéristiques les plus désirables pour une substance fluorescente sont donc pour cet emploi d'abord une grande émission de lumière par scintillation puis une décroissance rapide de l'émission lumineuse.

Le taux de l'émission des photons au début d'une scintillation sera suffisant pour éviter des fluctuations statistiques appréciables (comme décrit plus haut), s'il est tel qu'un grand nombre de photons effectifs arrive à la photo-cathode en un temps de l'ordre de la durée d'impulsion minimum dont le photo-multiplicateur est capable. Si le taux d'arrivée des photons est plus faible, le courant de sortie pour une scintillation aura une forme irrégulière montrant des fluctuations erratiques, et il y aura quelques variations erratiques du temps nécessaire pour que l'impulsion de sortie atteigne un niveau donné d'une scintillation à l'autre.

Il en résultera un délai variable entre l'arrivée de la particule et l'instant où le courant de sortie commencera à agir sur le circuit suivant, un circuit à coïncidence par exemple. La variation sera d'autant plus faible que la sensibilité du circuit suivant sera plus grande, c'est à dire plus le courant effectif minimum sera faible. Toutefois, sans tenir compte des difficultés qu'il peut y avoir à augmenter la sensibilité, le délai variable ne peut ainsi être réduit indéfiniment, car la variation erratique du temps existant entre l'arrivée de la particule et l'émission du premier photon effectif existe toujours. Si ce temps est t , sa probabilité d'avoir une valeur comprise entre t_1 et $t_1 + \delta t_1$ est $Re^{-Rt_1} \delta t_1$, où R est le taux initial d'émission des photons effectifs. Le seul moyen de réduire le délai erratique qui en découle est de trouver une autre substance fluorescente donnant une plus grande valeur de R . Toutefois la valeur attendue ($\frac{1}{R}$) de t est très faible pour les meilleures substances fluorescentes en usage actuellement, c'est-à-dire seulement une fraction de millimicroseconde. La valeur efficace dépend évidemment de la géométrie de récupération de la lumière comme de la nature de la substance fluorescente.

La déviation latérale d'un faisceau électronique pouvant, dans un tube à rayons cathodiques, se produire en des temps de l'ordre de la millimicroseconde, on décida de rechercher la possibilité de l'utiliser pour l'enregistrement des coïncidences. Il existe aussi d'autres possibilités d'emploi des dispositifs à déviation de faisceau et des multiplicateurs électroniques adjoints lorsqu'une réponse électronique particulièrement rapide est nécessaire.

Le tube à coïncidences.

Ce tube ressemble à un tube à rayons cathodiques normal, il est pourvu de deux systèmes de déviation très rapide et comporte d'autres modifications décrites ci-dessous. Étant donné que des impulsions de la durée de la millimicroseconde seraient soumises à une sérieuse distorsion par le système de déviation d'un tube à rayons cathodiques ordinaire (par suite de la capacité des plaques et de l'inductance des conducteurs) les plaques de déviation de ce système sont étudiées de façon à former, autant que possible, une partie de la ligne de transmission de 70 ohms qui amène les impulsions au tube. Chaque paire de plaques de déviation consiste en effet en deux bandes parallèles (fig. 1) transversales à l'axe du tube et écartées (de part et d'autre de l'axe) de manière à obtenir entre elles les 70 ohms d'impédance caractéristique. L'impulsion est amenée par câble coaxial et extraite à l'extrémité éloignée des plaques de déviation par un autre câble coaxial afin d'éviter les complications dues aux ondes réfléchies. Le temps de parcours relatif dans les deux canaux peut être réglé à la demande par insertion d'éléments de câbles de différentes longueurs ou par utilisation de deux lignes à retard télescopiques construites spécialement dans ce but.

Dans le but de n'obtenir d'indication avec ce tube que lorsqu'il existe une coïncidence entre les impulsions des deux canaux, la construction suivante a été utilisée. L'écran fluorescent est placé sur une feuille de verre intérieure et n'y occupe que trois des quatre quadrants. Le quatrième quadrant (celui placé en haut à droite, par exemple) est une ouverture ayant des bords radiaux à angle droit et fixés de manière à être parallèles aux directions correspondantes de la déviation du faisceau avec toute la précision possible. Ces bords sont définis par un étroit cadre de laiton qui maintient l'écran fluorescent. La construction est telle que les bords soient de rigoureuses lignes droites (autant que faire se peut) formant un angle vif à leur point de rencontre. Cet angle est placé sur l'axe du tube.

Le spot est normalement situé juste sous cet angle et vers la gauche, de sorte que si une impulsion se présente par l'un quelconque des deux canaux, le faisceau se déplace le long du bord sans pénétrer

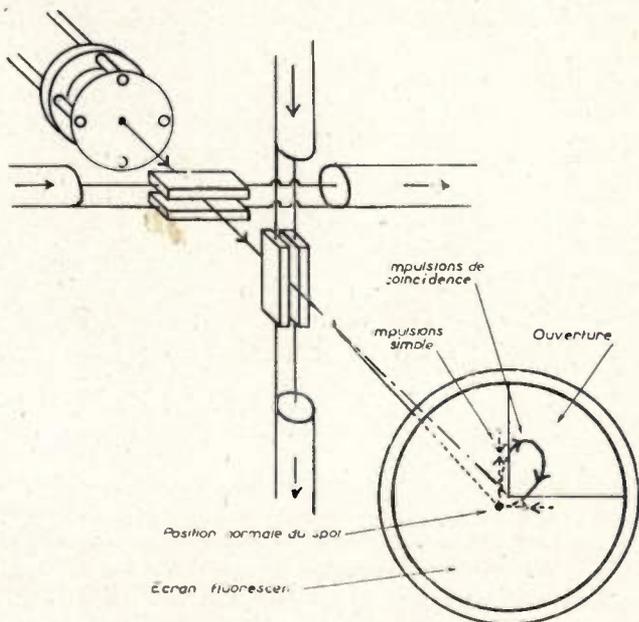


FIG. 1. — Tube à coïncidences.

La grille de suppression et la plaque collectrice ne sont pas représentées, mais sont placées après l'ouverture dans l'écran et tout contre lui.

dans l'ouverture. Seules des déviations simultanées suivant les axes x et y peuvent permettre au faisceau de passer par l'ouverture, et toutes déviations simultanées (de signe et d'amplitude convenables) y parviendront. Au-delà de l'ouverture se trouve une grille de suppression à un potentiel négatif de 50 V par exemple, puis une plaque métallique qui recueille la charge déposée par le faisceau. La charge disparaît de cette plaque avec une constante de temps de l'ordre de la microseconde et l'impulsion de tension résultante est amplifiée par un amplificateur à large bande ordinaire puis transmise par un discriminateur à un indicateur qui enregistre la coïncidence.

La limitation principale à la vitesse de réponse de ce tube est le temps mis par les électrons pour traverser le champ des plaques de déviation. Ce temps

est de l'ordre de 5×10^{-10} secondes dans tous les cas, c'est à-dire que le temps minimum d'élévation de l'impulsion de déviation est de l'ordre de 5×10^{-10} secondes. Des essais préliminaires ont montré qu'avec un écart de temps de 1 μ s ou plus entre les impulsions de tension des deux canaux, aucune coïncidence ne sera enregistrée, tandis qu'avec un recouvrement de 1 μ s ou davantage, 100 % des coïncidences seront enregistrées. Par « écart » nous représentons ici le délai relatif entre les deux canaux (en partant d'impulsions simultanées et tenant compte du temps de parcours d'une paire de plaques de déviation à l'autre) moins la durée de la première impulsion. Le « recouvrement » est évidemment l'opposé.

Des impulsions simultanées sont produites, pour essais, à l'entrée des deux canaux par la décharge de deux courtes longueurs de ligne de transmission lors de la fermeture d'un interrupteur commun. On peut essayer le matériel dans son ensemble en observant si des coïncidences sont enregistrées ou non lorsqu'on manœuvre l'interrupteur alors que divers retards ont été provoqués dans les deux canaux. On doit alors voir les effets de la distorsion des impulsions dans un étage quelconque. Une réponse parfaite aux coïncidences devrait n'enregistrer aucune coïncidence pour tout écart supérieur à 0 et 100 %, coïncidence pour écart négatif (c'est-à-dire un recouvrement). En pratique, il existe une petite région intermédiaire pour laquelle l'enregistrement est régi par une probabilité qui varie de 0 à 1 pour toute la région. Rien ne permet de douter que les facteurs aléatoires impliqués soient le bruit dans l'amplificateur après sortie du tube à coïncidences, la phase de l'instant des impulsions d'essais vis à vis de l'alimentation à 50c/s, etc... Les facteurs décident du résultat en cas d'un très petit écart positif ou négatif.

Sauf en ce qui concerne la région d'incertitude ci-dessus décrite, c'est-à-dire entre un écart de 1 μ s et un recouvrement de 1 μ s, l'enregistrement des coïncidences concorde bien avec le retard, c'est-à-dire qu'il a lieu uniquement quand on s'attend à un recouvrement. Il faut tenir compte en ceci de ce que des interférences ont pu se produire du fait d'ondes réfléchies par suite de mauvaises adaptations et cela surtout si des lignes à retard télescopiques ont été utilisées. Il n'y a rien d'étonnant à cela car il n'a pas encore été possible d'obtenir des raccords de câbles, mâles et femelles, etc... convenant exactement aux buts de toutes les parties des canalisations. Il n'y a là qu'une question d'approvisionnement et de construction adéquate et il n'y faut voir aucune raison de douter que l'emploi de méthodes orthodoxes puisse largement améliorer la situation.

Une limitation pratique sérieuse du tube réside actuellement dans le grand courant nécessaire pour obtenir une tension de fonctionnement convenable dans la ligne de 70 ohms. Le courant est de l'ordre de centaines de milliampères. Des moyens de réduire ce courant et (ou) de produire le courant convenable sont actuellement recherchés. Un canon électronique ordinaire de tube à rayons cathodiques de série, un canon VCR 517 sans ses plaques de déviation normales

a été utilisé jusqu'à présent pour obtenir satisfaction. Il est toutefois probable qu'il soit possible d'obtenir un spot beaucoup plus petit et par suite une plus grande sensibilité, avec un canon mieux choisi ou mieux étudié. Il ne faut pas, pour y parvenir réduire par trop le courant de faisceau ce qui produirait des impulsions de sortie ne dépassant pas suffisamment le niveau de bruit dans l'amplificateur attaqué.

De meilleurs résultats peuvent être obtenus si la sortie de l'amplificateur est reliée à un circuit à triple coïncidence relativement lent (de l'ordre de la microseconde) en même temps que les impulsions rapides, provenant de chaque voie, prélevées sur les charges équilibrées et convenablement prolongées. On élimine ainsi l'enregistrement d'impulsions parasites dues à des brouillages attaquant l'amplificateur. On pourrait également mettre un multiplicateur électronique après l'ouverture, au lieu de la plaque collectrice et en connecter la sortie à l'amplificateur. L'effet du bruit et des brouillages dans le préamplificateur serait ainsi sensiblement réduit, mais il y aurait une limite inférieure du courant de faisceau qui serait encore satisfaisante. Il en est ainsi parce que, à moins que le nombre total d'électrons passant dans l'ouverture, en 10^{-9} seconde par exemple, soit grand, il peut y avoir une variation statique appréciable de leur nombre, et par suite de la grandeur de l'impulsion d'une répétition à l'autre d'une même paire d'impulsions. L'étendue du doute mentionné ci-dessus serait alors augmentée.

La tension de faisceau utilisée actuellement est de 2 250 volts et il ne semble pas qu'on puisse gagner beaucoup à la modifier. Si, par exemple, on réduisait la tension pour obtenir une sensibilité de déviation plus grande, l'avantage en serait perdu par suite de la plus grande dimension du spot et de l'augmentation de la déviation minimum ainsi nécessitée. Actuellement on continue à utiliser le canon VCR 517 et l'on recherche, par le deuxième moyen, jusqu'où il est possible d'augmenter le courant produit. Un autre tube est en fabrication dans ce but.

Le tube multiplicateur électronique.

L'autre tube en construction comporte un canon et un ensemble de plaques de déviation semblables, mais le faisceau y est uniquement dévié dans une seule direction, un seul des bords détermine donc si le faisceau entre dans l'ouverture ou non. Il y a dans ce tube un multiplicateur électronique au beryllium-cuivre à 14 étages derrière l'ouverture et on a l'intention de l'utiliser pour rechercher la grandeur des courants maxima pouvant être obtenus de multiplicateurs électroniques avec de très courtes impulsions. Les limitations possibles sont :

1° les limitations du courant par la charge d'espace dans les étages terminaux du multiplicateur.

2° l'allongement de l'impulsion de sortie due aux effets de charge d'espace dans les étages terminaux du multiplicateur.

3° La détérioration des dinodes terminales.

On espère que la troisième limitation ne sera pas trop sérieuse, par suite de la brièveté des impulsions en cause mais il reste à l'expérimenter.

Une analyse détaillée de l'action du système de déviation montre qu'il devrait être possible de produire des impulsions électroniques au travers de l'ouverture de longueur comparable au temps mis par les électrons pour traverser les plaques (c'est-à-dire 5×10^{-10} seconde) ou peut-être moins : c'est suffisamment court pour assurer que la longueur et la forme de l'impulsion de sortie soient surtout déterminées par les caractéristiques du multiplicateur lui-même et non pas par celles de l'impulsion d'entrée.

La forme de l'électrode qui constitue la sortie du multiplicateur est conçue de manière à former autant que possible une partie de la ligne de transmission emmenant l'impulsion de sortie (par un arrangement semblable à celui des plaques de déviation). Il est peut-être possible d'utiliser un tel dispositif comme amplificateur d'impulsions très rapides.

Les travaux décrits dans cet article ont été entrepris au Département de Physique de l'Université de Birmingham et poursuivis à l'Université d'Edinburgh. L'auteur remercie vivement pour les facilités et les encouragements qu'il a reçus le Professeur P. B. Moon, F. R. S. de l'Université de Birmingham et le Professeur R. N. Arnold, D. Sc. de l'Université d'Edinburgh.

SUR L'ÉTUDE ET LA RÉALISATION DES CIRCUITS A COINCIDENCE

PAR

P. NAMIAN

*Ingénieur à la Société d'Electronique
et d'Automatisme*

Cet exposé, d'un caractère plus logique que technique, a pour but de montrer la conception et les possibilités des circuits générateurs à coïncidence dans la technique des impulsions. Ceux-ci sont très largement utilisés dans la réalisation des machines arithmétiques électroniques.

La contribution d'une algèbre logique dans l'étude des circuits à coïncidence, est fondamentale. L'algèbre de Boole ⁽¹⁾ en particulier, fournit un outil mathématique, simple et sûr, permettant la mise en équation d'un quelconque organe, en fonction de sa structure logique. Le schéma, le plus économique, est obtenu, après réduction, puis traduction électronique de cette équation Booleenne.

Les deux opérateurs logiques, effectuant la réunion et l'intersection, peuvent être réalisés, dans un standard d'impulsions ou de niveau positif, par des réseaux de redresseurs. La convention adoptée, dans ce cas, est la suivante : la présence d'un signal (impulsions) ou d'un niveau de tension haut, en un instant déterminé, est représentative de la valeur « 1 » pour la variable considérée. Au contraire, l'absence de ce signal ou de niveau haut a la signification « 0 ».

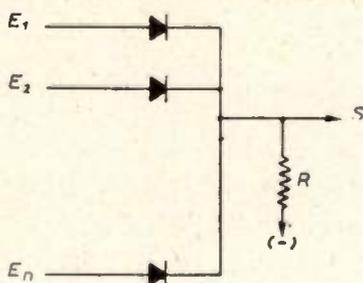


FIG. 1

Le circuit « ou » (fig. 1) appelé « buffer » ou « mélangeur » effectue la réunion ou somme logique :

$S = 1$ si l'une au moins des variables $e_1 e_2 \dots e_n$ a la valeur 1.

$$S = e_1 + e_2 + \dots + e_n$$

$$S = \sum_{i=1}^{i=n} e_i$$

Le circuit « et » (fig. 2) appelé « gate », « porte » ou « conditionneur » effectue l'intersection ou produit logique.

$S = 1$ si toutes les variables $e_1 e_2 \dots e_n$ ont la valeur 1.

$$S = e_1 e_2 \dots e_n$$

$$S = \prod_{i=1}^{i=n} e_i$$

Il convient d'ajouter, pour être plus général, que la fonction inverse est fournie par les sources de signaux.

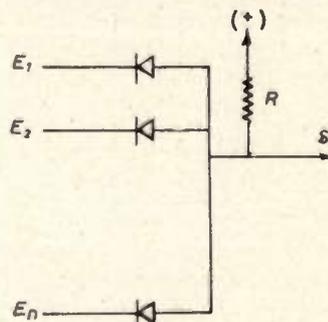


FIG. 2

Des considérations technologiques peuvent amener à envisager toute autre solution technique, que celle des réseaux de redresseurs, pour réaliser les

⁽¹⁾ Voir appendice 1.

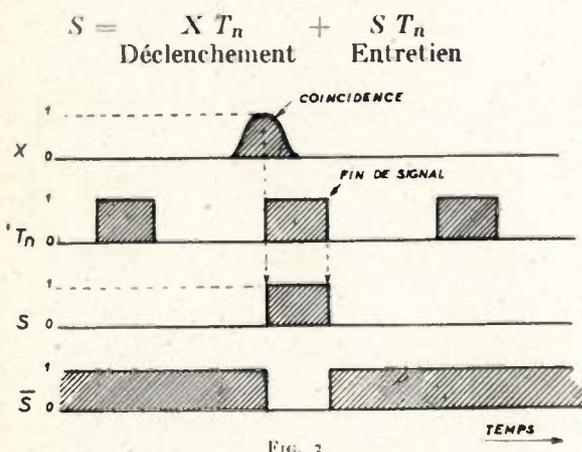
opérations logiques (1) (circuits de tubes à vide, relais... etc).

RÉGÉNÉRATEURS A COÏNCIDENCE.

La première fonction à réaliser, dans toute technique d'impulsion, est la régénération.

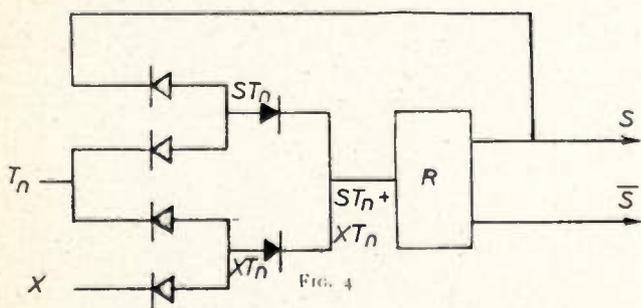
Du point de vue logique, le régénérateur est un organe qui délivre une impulsion remise en forme et calibrée sur un timing T_n chaque fois qu'il y a coïncidence entre le signal d'entrée et l'une des impulsions T_n . On appelle timing des signaux pilotes régulièrement espacés d'une période binaire.

L'équation booléenne est immédiatement déduite :



Le signal de sortie (fig. 3) est déclenché par la coïncidence entre le signal d'entrée X et l'une des impulsions T_n . Il persiste ensuite autant que T_n et se termine avec elle (entretien).

L'examen de l'équation S montre qu'elle sera réalisée par deux gates XT_n et ST_n et un buffer (fig. 4).



Le membre implique une réaction du signal de sortie sur l'entrée. Les signaux d'entrée X et de réaction S sont contrôlés séparément par le timing T_n , puis réunis sur la grille de l'amplificateur inverseur R qui délivre sur deux sorties les signaux S et \bar{S} .

Sous cette forme, le régénérateur se prête facilement à une généralisation. Mais on peut trouver un

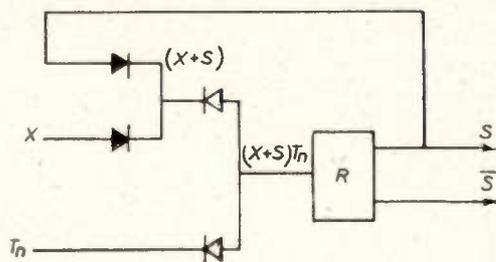
(1) Voir la solution proposée par M. PIEL, au cours de ce colloque, dans son exposé : « Sur une technique de circuits électroniques pour machines à calculer rapides ».

schéma plus économique. En effet, l'équation de S peut s'écrire :

$$S = (X + S) T_n$$

qui sera réalisée par un buffer $(X + S)$ et un gate (fig. 5).

Les deux signaux d'entrée et de réaction sont réunis avant d'être contrôlés sur la grille de l'amplificateur par le timing T_n . Il faut remarquer que ce contrôle peut s'effectuer directement par commande du timing sur une électrode du tube (contrôle sur cathode, sur supprimeur... etc).



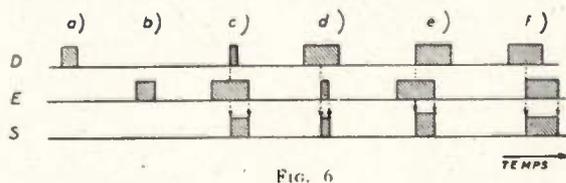
GÉNÉRATEUR A COÏNCIDENCE.

Outre sa fonction de régénération, un tel circuit est avantageusement utilisé comme organe fonctionnel. En le commandant avec des signaux appelés « Déclenchement » D et « Entretien » E, il fournit des impulsions S dont la largeur est une fonction de la position relative des signaux de commande.

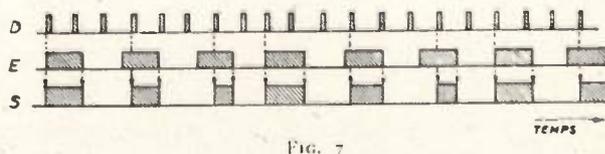
L'équation s'écrit dans ce cas :

$$S = (D + S) . E = D.E + S.E$$

Les six cas possibles sont analysés en a, b, c, d, e, f, sur la figure 6. L'existence de S nécessite une coïncidence $D.E = 1$.



Le front avant est déterminé par la première coïncidence et le front arrière par la fin du signal d'entretien. Suivant les cas, ce circuit pourra supprimer (a), (b), élargir (c), affiner (d), (e) ou décaler (f) une impulsion.



Ce générateur trouve des applications dans tous les problèmes de modification de largeur d'impulsion, de décalage de signaux dans le temps et de tests

d'informations en des instants déterminés. Il faut noter qu'un procédé de régénération, couramment utilisé, dérive du cas (d). Il consiste à découper une impulsion, par coïncidence, entre le signal dégénéré préalablement élargi et le timing de régénération.

Dans le cas le plus général, avec des signaux de commande récurrents, le signal de sortie est constitué par une suite de trains d'impulsions de largeur variable dans le temps (fig. 7). Ces circuits présentent donc un intérêt évident dans tous les systèmes d'impulsions ayant un caractère cyclique.

L'étude d'un générateur de timings décalés pour une machine à calculer électronique montrera leurs facilités d'adaptation à des circuits plus complexes et la simplicité des solutions obtenues par leur utilisation.

ETUDE D'UN GÉNÉRATEUR DE TIMINGS DÉCALÉS (1).

Les conditions initiales du projet sont les suivantes : Le générateur devra fournir quatre trains d'impulsions décalés. Le facteur de forme 3/10 et

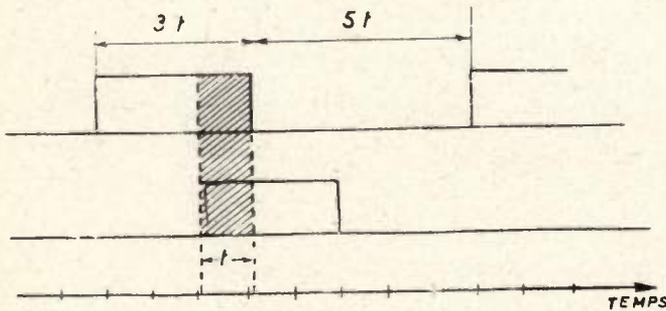


FIG. 8

un décalage de 1/4 de la période de récurrence permettent une superposition du 1/3 de la largeur des impulsions d'un train sur celles du train précédent. D'autre part, seule la succession logique :

$T_1 T_2 T_3 T_4 T_1 \dots$ etc. sera possible.

Le système étant récurrent, l'étude est limitée à celle d'une période. Les fonctions de structure sont déterminées sur le tableau de Boole (fig. 9).

t	T ₁	T ₂	T ₃	T ₄
1	1	0	0	1
2	1	0	0	0
3	1	1	0	0
4	0	1	0	0
5	0	1	1	0
6	0	0	1	0
7	0	0	1	1
8	0	0	0	1

FIG. 9

(1) Les principes d'une machine à calculer utilisant des timings décalés ont été développés, au cours de ce colloque par M. LECLERC dans son exposé : « Repérage d'un grand nombre d'intervalles de temps élémentaires au cours d'un cycle ».

On établit celui-ci en considérant successivement pendant tous les intervalles de temps élémentaires d'une période, les valeurs des différentes variables. Ici le plus petit intervalle de temps décelable sans changement d'état (intervalle élémentaire) est égal à la superposition de deux signaux, soit le 1/8 de période.

L'équation d'une variable T₂ par exemple, s'écrit :

$$T_2 = f(T_1, T_3, T_4) = T_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 + \bar{T}_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 + \bar{T}_1 T_3 \bar{T}_4$$

Un terme composant est constitué pour chaque intervalle de temps t pendant lequel T₂ = 1, par le produit des autres variables, celles-ci intervenant par leur inverse, quand elles sont nulles.

On a de même :

$$\begin{aligned} \bar{T}_2 = & T_1 \bar{T}_3 T_4 + T_1 T_3 \bar{T}_4 + \bar{T}_1 T_3 T_4 + \bar{T}_1 \bar{T}_3 T_4 \\ & + \bar{T}_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \end{aligned}$$

Or, T₂ et \bar{T}_2 ont des termes composants communs : T₁ \bar{T}_3 \bar{T}_4 et \bar{T}_1 T₃ \bar{T}_4 . Comme, par définition, T₂ et \bar{T}_2 ne peuvent prendre, au même instant la même valeur, il y a impossibilité de réaliser ce système sans introduire des variables supplémentaires, c'est-à-dire, des signaux de commande. En remarquant que l'indétermination a toujours lieu pour deux intervalles successifs tels que t₂ et t₃ ou t₃ et t₄, il faut et il suffit que les nouvelles variables puissent les distinguer

t _i	T ₁	T ₂	T ₃	T ₄	a	b	c
1	1	0	0	1	1	1	0
2	1	0	0	0	0	1	1
3	1	1	0	0	1	0	1
4	0	1	0	0	0	0	0
5	0	1	1	0	1	1	0
6	0	0	1	0	0	1	1
7	0	0	1	1	1	0	1
8	0	0	0	1	0	0	0

FIG. 10

On peut introduire une variable « a » prenant successivement pour chaque intervalle t, les valeurs 0 et 1 (fig. 10). L'indétermination sera effectivement levée car :

$$\begin{aligned} T_2 = f(T_1, T_3, T_4, a) = & T_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 a + \bar{T}_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{a} + T_1 T_3 \bar{T}_4 a \\ \bar{T}_2 = & T_1 \bar{T}_3 T_4 a + T_1 T_3 \bar{T}_4 \bar{a} + \bar{T}_1 T_3 T_4 a + \bar{T}_1 T_3 \bar{T}_4 \bar{a} \\ & + \bar{T}_1 \bar{T}_3 T_4 \bar{a} \end{aligned}$$

L'utilisation de deux variables « b » et « c » décalées d'un intervalle t et changeant de valeur tous les deux t satisfait à ces conditions. Les quatre combinaisons bc, $\bar{b}\bar{c}$, $b\bar{c}$, $\bar{b}c$ permettent de différencier quatre intervalles successifs.

Le choix des signaux de commande est très important. De lui dépend toute la simplicité du générateur. La deuxième solution, adoptée ici pour des raisons technologiques, demande deux trains de signaux carrés d'une période $4t$ et décalés de t .

Les équations booléennes du système sont, dans ce cas :

$$T_1 = \bar{T}_2 \bar{T}_3 T_4 \bar{b} \bar{c} + \bar{T}_2 \bar{T}_3 \bar{T}_4 b c + T_2 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} c$$

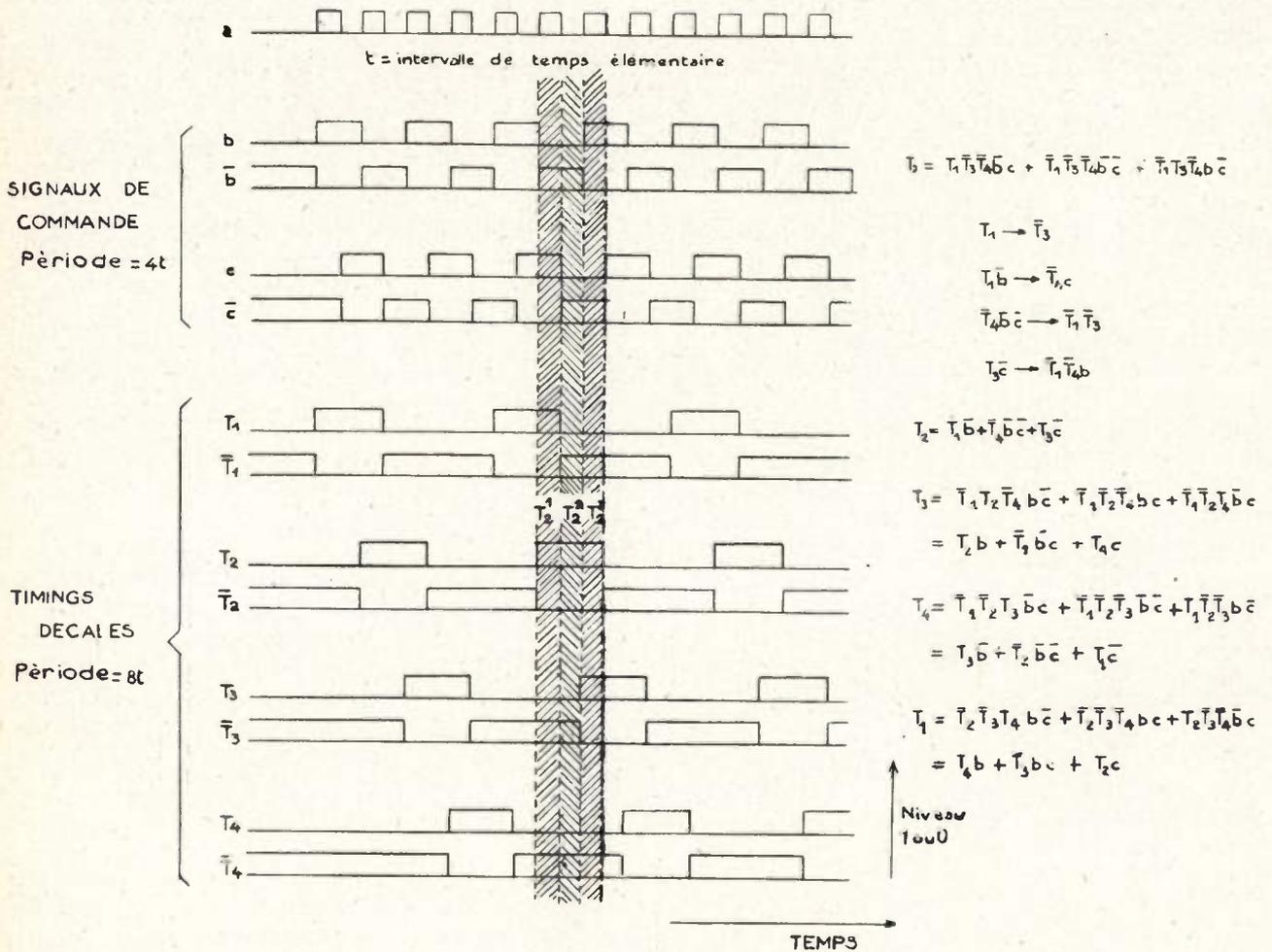
$$T_2 = T_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} c + \bar{T}_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} \bar{c} + \bar{T}_1 T_3 \bar{T}_4 b \bar{c}$$

$$T_3 = \bar{T}_1 T_2 \bar{T}_4 \bar{b} \bar{c} + \bar{T}_1 \bar{T}_2 \bar{T}_4 b c + \bar{T}_1 \bar{T}_2 T_4 b c$$

$$T_4 = \bar{T}_1 \bar{T}_2 T_3 \bar{b} c + \bar{T}_1 \bar{T}_2 \bar{T}_3 \bar{b} \bar{c} + T_1 \bar{T}_2 \bar{T}_3 b \bar{c}$$

implications du système. On sait qu'une implication ⁽¹⁾ telle que : $(T_1 \rightarrow T_3)$ entraîne la relation $T_1 \bar{T}_3 = T_1$ d'où la possibilité de supprimer le facteur \bar{T}_3 . Cette implication se vérifie, sur la planche, ou sur le tableau, en constatant que la variable T_1 est toujours vraie ($= 1$) en même temps que \bar{T}_3 . Pour être plus rigoureux, il suffit de démontrer que tous les termes composants de T_1 sont des composants de \bar{T}_3 ou de mettre T_1 sous la forme :

$$T_1 = \bar{T}_3 \cdot (T_2 T_4 \bar{b} c)$$



La planche des signaux (planche I) résulte directement du tableau de Boole. Elle représente, en fonction du temps, les signaux recherchés $T_1 T_2 T_3 T_4$ leurs inverses $\bar{T}_1 \bar{T}_2 \bar{T}_3 \bar{T}_4$ et les signaux de commande $b \bar{b} c \bar{c}$. La suite de cette étude peut s'effectuer en se référant, soit à la planche des signaux, soit au tableau de Boole. Le tableau est souvent d'un emploi plus commode.

La réduction d'une équation booléenne, T_2 par exemple s'effectue surtout en considérant les diverses

ici les implications :

$$T_1 \rightarrow \bar{T}_3 \quad T_1 \bar{b} \rightarrow \bar{T}_3 c \quad \bar{T}_4 \bar{b} \bar{c} \rightarrow \bar{T}_1 \bar{T}_3$$

$$T_3 \rightarrow \bar{T}_1 \quad T_3 c \rightarrow \bar{T}_4 \bar{b}$$

entraînent :

$$T_2 = T_1 \bar{b} + \bar{T}_4 \bar{b} c + T_3 \bar{c} \tag{I}$$

⁽¹⁾ Voir appendice 1.

Un schéma du générateur serait obtenu par traduction électronique de l'équation « I ». Cette solution (fig. 11) comportant quatre étages semblables est coûteuse en matériel. D'autre part, elle pose le problème technique de la juxtaposition des trois signaux composants réunis par le buffer.

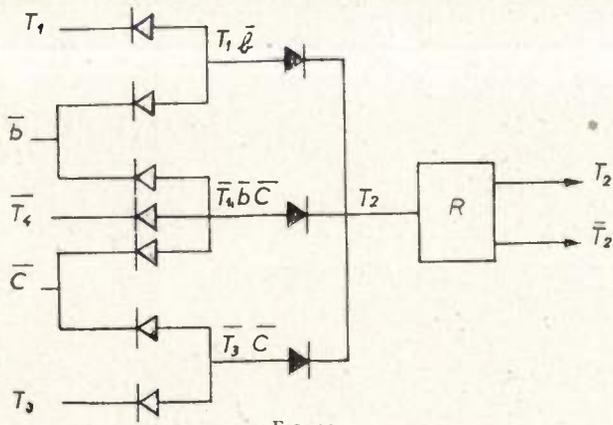


FIG. 11

Il est préférable de transformer l'équation « I » en une autre de la forme $T_2 = (D + T_2) E$ équation du circuit générateur à coïncidence.

$$T_2 = T_2 \times T_2 = T_1 T_2 b + T_2 T_4 b c + T_2 T_3 c \quad (II)$$

$$= T_1 \bar{b} + T_2 (\bar{T}_4 \bar{b} + T_3 \bar{c})$$

car $T_1 \bar{b} \longrightarrow T_1$ et $(T_2 \bar{T}_4 \bar{b}) \longrightarrow \bar{c}$

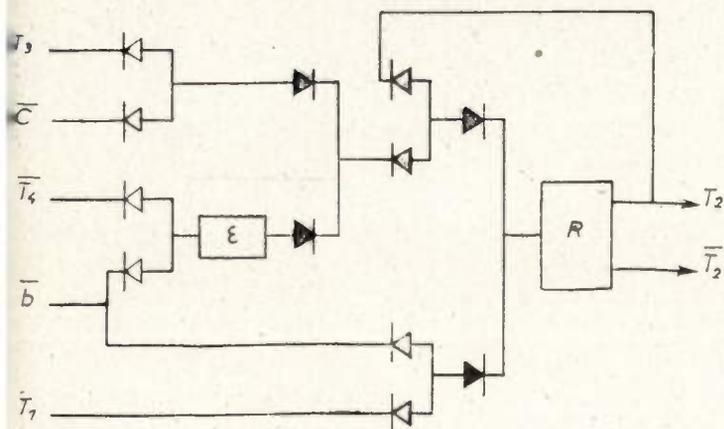


FIG. 12

L'étage T_2 du générateur est réalisé avec quatre gates et deux buffer (fig. 12). Le signal T_2 est déclenché par la coïncidence $T_1 \bar{b}$ puis entretenu par $(\bar{T}_4 \bar{b} + T_3 \bar{c})$.

Un retard ϵ inférieur à t est nécessaire pour assurer la superposition des deux signaux $\bar{T}_4 \bar{b}$ et $T_3 \bar{c}$. Il évite ainsi une rupture d'entretien entre eux.

Ce procédé de simplification de l'équation « I » ne met pas en valeur toutes les possibilités de l'algèbre de Boole et en particulier ne tient pas compte des symétries en \bar{b} et \bar{c} . Un calcul élémentaire, conser-

vant la symétrie dans le terme d'entretien (1) réduit l'équation « II » à :

$$T_2 = (T_1 \bar{b} + T_2) (\bar{b} + \bar{c})$$

L'étage du générateur est constitué par deux gates et deux buffers. Le signal T_2 est déclenché par la coïncidence $T_1 \bar{b}$ puis entretenu pendant la réunion $(\bar{b} + \bar{c})$. Ces deux signaux se superposent et éliminent ainsi les éléments de retard ϵ nécessaires dans les cas précédents.

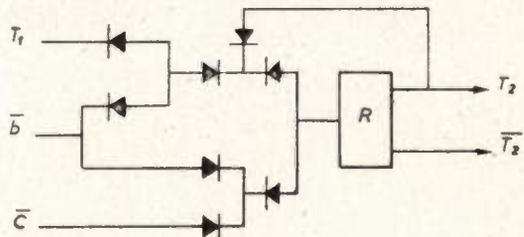


FIG. 13

Les quatre équations générales de $T_1 T_2 T_3 T_4$ étant symétriques, leurs formes réduites s'obtiennent directement par permutation circulaire des indices et inversion des variables b et c .

$$T_2 = (T_1 \bar{b} + T_2) (\bar{b} + \bar{c})$$

$$T_3 = (T_2 b + T_3) (b + c)$$

$$T_4 = (T_3 \bar{b} + T_4) (\bar{b} + \bar{c})$$

$$T_1 = (T_4 b + T_1) (b + c)$$

Cette dernière équation T_1 ne tient pas compte des conditions initiales lors de la mise en service du générateur A ce moment, seuls les signaux $\bar{T}_1 \bar{T}_2 \bar{T}_3 \bar{T}_4$ existent, et logiquement, la fonction déclenchement du premier train ne peut contenir la variable T_4 .

Or, le premier terme de T_1^1 s'écrit :

$$T_1^1 = \bar{T}_2 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} c = \bar{T}_3 \bar{b}$$

car :

$$\bar{T}_3 \bar{b} \longrightarrow \bar{T}_2 \bar{T}_4 \bar{c}$$

d'où :

$$T_1 = \bar{T}_3 \bar{b} + T_1 (b + c) = (\bar{T}_3 \bar{b} + T_1) (b + c).$$

La planche II montre le schéma logique du générateur. Un timing est déclenché par une coïncidence avec le précédent, ce qui assure un verrouillage automatique n'autorisant que la succession logique $T_1 T_2 T_3 T_4$. Seul T_1 utilise pour son déclenchement un signal inverse \bar{T}_3 , permettant ainsi le démarrage du générateur (Premier déclenchement du signal T_1).

(1) Voir appendice II.

Le schéma complet du générateur (1) comprend également les circuits de production des signaux de commande *b* et *c* à partir de signaux carrés « *a* »

Les signaux *c* et *a*, *b* et *a* étant jointifs, leurs superpositions, pour assurer l'entretien sont obtenues par des éléments de retard ϵ .

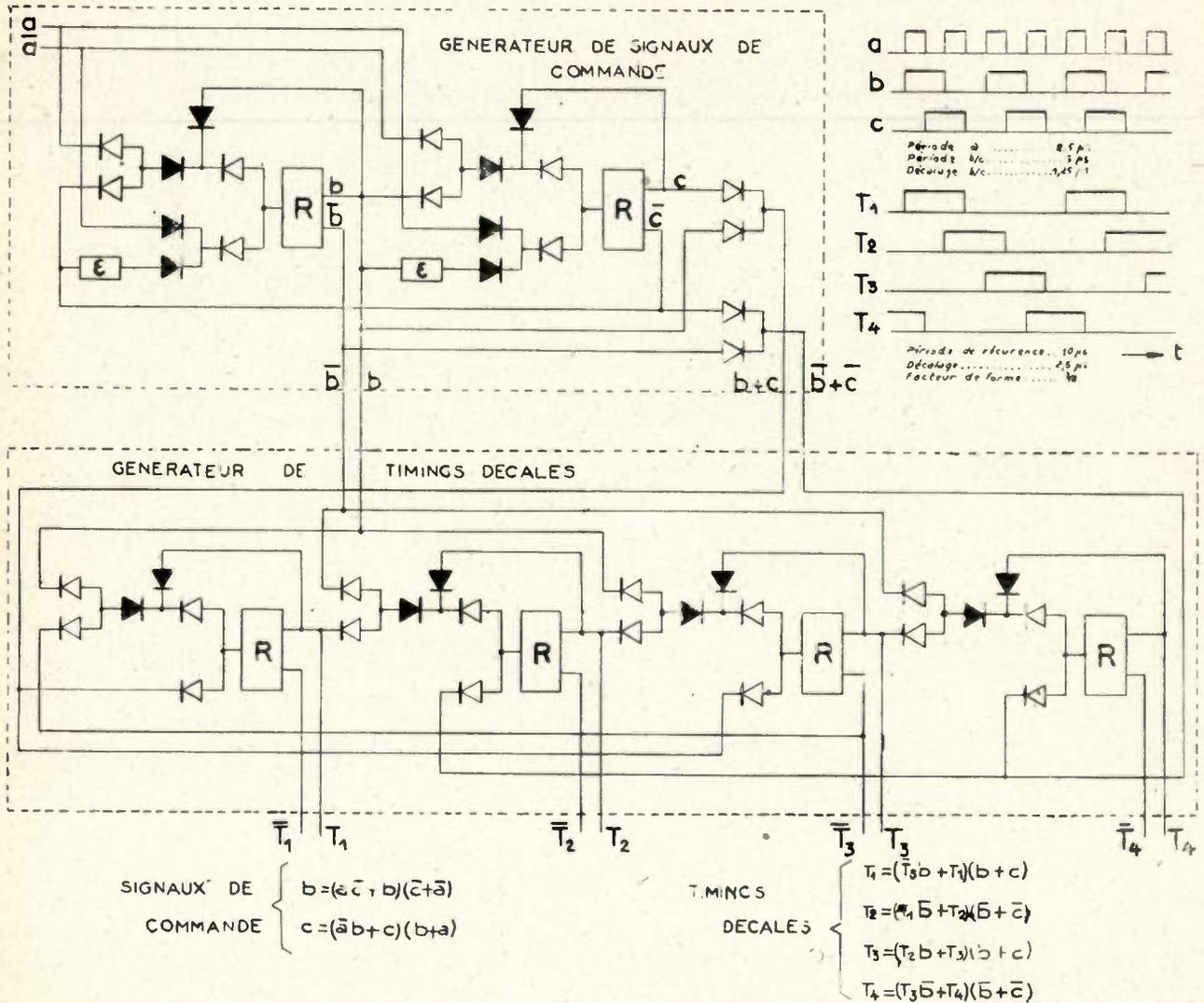


PLANCHE II

de période $2t$. Leurs équations sont déduites directement du tableau de Boole (fig. 14).

$$b = (\bar{a}\bar{c} + b)(\bar{c} + \bar{a})$$

$$c = (\bar{a}b + c)(b + \bar{a})$$

<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
1	1	0
0	1	1
1	0	1
0	0	0

FIG. 14

(1) Ce générateur de quatre timings décalés est celui de la machine arithmétique électronique C.U.B.A. (Calculatrice Universelle Binaire de l'Armement), destinée au Laboratoire Central de l'Armement. La période de récurrence des timings est de $10\mu S$ (facteur de forme $3/8$) et le décalage de $2,5\mu S$. Les signaux de commande carrés ont respectivement des périodes de $5\mu S$ pour « *b* » et $2,5\mu S$ pour « *a* ».

CONCLUSION.

Cette étude d'un générateur de timing décalés, esquissée dans le cas de 4 timings, mais dont la portée est générale, montre la simplicité de la réalisation obtenue par l'utilisation des circuits générateurs à coïncidence. Ils apportent, en outre, la sûreté du fonctionnement due à leur conception logique.

Le concours du calcul logique n'est point négligeable. Cette méthode peut paraître abusive dans les cas simples où un raisonnement direct reste suffisant. Elle devient une nécessité pour étudier des projets de circuits complexes dont le générateur de timing est un exemple.

APPENDICE I

Il est utile de rappeler sans démonstration, quelques définitions et principes de l'algèbre de Boole :

a) La variable Booléenne ne peut prendre que les

deux valeurs 0 ou 1, à l'exclusion de toute autre valeur.

b) Les règles classiques de la somme et du produit restent valables (avec la restriction $1 + 1 = 1$).

c) L'inverse d'une variable (représentée par le symbole barre) est définie par :

$$\bar{x} = 1 \text{ quand } x = 0 \text{ (et réciproquement).}$$

Quelques identités et relations sont fondamentales :

$$\text{Identité du tiers exclu : } x + \bar{x} \equiv 1$$

$$\text{Identité de non contradiction : } x \bar{x} \equiv 0$$

Relations d'idempotence :

$$x + x = x \quad x \cdot x = x$$

Identité d'inversion des variables et des signes :

$$\overline{x + y} = \bar{x} \cdot \bar{y} \quad \overline{x \cdot y} = \bar{x} + \bar{y}$$

On peut introduire également l'implication logique (représentée par les symboles \longrightarrow ou \supset). L'implication ($x \longrightarrow y$) vérifie la relation $\overline{x \cdot y} = 1$ c'est-à-dire $y = 1$ quand $x = 1$ et reste indéterminé quand $x = 0$. On démontre aisément qu'une telle implication entraîne la relation :

$(x \cdot y) = x$ ce qui s'écrit :

$$[x \longrightarrow y] \longrightarrow [x \cdot y = x]$$

Cette relation permettra dans de nombreux cas de supprimer des facteurs dans une équation booléenne.

APPENDICE II

La réduction de l'opération T_2 , tout en conservant la symétrie en b et c dans le terme d'entretien, peut s'effectuer ainsi :

$$T_2 = f. (T_1 T_3 T_4 b c) \text{ (voir figure 10).}$$

$$T_2 = T_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 b c + T_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} c + T_1 T_3 \bar{T}_4 b \bar{c}$$

Les implications

$$T_1 \bar{b} \longrightarrow \bar{T}_3 \bar{T}_4 \bar{b} c \longrightarrow \bar{T}_1 \bar{T}_3 \bar{T}_4 c \longrightarrow \bar{T}_1 \bar{T}_4$$

entraînent

$$T_2 = T_1 \bar{b} c + \bar{T}_1 \bar{b} c + T_3 b \bar{c}$$

$$T_2 \equiv T_2 \times T_2 = T_1 T_2 \bar{b} c + T_2 \bar{T}_4 \bar{b} c + T_2 T_3 b \bar{c}$$

et en appliquant la relation d'idempotence $x = x + x$ au premier et au deuxième terme.

$$T_2 = T_1 T_2 \bar{b} c + T_1 T_2 \bar{b} c + T_2 \bar{T}_4 \bar{b} c + T_2 \bar{T}_4 \bar{b} c + T_2 T_3 b \bar{c}$$

$$T_2 = T_1 T_2 \bar{b} c + T_2 [T_1 \bar{b} c + \bar{T}_4 \bar{b} c + \bar{T}_4 \bar{b} c + T_3 b \bar{c}]$$

Déclenchement

entretien

En considérant les implications.

$$T_1 \bar{b} \longrightarrow T_2 c, \quad T_2 \bar{b} c \longrightarrow T_1, \quad T_2 \bar{b} c \longrightarrow \bar{T}_4$$

$$T_2 b \bar{c} \longrightarrow T_3$$

$$T_2 = T_1 \bar{b} + T_2 [\bar{b} c + \bar{b} c + \bar{b} c + b \bar{c}]$$

$$= T_1 \bar{b} + T_2 [\bar{b} (c + c) + c (b + \bar{b})]$$

$$T_2 = T_1 \bar{b} + T_2 (b + c)$$

Comme

$$T_1 \bar{b} = T_1 \bar{b} (b + c)$$

$$(T_1 \bar{b} c = 0 \text{ dans ce système).}$$

T_2 se met sous la forme définitive :

$$T_2 = (T_1 \bar{b} + T_2) (b + c).$$

Note de l'Auteur.

Au cours de cet exposé, j'ai utilisé les expressions anglo-américaines : gate (traduit en français, suivant les auteurs, par porte, vanne, intersecteur, conditionneur... etc.) buffer (tampon-mélangeur...) et timing (rythme, horloge...) Cependant, je me permets de réitérer l'appel de M. LECLERC pour doter le langage technique français d'une expression équivalente pour chacun de ces mots.

UN NOUVEAU DISPOSITIF BI-STABLE A GRANDE VITESSE POUR L'AIGUILLAGE DES IMPULSIONS

PAR

Yves DRUET

Ingénieur Chef de Groupe de Recherches à
l'O.N.E.R.A.

Pour un bistable, la première condition, que nous appellerons « statique », est d'avoir 2 positions bien verrouillées, malgré l'évolution des éléments passifs et des tubes, et malgré les variations des tensions d'alimentation. Dans un circuit du genre ECCLES-JORDAN, la tension plaque d'un tube est reportée sur la grille de commande de l'autre : Le système comporte une boucle de réaction. Si le gain de cette boucle est inférieure à une valeur donnée, les 2 états du bistable ne peuvent plus être distingués. Pour que la condition statique soit satisfaite, il suffit de rendre le gain nettement supérieur à ce minimum.

On a parfois considéré la présence d'une résistance de cathode comme nécessaire à la stabilisation statique du circuit. En fait, si le gain est grand, le montage cathode à la masse nous semble préférable. En effet :

1° Le circuit fonctionne par tout ou rien, par tube bloqué/débloqué. La stabilisation du gain est inutile : Il doit seulement être supérieur à une valeur donnée.

2° La cathode à la masse donne, dans l'utilisation comme circuit de commande, une référence simple de tension.

De fait, nous avons réalisé sur ces bases un circuit équipé de tubes 6AU6. La stabilité est telle que ces tubes peuvent être remplacés sur le même chassis par n'importe quel autre, de caractéristiques différentes, pourvu que le brochage soit compatible. En particulier, nous avons fait fonctionner ces compteurs dans lesquels une partie des tubes étaient remplacés par des 6BA6, à cut-off éloigné. Le montage est analogue à celui représenté en traits gras sur la figure 1. Aucun tri des résistances et condensateurs à 20 % n'a besoin d'être effectué.

La commande du circuit se fait exclusivement par les grilles, au travers de diodes. En effet, ce mode d'attaque permet d'utiliser le pouvoir amplificateur des tubes à vide, avantage parfois négligé

dans ce genre de circuit. Il en résulte des tensions d'impulsions de commande relativement plus faibles, donc des sources et des lignes à basse impédance, ce qui simplifie considérablement l'ensemble de la technique. De plus, l'utilisation de diodes permet la séparation des entrées, lorsqu'elles sont multiples.

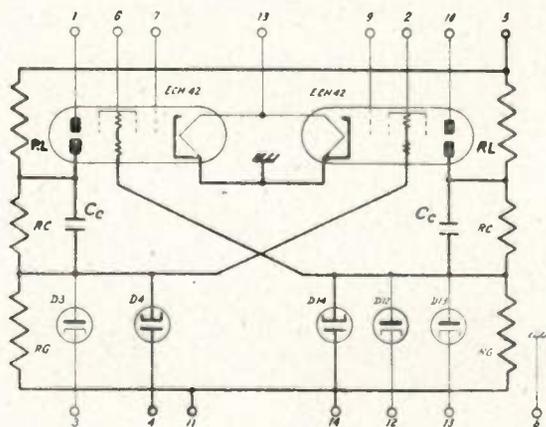


FIG. 1

Nous en utilisons jusqu'à 5 pour les montages complexes.

Les variations d'excursion de grille d'un élément à l'autre et au cours du temps pourraient dans certains cas constituer un inconvénient. En fait, elles sont limitées, d'une part par le courant grille (et éventuellement par les diodes dites négatives), et d'autre part par la polarisation négative appliquée sur les diodes dites positives (D4 et D14).

L'étude de la transition, c'est-à-dire des conditions « cinématiques », étant relativement complexe et d'approche mathématique assez délicate, nous avons cherché expérimentalement quelques précisions. La transition étant très rapide, et les moyens à notre disposition ne permettant pas de suivre directement l'évolution du système, nous avons eu recours à une voie détournée : Dans un montage

analogue à celui dessiné en gras sur la figure 1, la valeur des condensateurs a été fortement augmentée. Les mesures ont été effectuées avec $C_c = 10\ 000\ \text{pF}$. Dans ces conditions, le temps de transition reste une fraction de microseconde, la durée des impulsions peut être de plusieurs dizaines de microsecondes, et le temps de décharge des C_c en dure plusieurs centaines.

Les oscillogrammes (fig. 2) représentent les tensions plaque et grille pour des impulsions de même durée, et pour des amplitudes différentes. Ils montrent que l'évolution dans le temps de ce système hypertrophié se fait de la façon suivante :

1^{er} temps : L'impulsion atteint un niveau suffisant pour modifier la tension G_g du tube conducteur : Effet de seuil qui dépend des limitations par courant grille.

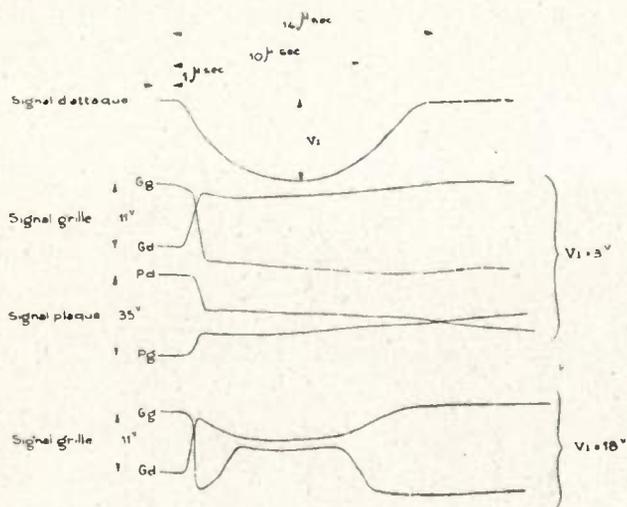


FIG. 2

2^e temps : La tension de cette grille suit le signal d'entrée. La variation amplifiée de la tension plaque P_g est renvoyée intégralement sur la grille bloquée G_d , la variation de charge des condensateurs étant inférieure à 7‰ dans le même temps. (Transmission par C_c du front d'impulsion amplifiée).

3^e temps : La transition se produit dès que la grille du tube bloqué atteint la région du cut-off. Par effet cumulatif (réaction), la transition est très rapide. Pendant cette période, les variations de tension de P_d , de P_g et de G_d sont égales (Transmission par C_c du front de transition). L'excursion de plaque est limitée par la limitation de l'excursion de grille.

On remarquera de plus qu'il y a inversion des diodes bloquées et débloquées, ce qui explique la forme du signal grille du bas de la figure 2, qui a été obtenue avec une impulsion de commande importante.

4^e temps : Après la transition, l'impulsion agit sur le tube devenu conducteur. Si son amplitude est suffisante pour débloquent les 2 diodes, elle agit sur les grilles des 2 tubes, en modifiant la forme d'onde du signal de sortie.

5^e temps : Décharge des condensateurs C_c , sans modification des tensions limitées de grille, mais les tensions plaque atteignent leurs valeurs de repos. Si l'impulsion dure suffisamment après la transition, la décharge des C_c est suffisante pour que le bistable n'ait plus aucune raison de revenir ensuite dans une position plutôt que dans l'autre (Effet de mémoire).

Les oscillogrammes montrent encore que le circuit ne peut être excité de nouveau si cette décharge est insuffisante. De la durée de cette constante de temps dépend l'intervalle nécessaire entre 2 impulsions successives.

Les impulsions les plus courtes utilisées dans ces mesures avaient une durée de 0,3 microseconde. Avec de tels signaux, il a été possible de faire fonctionner un bistable dans lequel les C_c avaient une valeur de 32 microfarads. On n'a donc pas observé de limite inférieure pour la durée des impulsions de commande. Cette limite, si elle existe est peut-être de l'ordre de la durée de la transition, en tous cas indépendante de C_c .

La durée maximum de l'impulsion dépend de la durée de « mémoire » constituée par les condensateurs C_c . Les mesures ont montré que celle-ci ne dépend pratiquement pas de la valeur des ponts de résistance, mais des résistances plaque/cathode ou grille/cathode des tubes, suivant la phase du changement d'état.

Enfin, les oscillogrammes montrent que les flancs du signal sur les 2 plaques n'ont pas la même pente, et ne sont pas simultanés. En commande par impulsions positives, cette différence est encore plus nette.

Enfin, nous avons mesuré l'impédance d'entrée du circuit : Elle est essentiellement constituée d'une résistance R , celle de l'espace cathode/grille du tube conducteur, en parallèle avec la capacité d'entrée des tubes, multipliée par effet MILLER, et les capacités de cablage. Une méthode d'analyse fine a permis en outre de constater que dans l'attaque par impulsions positives, la valeur de R est divisée par 2 au cours de la transition, dès que celle-ci est amorcée.

La valeur des condensateurs C_c des circuits réels est en général bien inférieure à 10 000 pF. Dans ces conditions, différentes phases du cycle décrit peuvent se dérouler simultanément, ou même être interverties. L'analyse devient alors très complexe. L'étude ci-dessus ne peut être que qualitative et n'a pour but que de déterminer le rôle de chacun des éléments. Elle nous a cependant permis d'établir des bistables ayant des caractéristiques données.

Si C_c devient petit, les capacités en parallèle sur le montage deviennent relativement plus importantes. On choisira donc des tubes à faibles capacités d'entrée et de sortie, mais on sera limité par les capacités du cablage et des circuits de lecture. C'est pour cette raison que nous avons créé le montage dont il va être question. Par le choix d'un tube triode-hexode, il ouvre en outre de très larges possibilités.

Les parties triode de 2 tubes triode-hexode ECH 42, sont montées dans les mêmes conditions que le bistable équipé de 6AU6 dont il a été question plus haut (voir fig. 1).

Le couplage aux circuits d'utilisation se fait par l'intermédiaire de la grille 3 des hexodes. Le signal est recueilli sur les plaques de celles-ci, ce qui rend la transition entre les 2 états de la bascule complètement indépendante de la lecture du chiffre inscrit. Deux modes sont alors possibles de chaque côté du bistable :

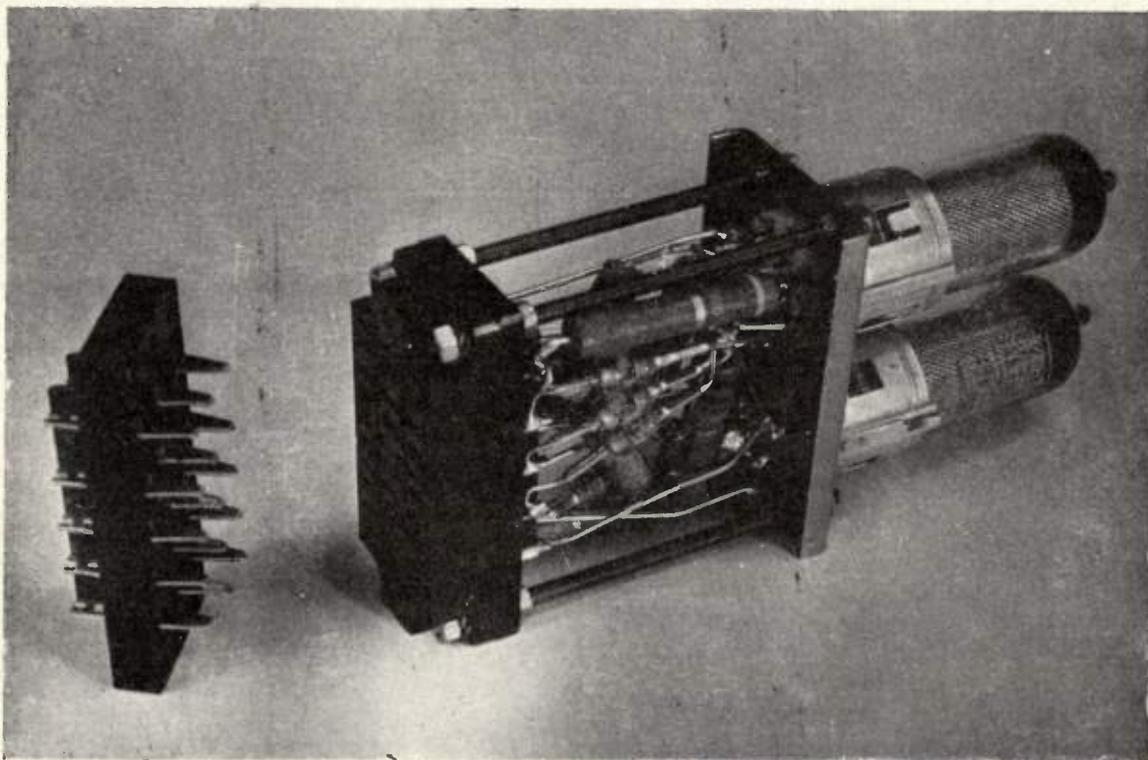
a) Si la grille Gh est à la masse, l'hexode est conductrice en même temps que la triode correspondante. Le signal carré apparaît sur la plaque de l'hexode et peut être utilisé de façon quelconque, sans perturbation pour le bistable.

b) Au contraire, si la grille Gh est polarisée au cut-off, le courant plaque est nul quel que soit l'état du bistable. Si l'on envoie sur cette grille des signaux positifs, ils ne traversent l'hexode que si la triode correspondante est conductrice : On dispose donc de 2 fonctions porte par bistable.

fixe de 100 volts par exemple, la tension négative peut varier de 65 à 130 volts pour toute fréquence, si le recul de grille est limité. S'il ne l'est pas, la même tolérance vaut pour les fréquences les plus faibles (jusqu'à 500 kHz). Elle diminue progressivement lorsque la fréquence augmente. La forme la plus favorable pour l'impulsion de commande est la demisinoïde. C'est aussi la plus facile à obtenir.

Le montage est particulièrement souple et permet d'utiliser des charges quelconques. L'une des plus intéressantes est constituée par un transformateur d'impulsions.

L'étude de ces transformateurs a montré que, sous certaines conditions, ils obéissent aux principes et aux équations classiques du pendule amorti excité par choc. En mécanique physique, le choc est considéré comme une force appliquée à un instant donné. Le pendule prend une quantité de mouvement. En électronique, le choc est produit sur le transformateur par le front de tension du signal. Mais, contrairement au cas du choc mécanique, cette tension reste appliquée au circuit. Lorsqu'elle disparaît (fin du signal), le circuit reçoit un nouveau choc de



Actuellement réalisé sous forme d'éléments standards interchangeables, le montage fonctionne avec des impulsions positives ou négatives de quelques volts, à des fréquences de récurrence dépassant largement les 3 000 000 par seconde, pour un matériel de série. Cette vitesse est obtenue avec un courant plaque extrêmement faible, de l'ordre de 3 mA dans le tube conducteur. La consommation d'un élément est ainsi de 4 watts, chauffage compris et avec les 2 portes. La stabilité est considérable, la tension d'alimentation pouvant varier de 30 à 185 volts. Pour une tension d'alimentation positive

sens inverse. Ce 2^e choc a lieu à un autre instant de la période, sauf dans le cas de la résonance (circuit accordé sur la fréquence du signal rectangulaire). La transposition de la théorie du pendule à celle du transformateur se fait donc en considérant simplement le front et la queue de l'impulsion comme 2 chocs successifs de sens inverses.

On peut obtenir sur le secondaire une tension sinusoïdale amortie, à décroissement logarithmique très largement variable. On obtient, en jouant sur les différents paramètres d'amortissement, soit du

transformateur lui-même, soit de la résistance plaque non linéaire de l'hexode excitée par impulsion ou par la transition, soit encore par la caractéristique non linéaire de diodes montées en parallèle sur l'un des enroulements, toute combinaison que l'on désire. Le signal fourni par le transforma-

teur peut alors être une $\frac{1}{2}$ sinusoïde positive ou

négative ; Ce peut être une sinusoïde complète isolée, utilisable comme 2 impulsions successives de polarités inverses, décalées d'une largeur d'impulsion. Cette possibilité permet de différer facilement et de façon très stable l'action d'un bistable. En particulier, dans une application courante, la 1^{re} impulsion sert à lire l'état d'un bistable, et la 2^e, à changer l'état de celui-ci, après lecture.

Nous avons pu aussi obtenir des signaux trapézoïdaux dont le front, le fond et la queue avaient toute durée prédéterminée.

Ces transformateurs permettent d'autre part une adaptation des impédances. On peut envoyer les impulsions par exemple dans un câble coaxial, directement à la sortie du bistable, sans autre circuit intermédiaire.

Ces transformateurs sont facilement réalisés dans le domaine des microsecondes, ou fractions de microsecondes à l'aide de pots miniatures en Ferroxcube. Nous les montons sur des supports interchangeables à broches, ce qui permet, outre un contrôle de fabri-

Si maintenant nous envoyons une impulsion de commutation négative : Le premier bistable change d'état. Il en résulte un signal qui bascule le 2^e bistable. Le nombre inscrit est devenu 0100. La voie 2 est ouverte. Et ainsi de suite.

La figure représente un système dans lequel un bistable auxiliaire permet de déclencher une seule rotation. D'autre part, la commutation peut être provoquée par le signal à commuter lui-même, par l'intermédiaire d'un formeur d'impulsions entre la ligne d'entrée des signaux et celle des impulsions de commutation.

Un tel dispositif a été réalisé à plusieurs exemplaires, avec des nombres de bistables variables dans de grandes proportions. Certaines installations fonctionnent comme matériel de campagne pour la décommutation de voies de télémétrie. On a pu réaliser de la sorte un commutateur à 2 000 000 d'impulsions de commutation par seconde, avec la même stabilité que celle d'un bistable isolé.

On remarquera que le circuit constitue un compteur à base N quelconque, sans artifice particulier. La visualisation est immédiate.

Un autre groupement des éléments permet de faire, avec 4 bistables, des compteurs de base paire quelconque, toujours avec la même vitesse de fonctionnement.

Un 2^e exemple sera fourni par le chiffreur décaleur de la figure 4.

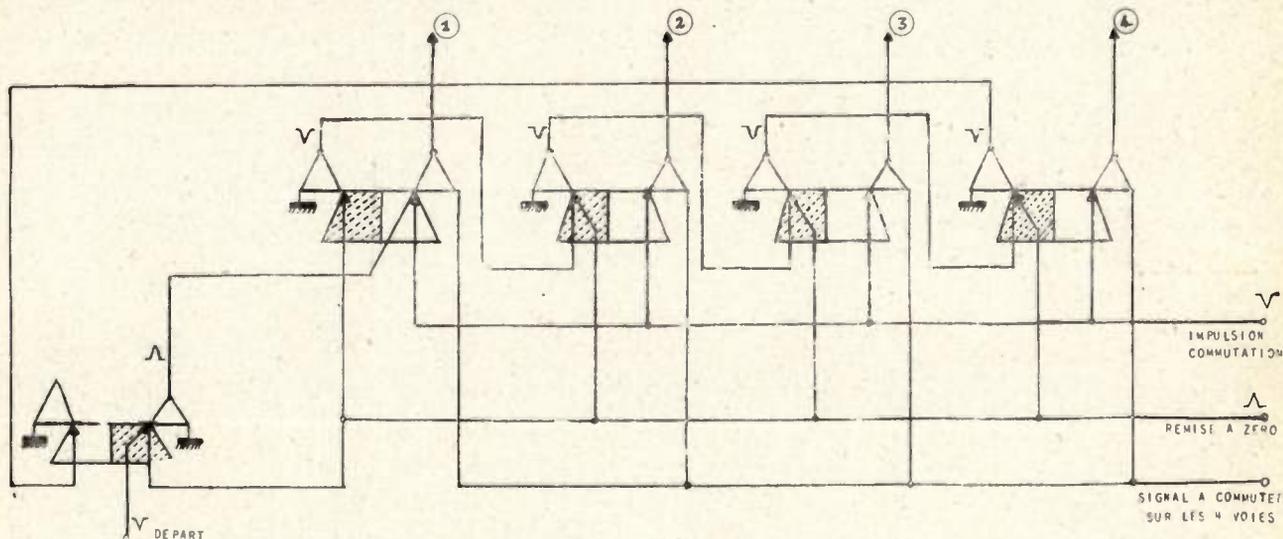


FIG. 3. — Compteur-commutateur

cation, de choisir sur chassis le modèle qui convient le mieux aux caractéristiques désirées.

Comme 1^{er} exemple d'application de ces éléments de base, je donnerai le diagramme d'un dispositif de commutation (voir fig. 3).

Supposons tous les bistables, sauf le premier, conducteurs à gauche. Nous dirons qu'ils marquent 0, sauf le premier qui marque 1. Une impulsion, ou un signal apparaissant sur la ligne des signaux à commuter traverse seulement l'hexode du 1^{er} bistable.

Une ligne de décalage est reliée directement à toutes les grilles des hexodes de droite qu'elle polarise. L'impulsion de décalage, arrivant sur cette ligne effectue la lecture de l'état des bistables. Un signal sort de l'hexode d'un basculeur si le tube de droite est conducteur, c'est-à-dire s'il marque 0 ; il ne sortira pas de signal dans le cas contraire. Le signal sortant de l'hexode est formé par une partie positive, suivie d'une partie négative. Il est envoyé sur la grille de commande du tube de gauche du même étage, au travers d'une diode qui ne laisse passer que les impulsions positives, et sur la grille de com-

mande du tube de gauche de l'étage suivant, au travers d'une diode qui ne laisse passer que les impulsions négatives. Donc, si un bistable marque 0, l'impulsion de décalage sort de son hexode, met le

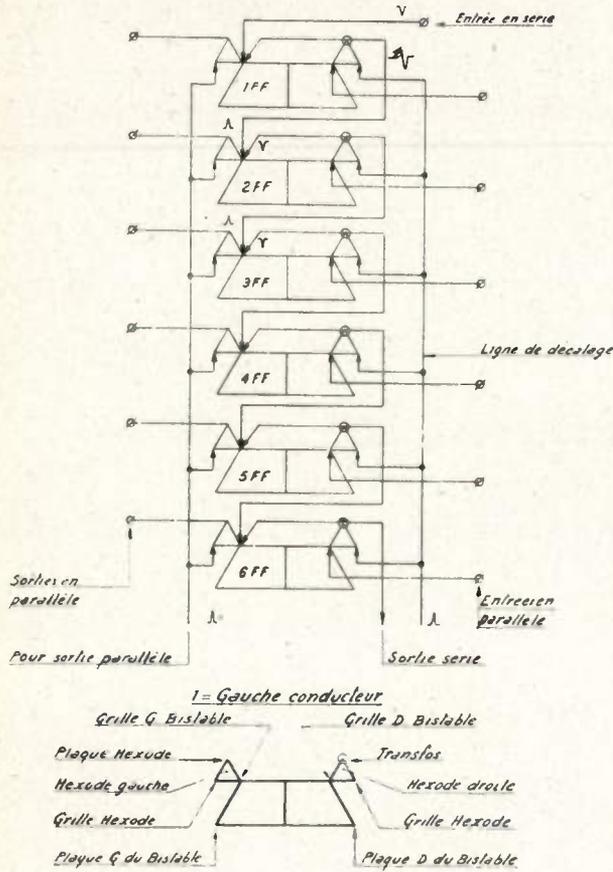


FIG. 4. — Chiffreur-décaleur

bistable émetteur sur 1 et ensuite met le bistable suivant sur 0.

Supposons maintenant que 2FF, par exemple marque 0, le nombre inscrit étant $x = 101111$. Un signal sort de 2FF, la 1^{re} partie de ce signal

met 2FF sur 1, la 2^e met 3FF sur 0. Finalement le nombre inscrit est devenu : .10111 ; Le premier chiffre est remplacé par un point, ce qui signifie que pour un système non fermé sur lui-même, il suffira d'introduire arbitrairement 0 sur le 1^{er} élément à chaque décalage.

Si, maintenant nous prenons $x = 100111$, l'impulsion sortant de 2FF et de 3FF, remet ces 2 bistables sur 1, et ensuite, la partie négative du signal issu des hexodes, attaque 3FF qui est remis sur 0, et 4FF qui bascule. Le nombre est devenu : .10011.

En réalité, l'utilisation des transformateurs à 2 enroulements n'est satisfaisante que si la première partie de l'impulsion sert à l'action d'un autre circuit, et la 2^e partie seulement au changement d'état du bistable émetteur de l'impulsion. Or, ici, c'est

l'inverse : La première $\frac{1}{2}$ sinusoïde est tronquée

par le changement d'état de l'émetteur. Pour résoudre la difficulté, il suffit de construire un transformateur du même type, mais avec 2 enroulements secondaires ayant des nombres de spires différents. Cet exemple montre la souplesse du procédé.

Le circuit ainsi établi est aussi stable qu'un basculeur isolé. En renvoyant la sortie du chiffreur sur l'entrée, la circulation d'un même nombre peut être obtenue pendant des heures, avec une fréquence de 1 000 000 de décalages par seconde, sans aucune précaution.

Enfin, il est à noter que le nombre peut être introduit en série ou en parallèle, et sorti en série ou en parallèle, avec le même montage.

On remarquera que dans cet ensemble, 3 entrées seulement par bistable sont utilisées. On conçoit la complexité des fonctions qu'il est possible de réaliser lorsque l'on fait usage des 5 entrées du montage standard. Mais la description de la variété des montages qui ont pu être réalisés à l'aide de cette technique dépasserait les dimensions de cet exposé.

EXPRESSION ANALYTIQUE DE L'EXPOSANT DE TRANSFERT D'UN CIRCUIT APPELÉ A TRANSMETTRE DES IMPULSIONS

PAR

M. J. A. VILLE

Ingénieur en chef à la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques

Lorsqu'un circuit est appelé à transmettre des impulsions, de forme donnée, on est amené, pour étudier les performances de ce circuit, à donner de son exposant de transfert une expression analytique qui présente les caractéristiques suivantes :

1°) Cette expression est valable dans un intervalle de fréquence $(-f_0, +f_0)$ correspondant à la bande occupée par l'impulsion.

2°) Elle met en évidence le temps mis par l'impulsion pour traverser le circuit.

3°) Elle met en évidence la distorsion subie par l'impulsion.

Si l'exposant de transfert est $\Gamma(f)$, il n'est pas commode de développer $\Gamma(f)$ en série de Fourier dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$, parce que $\Gamma(f_0) \neq \Gamma(-f_0)$. Il résulte de cette inégalité qu'une fonction périodique de f , de période $2f_0$, égale à $\Gamma(f)$ dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$, est forcément discontinue aux extrémités de l'intervalle. On constate alors l'apparition du phénomène de Gibbs.

A et B étant deux constantes réelles choisies de manière que

$$\gamma(f_0) + \gamma^*(f_0) = 0$$

$$\gamma'(f_0) - \gamma'^*(f_0) = 0$$

$\gamma(f)$ a alors l'allure indiquée sur la figure 1.

Sa partie réelle est paire, et s'annule pour $f = f_0$. Sa partie imaginaire est impaire, et sa dérivée s'annule pour $f = f_0$.

Si nous considérons maintenant une période de longueur $4f_0$, nous voyons qu'il existe une fonction périodique égale à $\gamma(f)$ dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$, de période $4f_0$, dont la partie réelle et la partie imaginaire sont des fonctions continues à dérivée continue. Cette fonction est représentée sur la figure 2.

En développant cette fonction en série de Fourier

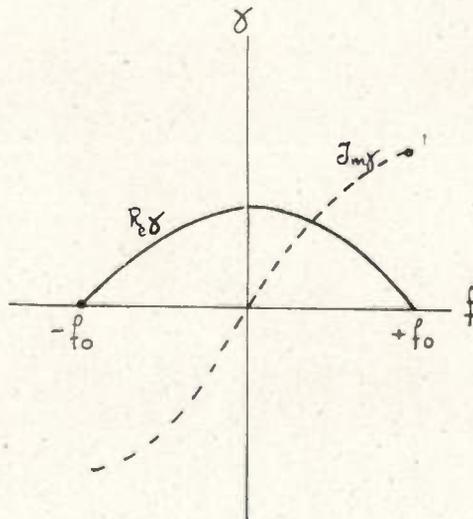


FIG. 1.

Pour éviter ce phénomène, nous substituons à $\Gamma(f)$ une expression de la forme

$$\gamma(f) = \Gamma(f) - A - jBf$$

dans l'intervalle $(-2f_0, +2f_0)$, on obtient un développement pour $\Gamma(f)$ un développement de la forme.

$$\Gamma(f) = A(f_0) + 2\pi j f T_0(f_0)$$

$$-\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp \left\{ - (2n + 1) \pi j \frac{t}{2f_0} \right\}$$

$A(f_0)$ étant l'affaiblissement à la fréquence f_0 et $T_g(f_0)$ étant le temps de propagation de groupe à la même fréquence.

Cette forme de $\Gamma(f)$ se prête particulièrement à la discussion des différentes distorsions.

Nous allons maintenant entrer davantage dans le détail des calculs.

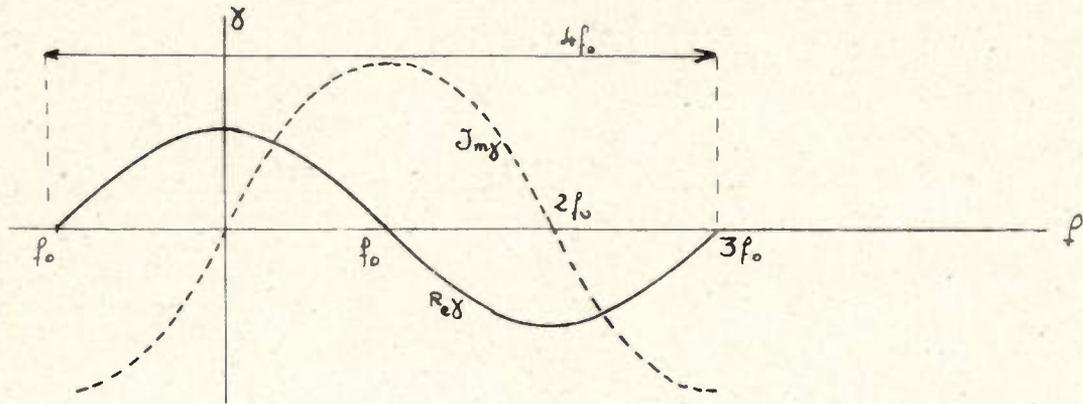


FIG. 2.

Lorsqu'un circuit doit être traversé par des impulsions, il est essentiel de savoir comment une impulsion de forme donnée, se présentant à l'entrée du circuit, se trouvera déformée à la sortie, et combien de temps elle aura mis à parcourir le circuit.

Le circuit étant supposé linéaire, tout signal ayant à l'entrée la forme $s(t)$ aura à la sortie la forme

$$(1) \quad S(t) = \int_0^{\infty} A(\theta) s(t - \theta) d\theta$$

La fonction $A(\theta)$ définit entièrement le comportement du circuit, abstraction faite des réflexions aux extrémités. Lorsque le circuit est à constantes réparties, ce qui est toujours le cas en pratique, la fonction $A(\theta)$ est nulle dans un certain intervalle $(0, T_1)$. T_1 est le temps mis à traverser le circuit par le front d'un signal produit en appliquant à l'entrée du circuit une impulsion infiniment courte. Ce temps est le temps minimum nécessaire à l'énergie électromagnétique pour parcourir le circuit. Si en effet le signal $s(t)$ commence à l'instant zéro, le signal $S(t)$ sera nul pour $t \leq T_1$.

Il se peut que pour des formes particulières du signal $s(t)$, supposé commencé à l'instant O , le signal $S(t)$ ne commence qu'à un instant postérieur à l'instant T_1 ; mais en aucun cas $S(t)$ ne pourra débuter à un instant antérieur.

La fonction $A(\theta)$ finit par s'annuler au bout d'un temps suffisamment long; si on peut pratiquement la borner à l'instant T_2 , cela signifie que le signal obtenu en appliquant une impulsion infiniment courte à l'entrée se trouve terminé au temps T_2 . Si, pour $\theta \geq T_2$, $A(\theta)$ était rigoureusement nulle, on serait

certain que tout signal qui, à l'entrée, est nul en dehors de l'intervalle (t_0, t_1) est entièrement compris, à la sortie, dans l'intervalle $(t_0 + T_1, t_1 + T_2)$. Mais on ne peut jamais affirmer qu'il existe une telle limite T_2 rigoureuse, tandis qu'en ce qui concerne T_1 , on est certain de son existence. Il se pose donc la question de savoir, étant donné que l'impulsion infiniment courte, appliquée à l'entrée à l'instant zéro, se retrouve étalée à la sortie entre les instants T_1 et T_2 , si tout autre signal restera pratiquement compris entre ces limites.

Il n'en est pas forcément ainsi. Considérons par exemple un câble coaxial. Les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences, de sorte que l'on peut dire, grosso modo, que ce sont les hautes fréquences qui fixent T_1 et les basses qui fixent T_2 , pour une impulsion très courte. Allongeons l'impulsion. L'impulsion longue, étant chargée en basses fréquences, fera intervenir un T_2 plus grand, soit T'_2 . Elle se terminera, à la sortie, plus tard que ne s'eserait terminée une impulsion courte qui aurait fini en même temps qu'elle à l'entrée. Mais elle commencera également plus tard que n'aurait commencé une impulsion courte qui aurait débuté au même instant à l'entrée: on voit ainsi que la déformation de l'impulsion à travers le circuit dépend de deux phénomènes agissant en sens inverse. Si T'_1 et T'_2 correspondent à l'impulsion longue, T_1 et T_2 à l'impulsion courte, nous aurons

$$T_1 < T'_1 < T_2 < T'_2$$

et non pas

$$T_1 < T'_1 < T'_2 < T_2$$

Ces considérations montrent qu'il y a intérêt, pour étudier les déformations d'un type d'impulsions, à choisir convenablement l'instant de référence (compris entre T_1 et T_2) à partir duquel on repère l'impulsion à la sortie. Le choix de cet instant de référence semble assez négligé dans la littérature, où l'on se contente en général, dans la comparaison de l'entrée et de la sortie d'un circuit, de dire que les formules sont établies à un changement d'origine des temps près, sur lequel il est peu insisté.

Nous venons de faire allusion à l'origine des temps choisie pour définir $A(\theta)$; on pourrait également, bien que cela ait moins d'importance, parler du niveau auquel on repère cette fonction. Pour résumer ces considérations, il suffit de constater que l'on ne considère jamais $A(\theta)$ elle-même, mais une expression de la forme

$$KA(\theta - \theta_0)$$

ce qui n'a évidemment aucune importance en théorie, mais semble en avoir dans la pratique, surtout si on fait intervenir non pas $A(\theta)$ elle-même, mais le logarithme de sa transformée de Fourier, autrement dit l'exposant de transfert. Nous allons tout de suite en voir la raison.

Il est bien connu que si l'exposant de transfert d'un circuit est $A(f) + jB(f)$, une tension $\exp 2\pi jft$ appliquée à l'entrée se trouve à la sortie sous la forme;

$$\exp \left\{ 2\pi jft - A(f) - jB(f) \right\}$$

Prendre à la sortie un niveau de référence différent de celui de l'entrée revient à ajouter en exposant une constante réelle A_0 . Repérer les temps, à la sortie, à partir d'une origine décalée de T_0 par rapport à l'origine choisie pour évaluer les temps à l'entrée revient à ajouter en exposant la quantité $2\pi jfT_0$. On peut donc dire que l'exposant de transfert, dans la mesure où l'on ne s'intéresse qu'aux distorsions, est de la forme.

$$A(f) + jB(f) - A_0 - 2\pi jfT_0 = \Gamma(f) - A_0 - 2\pi jfT_0$$

Pour caractériser la fonction $\Gamma(f)$ par des coefficients numériques, il faut en faire une représentation. La plus usuelle de ces représentations est la représentation en série de Fourier, dont les coefficients sont susceptibles d'interprétation relativement simple.

Si les signaux dont on veut étudier la déformation ne contiennent pas de fréquence excédant une certaine fréquence f_0 nous pourrions recourir à une représentation en série de Fourier de la fonction (1) dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$. Il est évident que la complication du développement dépend du choix des valeurs A_0, T_0 . Si par exemple la transmission se fait sans distorsion aucune, c'est-à-dire que

$$\Gamma(f) = A + 2\pi jfT$$

A et T étant indépendants de la fréquence, la fonction (1) aura un développement de Fourier dont tous les coefficients sont nuls si l'on prend pour A_0 et T_0 les valeurs A et T ; pour tout autre choix de T_0 , nous aurons affaire à une série de Fourier représentant une dent de scie, c'est-à-dire beaucoup trop compliquée pour représenter un exposant de transfert sans distorsion. Naturellement, il est impossible de penser que quelqu'un puisse prendre T_0 différent de T lorsque T est indépendant de la fréquence; mais il n'en reste pas moins à décider d'un choix de A_0 et T_0 lorsque A et T dépendent de la fréquence.

Ce problème du choix de A_0 et T_0 n'est autre que celui de la représentation de $\Gamma(f)$ par une série à caractère mixte, dont les premiers termes sont linéaires en f , les termes suivants étant trigonométriques. Nous poserons donc.

$$\Gamma(f) = \gamma(f) + A_0 + 2\pi jfT_0$$

et développerons $\gamma(f)$ en série de Fourier. Pour obtenir des termes décroissant le plus rapidement possible, nous prolongerons $\gamma(f)$, dans l'intervalle $(-2f_0, +2f_0)$ de manière que la fonction ainsi obtenue soit, dans cet intervalle, une période d'une fonction périodique de période $4f_0$ continue, à dérivée continue.

La partie réelle de $\gamma(f)$ est paire; la partie imaginaire est impaire. Choisissons A_0 et T_0 de manière que la partie réelle s'annule pour $f = f_0$, et que la partie imaginaire ait une dérivée nulle pour $f = f_0$. Si on complète le tracé de $\gamma(f)$ par une symétrie autour du point $f = f_0$ en ce qui concerne la partie réelle, et par rapport à la droite $f = f_0$ en ce qui concerne la partie imaginaire, on obtient la fonction périodique de période $4f_0$, continue, à dérivée continue, dont il avait été question.

On parvient ainsi à un développement de la forme

$$(2) \quad \Gamma(f) = A_0 + 2\pi jfT_0 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp \left\{ -(2n+1)\pi j \frac{f}{2f_0} \right\}$$

valable dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$. On remarque que les exponentielles sont toutes multiples de

$$\exp \left\{ \frac{2\pi jf}{4f_0} \right\}$$

et qu'il s'agit donc bien d'un développement dans l'intervalle $(-2f_0, +2f_0)$. Mais par suite des symétries auxquelles nous avons eu recours, il ne figure dans le développement que des termes de rang impair, ce qui permet donc de se ramener à un développement dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$, comme nous allons le voir.

Remarquons d'abord que, si nous faisons $f = f_0$ dans la formule (2), nous obtenons tout de suite la valeur de A_0 , qui n'est autre que la partie réelle de Γ pour $f = f_0$. Si de même nous dérivons la partie imaginaire de $\Gamma(f)$, nous voyons que T_0 n'est autre que le temps de propagation de groupe à la fréquence f_0 . Ceci nous conduit à écrire:

$$(3) \quad \Gamma(f) = A(f_0) + 2\pi jf(T_g)_{f_0} - \sum_n A_n \exp \left\{ -(2n+1)\pi j \frac{f}{2f_0} \right\}$$

Nous voyons sur cette forme que nous avons simplement procédé au développement classique en série de Fourier, dans l'intervalle $(-f_0, +f_0)$, de l'expression

$$\exp \left\{ 2\pi j \frac{f}{4f_0} \right\} \cdot [\Gamma(f) - A(f_0) - 2\pi jf(T_g)_{f_0}]$$

La partie réelle et la partie imaginaire de $\Gamma(f)$ sont respectivement :

$$(4) \quad A(f) = A(f_0) - \sum_n A_n \cos(2n+1)\pi \frac{f}{2f_0}$$

$$(5) \quad B(f) = 2\pi f (T_g)_{f_0} + \sum_n A_n \sin(2n+1)\pi \frac{f}{2f_0}$$

On voit sur (5) apparaître le temps de propagation de groupe à la fréquence f :

$$T_g = (T_g)_{f_0} + \sum_n \frac{2n+1}{4f_0} A_n \cos(2n+1)\pi \frac{f}{2f_0}$$

En particulier, le temps de propagation de groupe de la composante continue est

$$(T_g)_{f_0} + \frac{1}{4f_0} \sum (2n+1) A_n$$

On peut calculer de même la pente de la courbe d'affaiblissement pour $f = f_0$:

$$A'(f_0) = \frac{2\pi}{4f_0} \sum (2n+1) (-1)^n A_n$$

Si la distorsion est assez faible, les termes en A_0 et A_{-1} sont prépondérants. Nous avons alors :

$$T_g = (T_g)_{f_0} + \frac{1}{4f_0} (A_0 - A_{-1}) \cos \pi \frac{f}{2f_0}$$

$$A = A(f_0) - (A_0 + A_{-1}) \cos \pi \frac{f}{2f_0}$$

La différence $A_0 - A_{-1}$ caractérise la distorsion de phase, la somme $A_0 + A_{-1}$ la distorsion d'amplitude.

Supposons, pour fixer les idées, que A_0 et A_{-1} soient positifs, et que $A_0 \geq A_{-1}$. Dans ces conditions, les fréquences hautes sont affaiblies, mais se propagent plus rapidement que les fréquences basses. A part un changement de niveau et un changement d'origine des temps, un signal se trouve multiplié par

$$\exp \left\{ A_0 \exp \left(-\frac{\pi j f}{2f_0} \right) + A_{-1} \exp \left(\frac{\pi j f}{2f_0} \right) \right\}$$

ce qui, en supposant A_0 et A_{-1} assez faibles, est équivalent à

$$1 + A_0 \exp \left\{ -\frac{\pi j f}{2f_0} \right\} + A_{-1} \exp \left\{ \frac{\pi j f}{2f_0} \right\}$$

Un signal $s(t)$ se trouve donc changé en :

$$A_0 s \left(t - \frac{1}{4f_0} \right) + s(t) + A_{-1} s \left(t + \frac{1}{4f_0} \right)$$

Nous voyons donc apparaître un précurseur et un postcurseur. Si le l considéré est relatif à une unité de longueur de circuit, nous obtiendrons, au bout de la longueur l , le signal

$$s(t) + l \left[A_{-1} s \left(t + \frac{1}{4f_0} \right) + A_0 s \left(t - \frac{1}{4f_0} \right) \right]$$

Nous avons supposé A_0 et A_{-1} positifs. Donc, lorsque l augmente, nous obtiendrons un allongement du signal. Comme A_0 est supposé plus grand que A_{-1} , nous voyons que lorsque l augmente, le sommet du signal tend à se déplacer du côté du postcurseur, et par conséquent ce sommet tend à se déplacer de plus en plus lentement : nous constatons que ce décalage de la vitesse de déplacement du sommet par rapport à la vitesse de déplacement de l'origine est bien du sens annoncé : le signal s'appauvrit en hautes fréquences, et se déplace plus lentement que les hautes fréquences.

IMPULSIONS DE GAUSS

PAR

J. P. VASSEUR

Ingénieur E.C.P. — Docteur ès Sciences

Direction Technique S.F.R.

INTRODUCTION.

Les procédés de modulation par impulsions sont maintenant très employés, en particulier dans les liaisons de téléphonie multiplex ou de télégraphie. On cherche d'une façon générale à obtenir un rapport signal à bruit élevé en utilisant une bande de fréquence étroite. Toutes autres choses égales, ces deux quantités dépendent de la forme des impulsions utilisées et on peut voir que les meilleures impulsions à employer sont celles qui ont la forme de la courbe en cloche de Gauss.

En effet on peut diviser le bruit de la liaison en trois termes, le bruit de fond, la diaphonie dans le cas d'un multiplex et le brouillage dû aux liaisons voisines.

On démontre qu'avec un récepteur donné le rapport signal à bruit de fond est optimum quand la forme du signal reçu est la transformée de Fourier de sa courbe de bande passante. Or la courbe de bande passante de la plupart des récepteurs est assez bien approchée par une courbe de Gauss et on sait que cette fonction est sa propre transformée de Fourier. De ce point de vue les impulsions de Gauss se présentent donc comme presque optima.

D'autre part la diaphonie dans les multiplex à impulsions est produite par la trainée des fronts arrières. Il y a donc intérêt à utiliser des impulsions qui reviennent très vite à zéro. Les impulsions rectangulaires seraient très souhaitables, mais occupent un spectre de fréquence prohibitif. Les impulsions de Gauss qui descendent très vite à zéro tout en ayant un spectre très étroit représentent un excellent compromis et probablement le meilleur.

Enfin, pour éviter le brouillage par des liaisons voisines, on a intérêt à rendre maximum le rapport entre l'énergie contenue dans la bande de fréquence allouée à l'énergie totale émise. Encore ici on démontre [1] que, au moins dans les cas pratiques, l'impulsion de Gauss a la forme optimum.

Une propriété fondamentale de la courbe de Gauss $y = e^{-x^2}$ est d'être sa propre transformée de Fourier. Une impulsion de la forme $v(t) = e^{-t^2/t_1^2}$ a ainsi pour spectre $\Phi(f) = e^{-\pi^2 t_1^2 f^2}$.

Soit alors une liaison multiplex où des impulsions de Gauss transportent les informations des différentes voies. Le signal utile sur une voie sera l'amplitude maxima de l'impulsion correspondante et la diaphonie sera causée par l'amplitude résiduelle des impulsions précédentes et suivantes au moment de ce maximum.

Si T_0 est l'écart entre deux impulsions consécutives, le taux de diaphonie D est donc donné par :

$$\frac{1}{D} = 2 e^{-\frac{T_0^2}{t_1^2}}$$

D'autre part la fréquence F_0 pour laquelle l'amplitude du spectre est tombée à $\frac{1}{q}$ de sa valeur pour les très basses fréquences est donnée par

$$\frac{1}{q} = e^{-\pi^2 t_1^2 F_0^2}$$

Et on en déduit la bande passante nécessaire pour obtenir une diaphonie D :

$$F_0 = \frac{N}{\pi} [\text{Log}_e 2D \text{ log}_e q]^{1/2}$$

où $N = \frac{1}{T_0}$ est le nombre d'impulsions par seconde.

Par exemple la largeur de bande à 40 dB nécessaire pour obtenir une diaphonie de 80 dB est 2,15 N, soit 1 mc/s pour une liaison à 60 voies ayant chacune 8 000 échantillons par seconde.

FILTRES DE GAUSS.

Il est théoriquement impossible de fabriquer exactement des impulsions de Gauss. On peut cependant obtenir une très bonne approximation et réaliser des filtres simples qui permettent de transformer une

impulsion très brève en une impulsion aussi voisine que l'on veut d'une impulsion de Gauss.

Le filtre le plus simple (figure 1) est constitué d'une suite d'éléments passe bas à résistance capacité séparés par des lampes. n étages de ce filtre ont une atténuation égale à :

$$\left(\frac{j}{j - RC \Omega} \right)^n$$

Si on applique à l'entrée une impulsion très brève d'aire $V_0 t_0$, on trouve à la sortie une impulsion :

$$V(t) = \frac{V_0 t_0}{RC} \frac{\theta^{n-1} e^{-\theta}}{(n-1)!} \quad \text{où} \quad \theta = \frac{t}{RC}$$

Cette impulsion ressemble à une impulsion de Gauss avec un flanc de montée plus raide que celui de descente. Son maximum a lieu pour $\theta = n - 1$ et à pour amplitude :

$$V_{\max} \approx \frac{V_0 t_0}{RC} \frac{1}{\sqrt{2\pi(n-1)}}$$

On peut voir que les impulsions obtenues tendent vers des impulsions de Gauss quand le nombre d'étages du filtre augmente indéfiniment, mais que

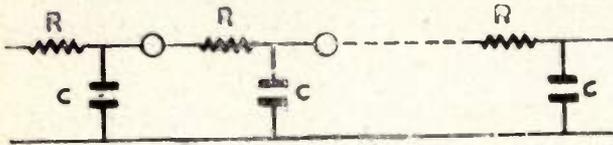


FIG. 1

cette convergence devient très lente après les quelques premiers étages. Il n'y a guère d'intérêt à mettre plus de 10 à 20 étages dans un filtre.

On peut concevoir des filtres plus compliqués, une autre solution simple et plus économique en lampes que la précédente consiste à itérer des cellules comme celles de la figure 2 où des étages élémentaires d'impédance croissante sont directement mis en série.

Le calcul de ce filtre devient assez compliqué. Si la constante a est assez grande on aura une bonne approximation en utilisant les résultats du filtre simple comme si tous les étages élémentaires étaient séparés.

Un tel filtre a été réalisé avec 4 cellules à 3 étages et $a = 10$. Le calcul a été très bien vérifié et le filtre a donné entière satisfaction.

On peut aussi réaliser des filtres passe bande sur le même principe en remplaçant les capacités par des circuits bouchon.

On obtient également un filtre de Gauss passe bande en réalisant un amplificateur dont tous les

étages sont chargés par des circuits bouchon amortis, tous accordés sur la fréquence porteuse.

TRANSMISSION DES IMPULSIONS DE GAUSS EN MODULATION D'AMPLITUDE.

La distorsion est causée par la non linéarité des courbes de phase et d'amplitude des circuits ou par la superposition d'échos à l'onde principale.

Cette distorsion se calcule facilement par l'utilisation de l'analogie passe bande-passe bas et des transformations de Laplace ou de Fourier.

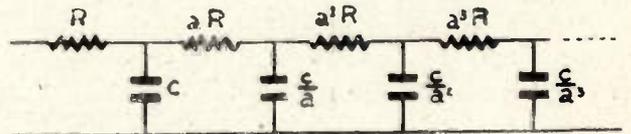


FIG. 2

Une liaison dont les circuits radio sont accordés par des circuits bouchon tous accordés sur la porteuse et dont les circuits vidéo ont pour charge des résistances shuntées par des capacités, se comporte comme un filtre de Gauss. Connaissant le nombre de circuits nécessaires pour obtenir le gain désiré, on peut déterminer par les considérations précédentes la bande à donner à chacun pour obtenir une diaphonie donnée à la réception.

TRANSMISSION DES IMPULSIONS DE GAUSS EN MODULATION DE FRÉQUENCE.

La distorsion est alors due à la non linéarité de la courbe de phase des circuits et à la superposition d'échos à l'onde principale.

Considérons d'abord le cas simple où un générateur modulé en fréquence par des impulsions de Gauss est relié à une charge par une ligne mal adaptée à chacune de ses deux extrémités. La charge va recevoir une onde directe et une onde réfléchie successivement aux deux extrémités de la ligne (les ondes

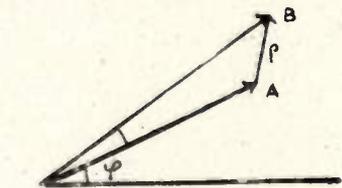


FIG. 3

réfléchies plus de 2 fois étant négligeables) Nous allons étudier la distorsion causée par la superposition de cet écho à l'onde principale.

En prenant l'origine des temps à la sortie du générateur, l'onde émise par celui-ci s'écrit $\cos[\Omega t + s(t)]$. L'onde principale reçue par la charge a un retard $\frac{t_0}{2}$, correspondant à la longueur de la ligne

(fig. 3). Soit OA cette onde qui a une fréquence instantanée :

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \Omega + s' \left(t - \frac{t_0}{2} \right)$$

L'écho a une amplitude ρ et présente par rapport à l'onde principale un retard t_0 , correspondant à un aller-retour sur la ligne. Cet écho est représenté par AB et l'onde effectivement reçue par la charge est OB . Sa fréquence instantanée est $\omega = \frac{d\varphi}{dt} + \frac{d\alpha}{dt}$ et la distorsion provient de la non linéarité de la variation de α .

Sous la seule hypothèse que ρ est assez petit pour confondre α et $tg \alpha$, on démontre [2] que la fréquence instantanée reçue par la charge est :

$$\omega = \Omega + s' \left(t - \frac{t_0}{2} \right) + \rho \left[s' \left(t - \frac{t_0}{2} \right) - s' \left(t - \frac{3t_0}{2} \right) \right] \cos \left[s \left(t - \frac{t_0}{2} \right) - s \left(t - \frac{3t_0}{2} \right) + \psi \right]$$

où $\psi = \Omega t_0 - \Psi_1 - \Psi_2$.

Ψ_1 et Ψ_2 étant les angles de phase des coefficients de réflexion aux deux extrémités de la ligne.

Ici le signal émis s'écrit :

$$\cos \left[\Omega t + \Delta \Omega \int_{-\infty}^t e^{-\frac{x^2}{t_1^2}} dx \right]$$

et le signal distordu reçu par la charge est :

$$\begin{aligned} \omega = & \Omega + \Delta \Omega e^{-\left(\frac{t-t_0}{2t_1}\right)^2} \\ & + \rho \Delta \Omega \left[e^{-\left(\frac{t-t_0}{2t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-3t_0}{2t_1}\right)^2} \right] \\ & \cos \left[\Delta \Omega \int_{t-\frac{3t_0}{2}}^{t-\frac{t_0}{2}} e^{-\frac{x^2}{t_1^2}} dx + \psi \right] \end{aligned}$$

On y retrouve le signal émis retardé de $\frac{t_0}{2}$ auquel s'ajoute un signal de distorsion proportionnel à ρ .

La transmission se faisant en général à des fréquences élevées, l'angle ψ varie très vite avec la longueur de la ligne. Nous ne considérons donc que l'enveloppe du signal de distorsion soit :

$$\rho \Delta \Omega \left[e^{-\left(\frac{t-t_0}{2t_1}\right)^2} - e^{-\left(\frac{t-3t_0}{2t_1}\right)^2} \right]$$

En raison de la décroissance très rapide de la fonction e^{-x^2} on peut négliger dans cette expression celle des deux exponentielles dont l'exposant est le plus grand.

Le front avant de l'impulsion distordue, correspondant aux valeurs assez négatives de $\left(\frac{t}{t_1} - \frac{t_0}{2t_1}\right)$, s'écrit alors

$$\Delta \Omega (1 + \rho) e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{t_0}{2t_1}\right)^2}$$

Il n'est pratiquement pas modifié, la distorsion n'augmente donc pas la diaphonie d'une impulsion sur la précédente.

Au contraire le front arrière devient :

$$\Delta \Omega \left[e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{t_0}{2t_1}\right)^2} - \rho e^{-\left(\frac{t}{t_1} - \frac{3t_0}{2t_1}\right)^2} \right]$$

La distorsion introduit une trainée importante du front arrière. Cette distorsion du front arrière est inférieure ou égale à celle que l'on obtiendrait en superposant à l'impulsion principale une impulsion de même forme, d'amplitude ρ et retardée de la durée d'un aller retour sur la ligne, comme si la liaison se faisait en vidéo.

Ceci entraîne une augmentation de la diaphonie d'une impulsion sur la suivante et on trouve dans ces conditions que le taux de diaphonie D devient :

$$\frac{1}{D} = 2 e^{-\frac{T_0^2}{t_1^2}} + \rho e^{-\left(\frac{T_0-t_0}{t_1}\right)^2}$$

Cette diaphonie peut être rendue aussi faible que l'on veut en augmentant $\frac{T_0}{t_1}$, c'est-à-dire en écartant les impulsions ou en les rendant plus fines.

Leur largeur de bande des impulsions, telle qu'elle a été définie plus haut, est toujours :

$$F_0 = \frac{1}{\pi t_1} \sqrt{\text{Log}_e q}$$

Par exemple nous avons vu que la largeur de bandes à donner aux impulsions d'une liaison multiplex à 60 voies (480.000 impulsions par seconde) pour obtenir 80 dB de diaphonie était de 1 mc/s à 40 dB.

Si ces impulsions sont transmises en modulation de fréquence (ou d'amplitude) sur un feeder de 80 m de long et adapté de façon que $\rho = 0,1$, on trouve que la distorsion introduite conduit à une diaphonie de 66 dB.

Pour retrouver la diaphonie de 80 dB il faut rendre les impulsions plus fines et on trouve que la bande à 40 dB nécessaire est alors 1,15 mc/s.

À titre de comparaison la bande occupée par 60 voies transposées par courants porteurs s'étend jusqu'à 300 kc/s. Cette bande doit être transmise intégralement et avec une distorsion de phase très faible, ce qui conduit à une bande notablement plus grande pour les équipements.

On voit que le choix des impulsions de Gauss permet de réaliser la même liaison avec une bande passante à peine plus large.

Enfin signalons que la méthode employée permet de calculer la distorsion introduite par un quadripole quelconque sur des impulsions de Gauss transmises en modulation de fréquence [2].

En effet on sait que la distorsion d'une onde modulée en fréquence dans un quadripole provient des variations du temps de transit de celui-ci en fonction de la fréquence. Or le temps de transit d'un feeder mal adapté est une fonction sinusoïdale de la fréquence. Il est donc toujours possible, en décomposant en série de Fourier la partie utile de la courbe de temps de transit d'un quadripole, de déterminer une suite de feeders mal adaptés en série dont la courbe de temps de transit soit, dans sa partie utile, la même que celle de ce quadripole. On est ensuite ramené à ajouter les distorsions produites par chacun de ces feeders.

CONCLUSION.

Les impulsions de Gauss sont étroites tout en n'occupant que peu de bande passante. Elles sont faciles à produire au moyen de filtres simples et sont peu sensibles à la distorsion.

Leur emploi semble donc à conseiller pour tous les dispositifs de modulation par impulsion.

BIBLIOGRAPHIE

Texte complet de la communication présentée au Colloque :

J. P. VASSEUR. — Impulsions de Gauss.
Annales de Radioélectricité. — Octobre 1953, page 287.

[1] J. H. H. CHALK. — The optimum pulse shape for pulse communication *J.I.E.E.* 1950. — page 88.

[2] J. P. VASSEUR. — Calcul de la distorsion d'une onde modulée en fréquence. *Annales de Radioélectricité.* Janvier 1953, page 30.

PROPAGATION D'UNE IMPULSION SUR UN GUIDE D'ONDES

PAR

Maurice COTTE

Faculté des Sciences de Poitiers

Dans deux publications antérieures [1], nous avons étudié un cas idéal : la propagation d'une perturbation décomposable en ondes de même type, mais de fréquences différentes, dans un guide d'onde rectiligne, à paroi parfaitement conductrice. Rappelons qu'un type d'onde est alors caractérisé par une distribution bien déterminée de lignes nodales dans la section droite, et que pour n'importe quel type d'onde, la constante de propagation Γ d'une onde sinusoïdale de pulsation ω est liée à la pulsation de coupure ω_0 par :

$$(1) \quad \Gamma = \frac{1}{c} \sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Dans (1), c est la vitesse d'une onde dans le milieu qui remplit le guide, ω_0 dépend de la forme et des dimensions de la section droite du guide, et du type d'onde donné.

Soient m et M deux points situés sur la même génératrice du guide, le point m à l'entrée du guide, le point M à la distance x de l'entrée. Désignons par $y(t)$ et $Y(t)$ les lois de variation en fonction du temps d'une même composante du champ électromagnétique appartenant à un type d'onde déterminé, lorsqu'on se place en m et M respectivement. Nous regarderons $y(t)$ comme le signal, $Y(t)$ comme la réponse.

Nous avons montré dans les publications citées, que l'on avait :

$$(2) \quad Y(t) = y(t-t_0) - \lambda \int_{t_0}^{\infty} y(t-\tau) \frac{J_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})}{\sqrt{\tau^2 - t_0^2}} d\tau$$

ou encore :

$$(2 \text{ bis}) \quad Y(t) = y(t-t_0) - \frac{\omega_0^2 x}{2c} \int_{t_0}^{\infty} y(t-\tau) \Lambda_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2}) d\tau$$

Dans les formules (2) et (2 bis), J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 ; $\Lambda_1(z)$ est la fonction $2 J_1(z)/z$ tabulée dans Jahnke-Emde, *Funktionentafeln* ; $t_0 = x/c$ est le temps que met le front d'onde pour

atteindre le point x , et $\lambda = \omega_0 t_0$. Dans le cas où $y(t)$ est constamment nul pour $t < 0$, on peut prendre t au lieu de l'infini comme borne supérieure des intégrales.

La figure 1 donne l'allure de variation de $\Lambda_1(z)$ qui est une fonction à caractère oscillatoire dont les

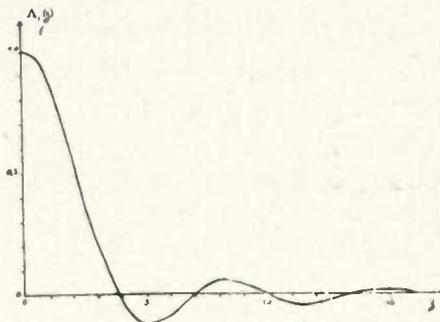


FIG. 1

oscillations vont en décroissant assez rapidement. Le terme contenant l'intégrale au second membre des équations (2) pourra devenir très important si x est grand et si les changements de signes de $f(t-\tau)$ et de $\Lambda_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})$ coïncident sensiblement sur un intervalle d'intégration étendu. On vérifie alors que $Y(t)$ devient important aux instants définis par la durée de trajet d'un groupe d'ondes (*).

Le cas où $f(t)$ est la fonction de Heaviside $\Upsilon(t)$ défini par :

$$\begin{aligned} \Upsilon(t) &= 1 && \text{pour } t > 0 \\ \Upsilon(t) &= 0 && \text{pour } t < 0 \end{aligned}$$

a été étudié en détail dans notre publication [1] aux *Annales des Télécommunications*.

Si $y(t)$ est la fonction de Dirac $\delta(t)$, on a l'expression particulièrement simple :

$$(3) \quad Y(t) = \delta(t-t_0) - \lambda \omega_0 \Lambda_1(\omega_0 \sqrt{t^2 - t_0^2}) \quad (t > t_0)$$

(*) Voir l'Annexe.

Pour une impulsion $y(t)$ de durée courte devant $c/\omega_0^2 x$, la partie la plus importante de la réponse est $f(t-t_0)$ d'après la formule (2).

Quand la paroi du guide a une conductivité finie, il n'est pas possible de retrouver des résultats aussi complets. La constante de propagation Γ est donnée par l'expression approchée (4) :

$$(4) \quad \Gamma = \frac{1}{c} \sqrt{p^2 + \omega_0^2 + A p^{3/2} + B p^{-1/2}}$$

où $p = j\omega$, et A et B sont des constantes dont nous préciserons les valeurs.

A partir de la formule (4), il est relativement facile d'étudier le début de la réponse, c'est-à-dire ce qui se passe au voisinage du front d'onde. Nous devons pour cela trouver l'équivalent symbolique de : (5)

$$e^{-\Gamma x} = \exp \left[-\lambda \sqrt{\left(\frac{p}{\omega_0}\right)^2 + \alpha \left(\frac{p}{\omega_0}\right)^{3/2} + 1 + \beta \left(\frac{p}{\omega_0}\right)^{-1/2}} \right] = e^{-\frac{\lambda p}{\omega_0} z\left(\frac{p}{\omega_0}\right)}$$

avec :

$$(6) \quad z(p) = \sqrt{1 + \alpha p^{-1/2} + p^{-2} + \beta p^{-1/2}}$$

$$(7) \quad \alpha = A \omega_0^{-1/2} ; \quad \beta = B \omega_0^{-5/2}$$

Nous examinerons d'abord le cas $\alpha = 0$, puis le cas $\alpha \neq 0$.

1° Pour $\alpha = 0$, on a :

$$(8) \quad z(p) = 1 + \frac{1}{2} p^{-2} + \frac{\beta}{2} p^{-5/2} - \frac{1}{8} (p^{-4} + 2\beta p^{-9/2} + \beta^2 p^{-5}) + \dots$$

et par conséquent :

$$(9) \quad e^{-\lambda p z(p)} = e^{-\lambda p} \left[1 - \frac{\lambda}{2} p^{-1} - \frac{\lambda \beta}{2} p^{-3/2} + \frac{\lambda^2}{8} p^{-2} + \frac{\lambda^2}{4} \beta p^{-5/2} + \frac{\lambda}{8} \left(1 - \frac{\lambda^2}{6} + \lambda \beta^2 \right) p^{-3} + \dots \right]$$

Si le signal $y(t)$ est la fonction de Dirac $\delta(t)$, la réponse sera :

$$(10) \quad \left\{ \begin{array}{l} Y(t) = 0 \quad \text{pour } t < t_0 \\ Y(t) = \delta(t-t_0) - \omega_0 \frac{\lambda}{2} + \frac{\beta \lambda}{\sqrt{\pi}} \omega_0^{3/2} (t-t_0)^{1/2} + \frac{\lambda^2}{8} \omega_0^2 (t-t_0) + \frac{\lambda^2 \beta}{3 \sqrt{\pi}} \omega_0^{5/2} (t-t_0)^{3/2} + \frac{\lambda}{16} \left(1 - \frac{\lambda^2}{6} + \beta^2 \lambda \right) \omega_0^3 (t-t_0)^2 + \dots \end{array} \right. \quad \text{pour } t > t_0$$

(1) Cette expression convient sauf aux fréquences très basses et aux fréquences optiques. On peut négliger la contribution des fréquences optiques au front d'onde.

2° Pour $\alpha \neq 0$, on trouve :

$$(11) \quad z(p) = 1 + \frac{\alpha}{2} p^{-1/2} - \frac{\alpha^2}{8} p^{-1} + \frac{\alpha^3}{16} p^{-3/2} + \left(\frac{1}{2} - \frac{5\alpha^4}{128} \right) p^{-2} + \left(\frac{\beta}{2} + \frac{7\alpha^5}{256} - \frac{2\alpha}{8} \right) p^{-5/2} + \dots$$

et par conséquent :

$$(12) \quad \exp[-\lambda p z(p)] = \exp(-\lambda p) \exp\left(-\lambda \frac{\alpha}{2} p^{1/2}\right) \exp\left(-\lambda \frac{\alpha^2}{8}\right) \left\{ 1 - \frac{\lambda \alpha^3}{16} p^{-1/2} + \dots \right\}$$

Si le signal appliqué est la fonction de Dirac, l'allure du début de la réponse sera donnée par l'original des trois premiers facteurs du second membre de (12). Nous trouvons ainsi :

$$Y(t) \simeq u(t)$$

avec :

$$(13) \quad \left\{ \begin{array}{l} u(t) = 0 \quad \text{pour } t < t_0 \\ u(t) = \frac{\lambda \alpha}{4 \sqrt{\pi} \omega_0^{1/2} (t-t_0)^{3/2}} e^{-\frac{\lambda^2 \alpha^2}{16 \omega_0 (t-t_0)}} e^{-\frac{\lambda \alpha^2}{8}} \quad \text{pour } t > t_0 \end{array} \right.$$

Il serait illusoire de chercher pour $Y(t)$ des représentations meilleures que (10) et (13) sans partir d'une expression de Γ plus exacte que (4). Déjà, le terme $\beta^2 \lambda^2 \omega_0^3 (t-t_0)^2/16$ dans (10), et le facteur $e^{-\lambda \alpha^2/8}$ dans (13) sont sujets à caution ; heureusement, ils ne joueront qu'un rôle accessoire dans la suite de notre étude.

Pour une impulsion $y(t)$ de durée T suffisamment courte appliquée à l'entrée du guide, la partie essentielle de la réponse sera, au moins jusqu'à une distance $x < c/\omega_0^2 T$

$$(14) \quad Y(t) = y(t-t_0) \quad \text{si } \alpha = 0$$

$$(15) \quad Y(t) = \int_{t_0}^{\infty} y(t-\tau) u(\tau) d\tau \quad \text{si } \alpha \neq 0$$

Ainsi, les cas $\alpha = 0$ et $\alpha \neq 0$ donnent des résultats tout à fait différents. Le cas $\alpha = 0$ correspond aux ondes H_{0n} ; le cas $\beta = 0, \alpha \neq 0$ aux ondes E_{mn} , ($m = 0$ ou $m \neq 0$) ; le cas $\alpha \neq 0, \beta \neq 0$ aux ondes H_{mn} , ($m \neq 0$).

Considérons par exemple un guide circulaire de rayon a . Désignons par μ_0 la perméabilité magnétique absolue du milieu qui remplit le guide, par μ et g la perméabilité magnétique absolue et la conductivité de la paroi. On a :

1° pour les ondes E_{mn} ($m = 0$ ou $m \neq 0$)

$$(16) \quad \left\{ \begin{array}{l} A = \frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g}} \quad B = 0 \\ \alpha = \frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g \omega_0}} \quad \beta = 0 \end{array} \right.$$

2° pour les ondes H_{0n}

$$(17) \left\{ \begin{array}{l} A = 0 \quad B = -\frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g}} \omega_0^2 \\ \alpha = 0 \quad \beta = -\frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g \omega_0}} \end{array} \right.$$

3° pour les ondes H_{mn} ($m \neq 0$) :

$$(18) \left\{ \begin{array}{l} A = \frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g}} \frac{n^2}{\xi^2 - n^2} \quad B = -\frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g}} \omega_0^2 \\ \alpha = \frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g \omega_0}} \frac{n^2}{\xi^2 - n^2} \quad \beta = -\frac{2}{a \mu_0} \sqrt{\frac{\mu}{g \omega_0}} \end{array} \right.$$

Dans les formules (18), ξ représente le m^e zéro de la dérivée première de la fonction de Bessel d'ordre n , c'est-à-dire $\frac{dJ_n}{dx}$.

La formule (14) représente une propagation sans déformation de l'impulsion ; cela est à rapprocher du fait que l'affaiblissement d'une onde H_{0n} tend

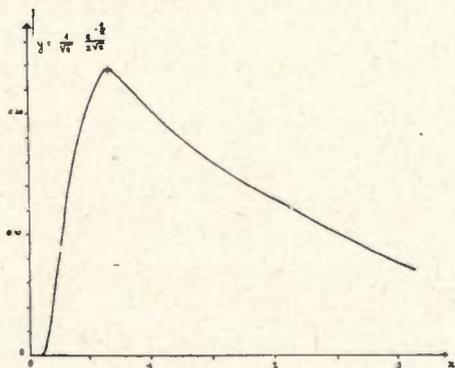


FIG. 2

vers zéro quand la fréquence croît indéfiniment. Par contre, les formules (13) (15) représentent une propagation avec déformation tout à fait comparable à la propagation sur un câble concentrique ordinaire ; pour les types d'onde auxquelles elles s'appliquent, l'affaiblissement croît avec la fréquence.

Posons :

$$(19) \quad t' = \frac{\lambda^2 \alpha^2}{16 \omega_0} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{t - t_0}{t'}$$

Il vient :

$$(20) \quad u(t) = \frac{e^{-\frac{\lambda \alpha^2}{8}}}{\sqrt{\pi t'}} \frac{e^{-\frac{1}{\tau}}}{\tau^{3/2}}$$

De la figure 2 qui représente la courbe :

$$(21) \quad y = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-\frac{1}{x}}}{x \sqrt{x}}$$

on déduit que $u(t)$ est très faible pour $t - t_0 < 0,1 t'$, croît ensuite rapidement, passe par un maximum

égal à $\frac{0,236}{t'} e^{-\frac{\lambda \alpha^2}{8}}$ pour $t - t_0$ égal à $0,667 t'$, puis décroît ensuite plus lentement jusqu'à zéro. L'étalement de l'impulsion, mesuré par la largeur de la courbe $u(t)$ prise à mi-hauteur est sensiblement égal à $2 t'$. En fait, ce temps t' est le même pour toutes les ondes E_{mn} , de sorte que l'on peut parler du transport d'une impulsion brève par ondes E sans séparer qualitativement les contributions des différentes ondes E_{mn} . Introduisons en effet un temps de relaxation du guide, θ , défini par :

$$(22) \quad \theta = \frac{a^2 \mu_0^2 g}{\mu}$$

Ce temps ne dépend que du rayon du guide, et de constantes caractéristiques du métal, et du milieu qui remplit le guide. Par exemple, pour $a = 1$ cm, $\mu' = \mu_0 = 4 \pi \cdot 10^{-9}$ henry-cm, $g = 6 \cdot 10^5$ mho-cm (paroi en cuivre), θ vaut 7.550 microsecondes. On tire alors de (13) (16) et (19) :

$$(23) \quad t' = \frac{x^2 \mu}{4 a^2 c^2 g \mu_0^2} = \frac{t_0^2}{4 \theta}$$

et :

$$(24) \quad u(t) = \frac{1}{8 \sqrt{\pi}} \frac{t_0}{\theta^{1/2} (t - t_0)^{3/2}} e^{-\frac{t_0^2}{4 \theta (t - t_0)}} e^{-\frac{t_0}{2 \theta}}$$

formules applicables à toutes les ondes E .

Pour appliquer les formules (23) et (24) aux ondes H_{mn} (avec $m \neq 0$), il faut y remplacer θ par :

$$(25) \quad \theta' = \left(\frac{\xi^2 - n^2}{n^2} \right)^2 \theta$$

Comme le rapport θ'/θ dépend de m et de n , les réponses à une impulsion transmises par les différentes ondes H_{mn} seront inégalement étalées ; les maximums n'arriveront pas au même instant.

Il est aisé de comparer la réponse du guide, à celle qu'un câble concentrique fait du même métal et du même diélectrique donnerait à la même impulsion $y(t)$. La réponse $Y(t)$ d'un câble concentrique dont le diélectrique est limité par deux cylindres de rayon a et b ($b < a$) est encore donnée par la formule (15), mais il faut y prendre :

$$(26) \quad u(t) = \frac{1}{8 \sqrt{\pi}} \frac{t_0}{\theta_1^{1/2} (t - t_0)^{3/2}} e^{-\frac{t_0^2}{4 \theta_1 (t - t_0)}} e^{-\frac{t_0}{2 \theta_1}}$$

avec :

$$(27) \quad \theta_1 = \left(\frac{2 \log \frac{a}{b}}{1 + \frac{a}{b}} \right)^2 \theta$$

$$(28) \quad \theta_2 = \left[2 \frac{a - b}{a + b} \log \frac{a}{b} - 1 \right]^{-1} \theta_1$$

Pour la valeur usuelle $a/b = 3,6$ on trouve $\theta_1 = 0,31 \theta$. Dans un guide de rayon égal au rayon extérieur du concentrique, l'étalement $2 t'$ des ondes

E est sensiblement le tiers de l'étalement de l'onde principale du concentrique à la même distance x .

En attendant que l'on dispose d'impulsions assez courtes et d'oscillographes assez rapides pour une vérification expérimentale dans un guide circulaire, nous espérons que nos résultats aideront à expliquer certaines particularités de la propagation des atmosphériques [2].

ANNEXE

PROPAGATION D'UN GROUPE D'ONDES DANS UN GUIDE A PAROI PARFAITEMENT CONDUCTRICE.

Considérons un signal :

$$(29) \quad y(t) = M(t) \sin(\Omega t - \varphi)$$

où Ω et φ sont des constantes, et $M(t)$ une fonction du temps, identiquement nulle pour $t < 0$, croissant lentement de $t = 0$ jusqu'à $t = t_1 > \frac{2\pi}{\Omega}$, et décroissant lentement jusqu'à la valeur zéro pour $t > t_1$. D'après la formule (2) la réponse à la distance $x = ct_0$ est :

$$(30) \quad Y(t) = M(t - t_0) \sin[\Omega(t - t_0) - \varphi] - \lambda \int_{t_0}^t M(t - \tau) \sin[\Omega(t - \tau) - \varphi] \frac{J_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})}{\sqrt{\tau^2 - t_0^2}} d\tau$$

Cherchons pour quelles valeurs de t l'intégrale du second membre de (30) deviendra importante. Ces valeurs seront telles que dans un intervalle d'intégration étendu entourant la valeur $\tau = t - t_1$, les changements de signe de $\sin[\Omega(t - \tau) - \varphi]$ et de $J_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})$ soient sensiblement simultanés.

Or les zéros de $J_1(x)$ sont donnés par la formule approchée :

$$(31) \quad \frac{x}{\pi} = n + \frac{1}{4} \quad (n \text{ entier}).$$

Les valeurs de τ correspondant à ces zéros sont définies par :

$$(32) \quad \omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2} = \left(n + \frac{1}{4}\right) \pi$$

Lorsque n et τ sont grands, il est légitime de calculer l'intervalle $\Delta\tau$ séparant deux racines consécutives de $J_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})$ en différentiant (32), ce qui donne :

$$(33) \quad \omega_0 \frac{\tau \Delta\tau}{\sqrt{\tau^2 - t_0^2}} = \pi$$

Pour que les changements de signe de $\sin[\Omega(t - \tau) - \varphi]$ et de $J_1(\omega_0 \sqrt{\tau^2 - t_0^2})$ soient sensiblement simultanés, il faut que l'on ait :

$$\Delta\tau = \frac{\pi}{\Omega}$$

$$\text{ou :} \quad \frac{\omega_0}{\Omega} = \sqrt{1 - \frac{t_0^2}{\tau^2}}$$

On en déduit :

$$(34) \quad \frac{\tau}{t_0} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\Omega^2}}}$$

Par conséquent, le maximum de l'intégrale aura lieu à l'instant :

$$(35) \quad t = t_1 + t_g$$

avec :

$$(36) \quad t_g = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\Omega^2}}} = \frac{x}{c \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\Omega^2}}} = \frac{x}{v}$$

On vérifie immédiatement que la vitesse

$$v = c \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\Omega^2}}$$

est la vitesse de groupe, définie par la relation usuelle :

$$(38) \quad v = \left[\frac{d\omega}{d \operatorname{Im} \Gamma} \right]_{\omega=\Omega} = \left(\frac{c d\omega}{d \sqrt{\omega_0^2 - \Omega^2}} \right)_{\omega=\Omega}$$

Ainsi, dans un guide sans pertes, la vitesse de groupe s'introduit naturellement, sans que l'on ait à faire intervenir l'intégrale de Fourier. On remarquera que le groupe d'ondes est précédé d'un pré-curseur important représenté par le premier terme de (30).

BIBLIOGRAPHIE

[1] M. COTTE, Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, t. 221 p. 538 (1945) M. COTTE, Annales des Télécommunications t. 1, N° 3-4, mars avril 1946.

On notera que dans ces publications, nous avons placé la transformation de Carson, et non comme ici, la transformation de Laplace à la base des correspondances symboliques.

[2] Sur l'interprétation de la propagation des atmosphériques comme une propagation guidée, voir :

BUDEN, *Philosophical Magazine* p. 1, janv. 1951.

A. HAUBERT, *Comptes Rendus*, t. 221, p. 543, 1945.

R. RIVAULT, *Comptes Rendus*, t. 221, p. 540, 1945.

RÉDUCTION DE LA DÉFORMATION DES IMPULSIONS TRANSMISES PAR UNE LIGNE COAXIALE PARFAITEMENT HOMOGENE PAR TRANSPOSITION DE FRÉQUENCE

PAR

R. CAZENAVE

Docteur ès Sciences

Ingénieur à la Société L.T.T.

1. Introduction.

La propagation sur une ligne coaxiale parfaitement homogène de paramètres primaires R , L , C , G fait subir à un signal borné $s_0(t)$ émis à son entrée une distorsion en amplitude et en phase qui le déforme et l'étale indéfiniment. La réponse $s(t)$ présente une queue illimitée qui correspond à la décharge progressive des deux conducteurs dans leur retour à l'état neutre primitif.

La transmission de signaux bornés répétés tels que ceux de la télévision exige leur reproduction, à la réception, aussi fidèle que possible, ce qui impose la réduction au maximum de leur déformation.

Une analyse sommaire de la réponse fournie par la ligne idéale sans effet pelliculaire montre que le meilleur moyen d'obtenir ce résultat consiste à éliminer les basses fréquences du spectre du signal par une transposition de fréquence à l'entrée, c'est-à-dire par une modulation suivie d'un filtrage passe-haut ayant comme fréquence de coupure la fréquence de la porteuse ; ensuite à supprimer le déphasage des composantes spectrales de la réponse en faisant traverser à celle-ci un correcteur de phase avant le récepteur.

2. Réponse dans le cas idéal d'une ligne sans effet pelliculaire.

En l'absence d'effet pelliculaire, R , L , C , G sont indépendants de la fréquence et l'équation de propagation

$$1) \quad \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} = LC \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} + (LG + CR) \frac{\partial s}{\partial t} + GRs$$

pour un parcours x de la ligne est l'équation des télégraphistes dont la solution est la réponse

$$2) \quad S(t) = \underbrace{e^{-a\theta} s_0(t)}_{\text{onde frontale}} + \underbrace{b^2 \theta e^{-a(t+\theta)} \int_0^t e^{a\tau} s(\tau) \frac{I_1(\xi)}{\xi} d\tau}_{\text{onde résiduelle}}$$

au signal initial $s_0(t)$, où

$$a = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{G}{C} \right), \quad b = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} - \frac{G}{C} \right),$$

$\theta = \frac{l}{V}$ (durée de propagation sur la longueur l de la ligne),

$V = \frac{1}{\sqrt{CL}}$ (vitesse de propagation du front d'onde),

$I_1(\xi)$ étant la fonction modifiée de Bessel de première espèce de la variable $\xi = b \sqrt{(t - \tau)(t + 2\theta - \tau)}$, l'instant θ d'apparition du signal étant naturellement pris comme origine des temps [1].

D'après (2), la réponse résulte de la superposition de l'onde frontale $e^{-a\theta} s_0(t)$ et de l'onde résiduelle représentée par le second terme (terminologie de M. Paul Lévy).

L'onde frontale, qui reproduit le signal affaibli par la propagation, est formée par les composantes spectrales en phase ayant les fréquences les plus élevées, qui forment un « paquet d'ondes » dont la vitesse de groupe est V . Elle constitue la tête de la réponse.

L'onde résiduelle est formée par les autres composantes spectrales *déphasées entre elles* du fait de leur propagation d'autant plus lente que leur fréquence est plus basse. C'est à elle qu'est due la queue de la réponse.

La ligne transmet le signal sans déformation si la réponse se réduit à l'onde frontale, donc si elle satisfait à la condition d'Heaviside $b = 0$ ou $R/L = G/C$. Si cette condition ne peut être remplie, comme c'est le cas lorsqu'intervient l'effet pelliculaire, la déformation est d'autant plus atténuée que l'onde résiduelle est réduite. Pour y parvenir, il suffit donc de limiter le spectre du signal au domaine des fréquences les plus élevées par transposition de fréquence à l'entrée de la ligne, puis, par une correction de phase à la sortie, de supprimer le déphasage à l'arrivée, produit par la propagation, des composantes spectrales conservées, de façon à les regrouper en un paquet d'ondes.

3. Réponse dans le cas de la ligne coaxiale réelle [1].

Le problème reste le même et comporte la même solution dans le cas réel où intervient l'effet pelliculaire qui augmente considérablement l'affaiblissement avec la fréquence et accroît notablement le déphasage des composantes spectrales. Les paramètres primaires R, L, G de la ligne dépendent de la fréquence, l'équation de propagation (1), toujours valable, n'est plus l'équation des télégraphistes et la réponse est alors le produit de composition

$$3) \quad s(t) = \int_0^t s_0(t - \tau) a(\tau) d\tau,$$

dans la transformation de Laplace, du signal $s_0(t)$ et de la réponse impulsive unitaire $a(t)$ de la ligne,

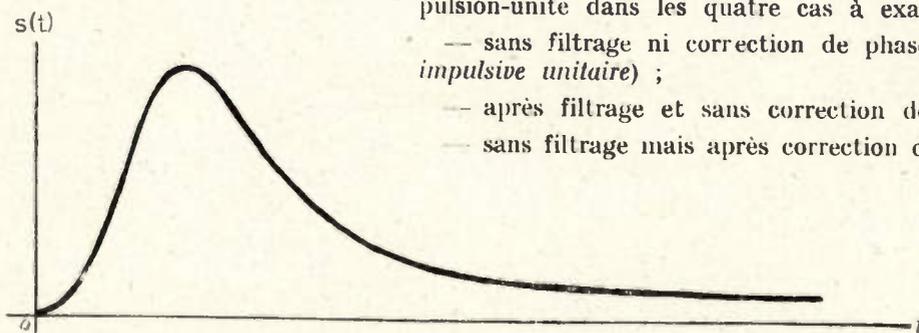


FIG. 1. — Réponse impulsive unitaire.

de sorte que l'image $S(p)$ de $s(t)$ est le produit des images $S_0(p)$ et $A(p)$ de $s_0(t)$ et $a(t)$ si $p = j\omega = j2\pi f$ pour la fréquence f .

En désignant par α, β et $\gamma = \alpha + j\beta$ l'affaiblissement, le déphasage et l'exposant de propagation linéiques, $A(p) = e^{-\gamma l}$ représente la fonction de transfert pour le parcours γl du circuit coaxial.

Puisque le signal transposé en fréquence ne contient plus que des hautes fréquences, il suffit d'adopter pour γl son expression asymptotique qui, en

l'absence de perdite (relativement négligeable), a la forme :

$$4) \quad \gamma l = \theta (a + p + m \sqrt{2p})$$

dans laquelle on a :

$$5) \quad \theta = \frac{l}{\sqrt{L_e C}}, a = \frac{R_0}{8 L_e}, m = \frac{1}{2 L_e} \sqrt{\left(R - \frac{R_0}{4}\right) L_i}$$

où R_0 est la valeur de R en courant continu et l'inductance linéique $L = L_i + L_e$ la somme de l'inductance interne L_i et de l'inductance externe L_e .

Comme dans la réponse idéale (2), le signal subit une réduction d'amplitude $e^{-\theta}$ correspondant à la durée de propagation.

Pour étudier et mettre en évidence les effets de la transposition de fréquence au départ et de la correction de phase à l'arrivée, il est indiqué de prendre l'impulsion-unité $\gamma''(t)$ comme signal-type borné émis à l'entrée de la ligne. Ce choix est justifié par les raisons suivantes :

— la forme des signaux de télévision est absolument quelconque et il est absolument illusoire de leur en attribuer une a priori ;

— l'impulsion-unité représente la limite théorique des impulsions réelles lorsque leur durée tend vers zéro ;

— elle caractérise le comportement de la ligne coaxiale en régime transitoire ;

— enfin, elle se prête commodément au calcul, le plus simple possible. La transposition de fréquence équivaut alors à un simple filtrage en passe-haut.

L'étude consistera à déterminer la réponse à l'impulsion-unité dans les quatre cas à examiner :

— sans filtrage ni correction de phase (*réponse impulsive unitaire*) ;

— après filtrage et sans correction de phase ;

— sans filtrage mais après correction de phase ;

— après filtrage et correction de phase.

La comparaison des courbes de réponse correspondantes suffira à faire apparaître l'amélioration de la réponse par le double procédé indiqué. On se borne évidemment, dans les quatre cas, au domaine des fréquences élevées dans lequel l'expression asymptotique (4) représente γl avec une approximation pratiquement suffisante, et dont la limite inférieure f_0 est naturellement choisie comme fréquence de coupure du filtre passe-haut.

4. Réponse impulsive unitaire.

Cette réponse est [1]

$$6) \quad s(t) = a(t) = e^{-a\theta} \frac{d}{dt} \left(\operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\tau}{2t}} \right) = \frac{2 e^{-a\theta}}{\tau \sqrt{\pi}} t^{\frac{1}{2}} e^{-a^2 t}$$

où

$$7) \quad \tau = (m\theta)^2, \quad u = \sqrt{\frac{\tau}{2t}} = \frac{m\theta}{\sqrt{2t}}$$

La courbe de réponse a la forme indiquée par la figure 1.

5. Réponse à l'impulsion-unité filtrée en passe-haut.

Le filtre passe-haut, qui arrête les fréquences inférieures à la fréquence de coupure f_0 à laquelle correspond la valeur $p_0 = j 2\pi f_0$ de p , substitue $S(p - p_0)$

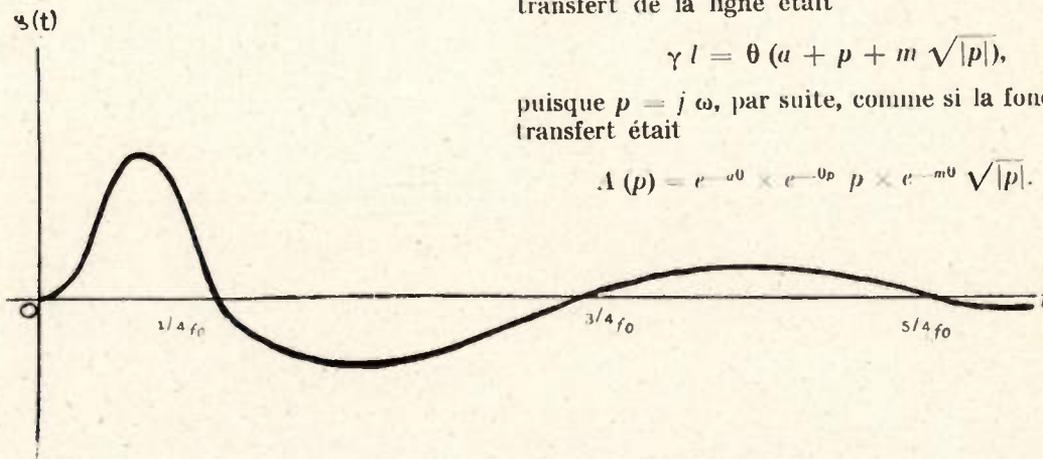


FIG. 2. — Réponse à l'impulsion-unité filtrée au-dessus de la fréquence f_0 .

à $S(p)$ comme image de la réponse $s(t)$. D'après le théorème sur l'accroissement de la variable symbolique [2 — ch. VI-3], la réponse de l'impulsion-unité ainsi filtrée est

$$8) \quad s(t) = a(t) \operatorname{Cos} \omega_0 t = \frac{2 e^{-a\theta}}{\tau \sqrt{\pi}} t^{\frac{1}{2}} e^{-a^2 t} \operatorname{Cos} \omega_0 t$$

où $\omega_0 = 2\pi f_0$.

Le filtrage a donc pour effet de moduler avec la fréquence f_0 la réponse $a(t)$ de la ligne, considérée comme une amplitude variable.

(1) Des développements asymptotiques :

$$C(u) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi u} \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2} - \frac{1}{\pi^2 u^3} \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} + \frac{3}{\pi^3 u^5} \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2} + \frac{15}{\pi^4 u^7} \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} \dots$$

$$S(u) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi u} \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} + \frac{1}{\pi^2 u^3} \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2} - \frac{3}{\pi^3 u^5} \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} + \frac{15}{\pi^4 u^7} \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2} \dots$$

se déduit $F(u) \sim \frac{1}{\pi^2 u^3} \left(1 - \frac{15}{\pi^2 u^4} \right)$ pour u très grand, c'est-à-dire pour $t = \frac{\tau}{2\pi^2 u^2}$ très petit, de sorte que $\frac{u F(u)}{t} \sim \frac{2}{\pi \tau} \left(1 - \frac{60 t^2}{\tau^2} \right)$ pour t très petit et que $s(0) = \frac{2 e^{-a\theta}}{\pi \tau}$.

La courbe de réponse est donnée par la figure 2.

6. Réponse après correction de phase à l'impulsion-unité (non filtrée).

De l'expression (4) de γl où $p = j\omega$ et $\sqrt{2p} = (1+j)\sqrt{\omega}$ se déduisent l'affaiblissement

$$9) \quad \alpha l = \theta (a + m \sqrt{\omega})$$

et le déphasage :

$$10) \quad \beta l = \theta (\omega + m \sqrt{\omega}),$$

dans lesquels le terme en $m \sqrt{\omega}$ caractérise l'effet pelliculaire et introduit la distorsion d'amplitude par (9) et la distorsion de phase par (10).

La correction de phase appliquée à la réponse impulsive unitaire (6) fait disparaître ce terme dans (10). Tout se passe alors comme s'il n'y avait pas de correction de phase mais comme si l'exposant de transfert de la ligne était

$$\gamma l = \theta (a + p + m \sqrt{|p|}),$$

puisque $p = j\omega$, par suite, comme si la fonction de transfert était

$$A(p) = e^{-a\theta} \times e^{-\theta p} p \times e^{-m\theta \sqrt{|p|}}$$

L'original de celle-ci, donné par les tables de Campbell [3 — 848.5], représente, après substitution de t à $t - 0$, la réponse cherchée (1)

$$11) \quad s(t) = e^{-a\theta} \frac{u F(u)}{t}$$

où

$$12) \quad u = \sqrt{\frac{\tau}{2\pi t}} \text{ avec } \tau = (m\theta)^2,$$

et

$$13) \quad F(u) = \left[\frac{1}{2} - C(u) \right] \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} + \left[\frac{1}{2} - S(u) \right] \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2},$$

avec $C(u) = \int_0^u \operatorname{Cos} \frac{\pi u^2}{2} du$, $S(u) = \int_0^u \operatorname{Sin} \frac{\pi u^2}{2} du$

(intégrales de Fresnel) dont les valeurs sont données par les Tables de Jahnke-Emde [4].

La courbe de réponse correspondant à (11) est celle de la figure 3.

7. Réponse après correction de phase à l'impulsion-unité filtrée en passe-haut.

Le filtrage modulant, comme au n° 5, la réponse (11) considérée comme une amplitude variable, la réponse définitive, après correction de phase, est

$$14) \quad s(t) = e^{-a\theta} \frac{u F'(u)}{t} \cos \omega_0 t, \quad (\omega_0 = 2\pi f_0)$$

et il lui correspond la courbe de réponse de la figure 4.

8. Courbes de réponse à l'impulsion-unité se propageant sur 9 km de câble coaxial 2,6/9,4 pour une fréquence de coupure de 300 kHz. Conclusion.

Comme exemple numérique, nous nous bornons à un parcours de 9 km sur câble coaxial 2,6/9,4, longueur d'une section d'amplification qui précisément ne comporte ni amplificateur ni répéteur comme le suppose l'étude précédente, et pour laquelle on a [1 - 4,5]

$$a\theta = 0,049, \quad e^{-a\theta} = 0,96, \quad \tau = 0,96 \mu s.$$

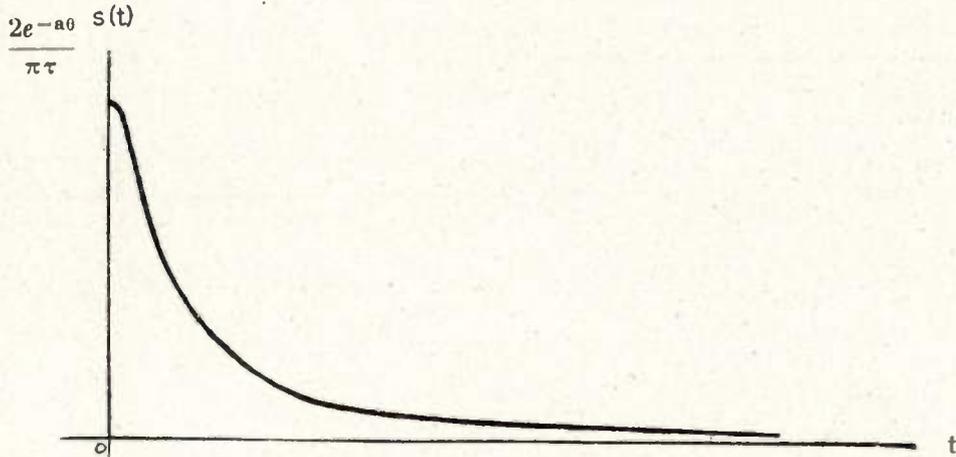


Fig. 3. — Réponse à l'impulsion-unité après correction de phase.

TABLEAU DES VALEURS NUMÉRIQUES DE LA RÉPONSE $s(t)$ A L'IMPULSION-UNITÉ SUR 9 KM DE CÂBLE COAXIAL 2,6/9,4 POUR UNE FRÉQUENCE DE COUPURE $f_0 = 300$ KHz DANS LES QUATRE CAS

t μs	Réponse $s(t)$				t μs	Réponse $s(t)$			
	(1)	(2)	(3)	(4)		(1)	(2)	(3)	(4)
0	0	0	0,637	0,637	1	0,230	- 0,071	0,084	- 0,028
0,01			0,632	0,632	1,1	0,209	- 0,100		
0,02			0,620	0,620	1,2	0,190	- 0,121		
0,05	0,002	0,002	0,533	0,531	1,3	0,174	- 0,133		
0,06	0,009	0,009			1,4	0,160	- 0,140	0,052	- 0,050
0,07	0,021	0,021			1,5	0,147	- 0,140		
0,08	0,041	0,040	0,506	0,500	1,6	0,136	- 0,135		
0,09	0,067	0,066			1,67				- 0,053
0,10	0,097	0,094			1,7	0,124	- 0,124		min.
0,12			0,433	0,422	1,8	0,118	- 0,114		
0,16			0,380	0,363	1,9	0,110	- 0,100		
0,20	0,378	0,349	0,339	0,315	2	0,104	- 0,084	0,037	- 0,022
0,25	0,437	0,390	0,287	0,255	2,2	0,092	- 0,049		
0,30	0,457	0,386	0,252	0,213	2,5	0,078	0	0,030	0
0,35	0,456	0,360			2,8	0,067	+ 0,036		
0,40	0,443	0,329	0,200	0,149	3	0,061	+ 0,049	0,027	+ 0,022
0,50	0,403	0,237	0,165	0,097	3,33				+ 0,026
0,60	0,360	0,149	0,145	0,068					max.
0,70	0,320	0,080	0,124	0,031	4	0,037			
0,80	0,285	0,018	0,105	0,007	4,17		0		
0,83			0	0	5	0,030			
0,90	0,256	- 0,032	0,092	- 0,012	6	0,024			

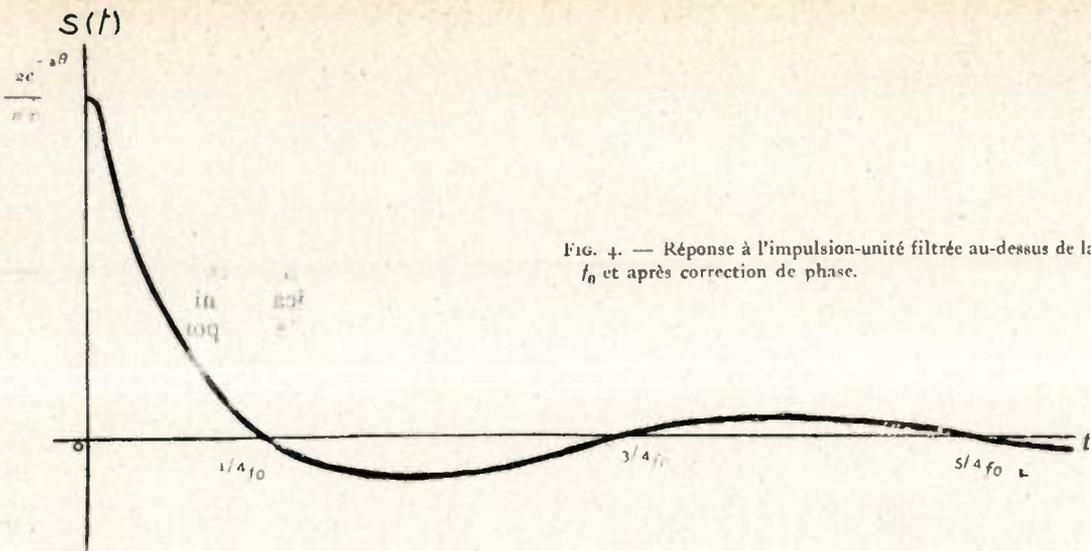


FIG. 4. — Réponse à l'impulsion-unité filtrée au-dessus de la fréquence f_0 et après correction de phase.

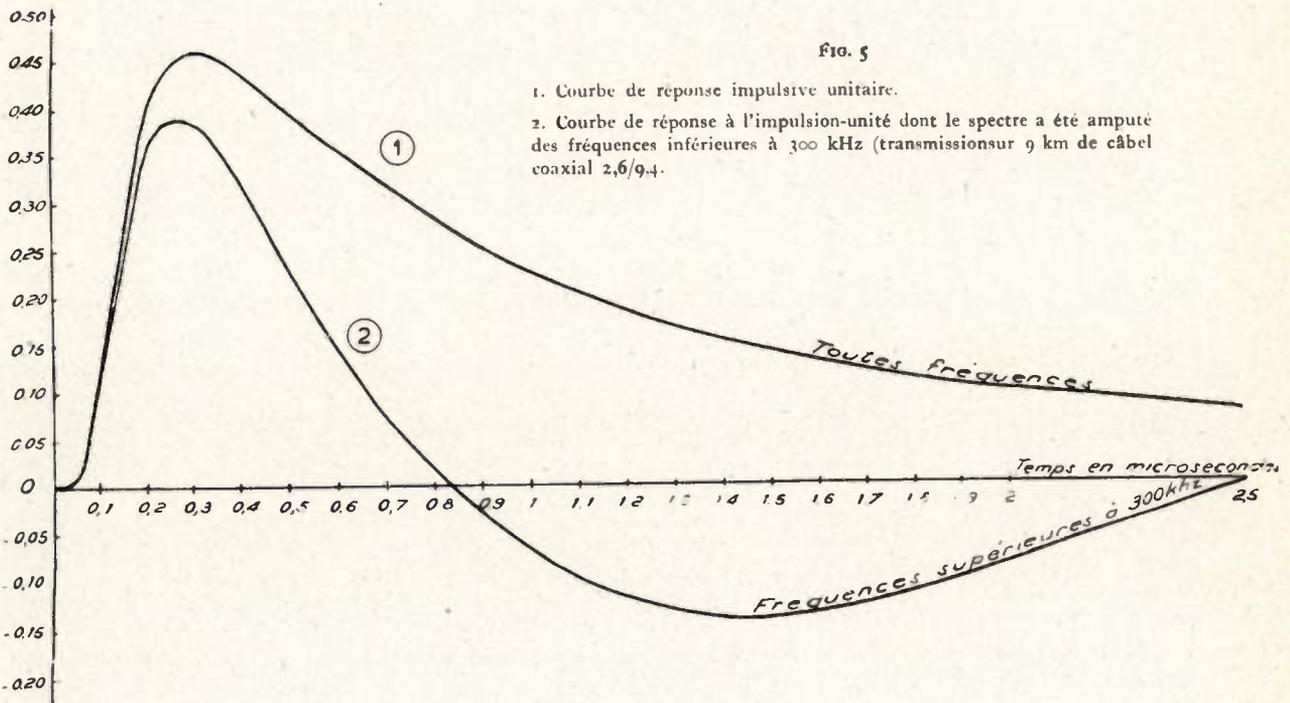


FIG. 5

1. Courbe de réponse impulsive unitaire.
2. Courbe de réponse à l'impulsion-unité dont le spectre a été amputé des fréquences inférieures à 300 kHz (transmission sur 9 km de câble coaxial 2,6/9,4).

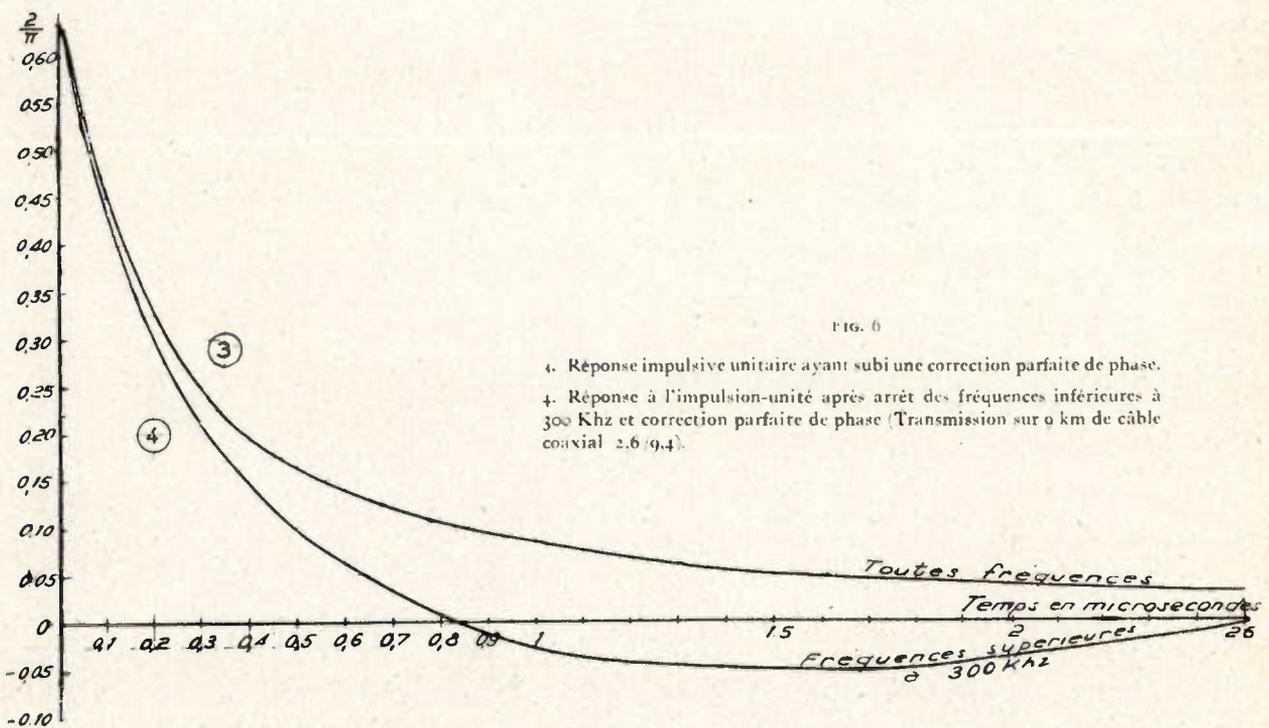


FIG. 6

3. Réponse impulsive unitaire ayant subi une correction parfaite de phase.
4. Réponse à l'impulsion-unité après arrêt des fréquences inférieures à 300 kHz et correction parfaite de phase (Transmission sur 9 km de câble coaxial 2,6/9,4).

Le choix de la fréquence de coupure $f_0 = 300$ kHz est justifié par le fait que les valeurs (9) de α et (10) de β calculées pour cette fréquence sont respectivement exactes à 1 % et à 3/1 000 près.

On obtient ainsi les courbes (1), (2), (3), (4) des figures 5 et 6 correspondant aux colonnes (1), (2), (3), (4) du tableau ci-après.

L'examen comparatif de ces courbes fait apparaître l'amélioration de la réponse que procure l'emploi simultané du filtrage initial en passe-haut et de la correction terminale de phase, grâce à une surélévation prononcée et un resserrement de la tête qui tend à s'effiler vers le haut, et à un aplatissement de la queue réduite à des sinuosités très élargies et à amplitudes rapidement décroissantes.

Il convient de remarquer toutefois que ces résultats sont théoriques, non seulement parce qu'ils ne con-

cernent que la réponse au signal idéal qu'est l'impulsion-unité, mais aussi parce qu'ils impliquent l'emploi d'un filtre idéal et d'un correcteur de phase parfait et supposent une ligne coaxiale sans irrégularités. Ils n'en gardent pas moins une valeur indicative certaine pour la recherche de la moindre déformation d'un signal d'entrée quelconque.

BIBLIOGRAPHIE

1. R. CAZENAVE. — Déformation d'un signal transmis par une ligne coaxiale parfaitement homogène — *Câbles et Transmission* — Octobre 1951.
2. M. BAYARD. — Cours d'Electricité théorique de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications — tome II — 1948.
3. G. A. CAMPBELL et R. M. FOSTER. — Fourier Integral for Practical Applications — Van Nostrand — New-York — 1948.
4. JAHNKE-EMDE. — Tafeln höherer Funktionen — Teubner — Leipzig — 1952.

APPAREILLAGE DE MESURE DU TRAINAGE D'UN SIGNAL BREF

PAR

Jacques BENDAYAN
Ingénieur aux Câbles de Lyon

1. — INTRODUCTION

Rappel des méthodes de mesures effectuées sur les câbles de télécommunication.

L'évolution de la technique des transmissions par câbles ainsi que la possibilité de faire appel à ces derniers pour la transmission des courants de télévision, a conduit à perfectionner la fabrication des paires coaxiales utilisées pour ces transmissions ; parallèlement, il a fallu améliorer l'appareillage existant et, très souvent, en créer un nouveau permettant de mesurer rapidement et avec précision certaines caractéristiques liées à la qualité du câble.

Il est évident qu'un câble est d'autant meilleur que son influence sur la propagation des signaux est plus faible. On doit distinguer une influence normale et une influence anormale. L'influence normale est celle qui découle de la spécification même du câble (type de circuit, diamètre des conducteurs, nature du diélectrique, etc...). L'influence anormale provient des irrégularités que l'on peut rencontrer le long de la ligne et qui peuvent être dues à une hétérogénéité des matériaux, à de légers défauts créés accidentellement en cours de fabrication ou de pose, à des différences entre paramètres des longueurs de fabrication constituant un tronçon de câble, etc...

Dans tous les cas, les deux problèmes, liés entre eux, que les techniciens des Télécommunications ont à résoudre sont les suivants :

— Détermination de la nature et de l'importance des irrégularités ;

— Evaluation des perturbations qui en résultent, dans les transmissions téléphoniques ou télévisuelles.

En effet, toute irrégularité de structure du câble va se traduire par une légère variation de son impédance caractéristique locale et donner lieu à des réflexions de l'onde transmise.

Il va en résulter en premier lieu, une série de faibles ondes réfléchies revenant à l'origine du câble, où elles s'y manifesteront, du point de vue de la qualité de la transmission, par un échos diffus et, du point

de vue des propriétés électriques, par une variation de l'impédance d'entrée. En second lieu, dans le cas de doubles réflexions sur deux irrégularités, on verra apparaître à l'extrémité éloignée de la ligne, une onde qui viendra se superposer à l'onde directe et, très souvent, la prolonger, provoquant ainsi ce que l'on appelle un « traînage » du signal dont nous préciserons plus loin la notion et qui a pour effet de perturber les images reçues en télévision.

Pour juger de la qualité de la transmission, il est nécessaire de déterminer, en fonction de la nature des signaux et de la fréquence des ondes transmises, quelle est l'importance relative des perturbations d'écho ou de traînage. En particulier, quand la ligne est très longue, il est indiqué d'évaluer ces perturbations en fonction de celles mesurées sur les éléments constituant le tronçon, à savoir : longueurs de fabrication de câble, jonctions, répéteurs, etc...

Si l'écho a pu faire l'objet de mesures directes, il n'en a pas été de même pour le traînage. Pour ces deux types de perturbations, il est à remarquer que pendant plusieurs années, on s'est borné, pour évaluer leur importance relative, à mesurer, en régime permanent seulement et en fonction de la fréquence, la variation de l'impédance d'entrée des longueurs de fabrication de câbles et à en déduire, par des calculs statistiques, la valeur probable de l'écho ou du traînage affectant un tronçon de grande longueur.

Ces mesures d'impédance d'entrée en fonction de la fréquence étaient longues et peu précises. Une première amélioration, du point de vue temps et précision des essais, a été introduite en mesurant uniquement, sur les longueurs de fabrication de câble, les écarts d'impédance d'entrée aux fréquences de résonance. Dans ce cas en effet, l'impédance d'entrée est assimilable à une résistance pure ; par cette méthode, on ne mesurait d'ailleurs que la partie réelle de l'écart d'impédance d'entrée et on admettait, ce qui est légitime, que la moyenne des écarts d'impédance en partie réelle était égale à la moyenne des écarts

d'impédance en partie imaginaire, cette moyenne portant sur un grand nombre de longueurs de fabrication de câbles. [1] [2] [3].

Pour effectuer les mesures précédentes concernant la détermination de la partie réelle aux fréquences de résonance, on devait disposer de résistance étalon de comparaison, dont la valeur devait rester constante dans toute la bande de fréquences où s'effectuaient les mesures (en général de 0,3 à 4 Mc/s). Ces résistances étaient soit à couche de carbone, soit en fil de manganin, bobiné suivant le type Ayrton-Perry.

Ultérieurement on a pu faire abstraction de ces résistances en faisant appel à des « ponts symétriques » dont deux des bras adjacents étaient constitués par les extrémités du câble à mesurer. De tels ponts

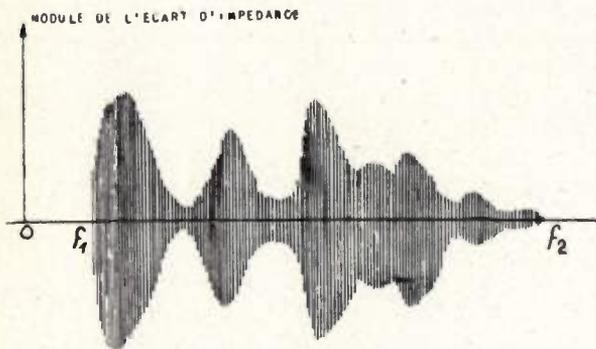


FIG. 1. — Courbe d'écart d'impédance relevée à l'analyseur.

permettaient de tracer les courbes d'écart d'impédance à intervalles de fréquence réduits et d'avoir à la fois ces écarts en parties réelle et imaginaire [4] [5].

Les mesures avec les ponts indiqués ci-dessus se faisaient point par point. En 1949, les mesures ont gagné en rapidité grâce à l'emploi de générateurs à modulation de fréquence associés aux ponts symétriques précédents et à des récepteurs appropriés comportant un tube oscillographique. Un tel appareillage permettait d'obtenir directement sur l'écran de l'oscillographe la courbe du module des écarts d'impédance en fonction de la fréquence, dans un intervalle compris entre 300 kc/s et 6 Mc/s. Cette courbe avait l'aspect indiqué à la figure 1. Le câble était jugé satisfaisant lorsque l'ordonnée correspondant à l'écart d'impédance maximum était inférieure à une certaine valeur ; celle-ci était déterminée tout d'abord en se fixant l'écho et le traînage maximum que l'on pouvait tolérer sur un tronçon très long et en déduisant ensuite, par un calcul statistique, les valeurs d'écart d'impédance des longueurs de fabrication.

L'application des méthodes précédentes à la mesure de l'écart d'impédance d'entrée ne permettait de déterminer que l'effet global, à l'une ou à l'autre des extrémités de la longueur de fabrication, des réflexions de l'onde incidente sur les irrégularités réparties le long de la ligne. Sauf dans le cas où on avait affaire à une ou deux irrégularités très importantes, il était très difficile de localiser et de connaître de façon précise la nature et l'importance des variations d'impédance locale réparties le long du

câble ; par suite, les causes de ces irrégularités étaient difficiles à déterminer et leur réduction un problème compliqué.

Fort opportunément, en 1948, une méthode [6] a été proposée, permettant de déterminer, en fonction des écarts d'impédance mesurés à l'entrée, aux fréquences de résonance, les variations de l'impédance caractéristique locale le long du câble. Cette méthode, en permettant de mieux connaître la structure de la ligne, rendait possible une amélioration de la qualité de fabrication et, par suite, une réduction des phénomènes d'échos et de traînage. La méthode présentait l'inconvénient de nécessiter de nombreux calculs et rendait son application difficile à des procédés de contrôle industriel.

Ces derniers inconvénients ont disparu lors de l'apparition de la nouvelle méthode d'exploration des câbles en régime transitoire, au moyen d'un signal bref [7]. Le principe de la méthode s'apparente à la technique du radar ; elle consiste à envoyer dans le câble des impulsions qui, en se réfléchissant sur les irrégularités du câble, provoquent des courants

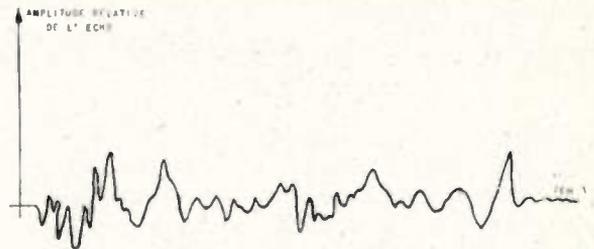


FIG. 2. — Courbe d'écho obtenue à l'échomètre à impulsion.

d'échos à l'origine, courants que l'on peut déceler au moyen d'un oscillographe à déflexion horizontale linéaire. L'examen de la courbe obtenue sur l'écran de l'oscillographe permet de déterminer, en abscisse, la position du défaut et, en ordonnée, son importance relative, fonction en particulier de la forme et de la largeur du signal bref incident.

De tels appareils, connus sous le nom d'« échomètres », sont d'un usage courant actuellement [8] [9]. Un exemple de courbe obtenue à l'échomètre à impulsions à l'aspect de la figure 2. Le câble est alors jugé satisfaisant si l'ordonnée maximum de la courbe est inférieure à une valeur donnée, déterminée par un calcul statistique, et fonction de la qualité demandée pour un tronçon très long.

Une condition supplémentaire est souvent exigée ; elle fait appel à la notion d'écart équivalent. Celui-ci est défini comme étant l'écart unique localisé à l'origine du câble, donnant la même énergie d'écho que la longueur en essai. L'écart équivalent est donné en ohms. La mesure est effectuée au moyen d'un thermocouple ou d'un détecteur quadratique quelconque, suivi d'un galvanomètre, l'ensemble étant installé sur le trajet de l'oscilloscope.

Les résultats obtenus à l'échomètre doivent être interprétés en fonction de la forme et de la largeur de l'impulsion et, quelquefois même, en fonction du type de défaut. En particulier, la largeur ou le front de l'impulsion conditionnent, pour un amplificateur à bande passante suffisante, le pouvoir de résolution

de l'échomètre ou encore son pouvoir « séparateur », suivant le langage employé en optique [10].

Ce pouvoir séparateur conserve relativement son efficacité le long de la ligne lorsque celle-ci ne dépasse pas quelques centaines de mètres: au delà, l'impulsion si elle est brève, s'élargit, s'affaiblit et perd progressivement son pouvoir de résolution [11]. On a pu remédier à cet inconvénient en utilisant des échomètres à compensation en énergie ou à compensation totale en amplitude et phase [12]. Ces compensations permettent d'augmenter la portée des échomètres et d'atteindre une dizaine de kilomètres. Il n'en subsiste par moins qu'en faisant des mesures du côté émission, on peut difficilement déterminer l'effet nuisible produit à l'extrémité réceptrice par les irrégularités réparties le long d'un parcours de plusieurs dizaines de kilomètres. A cette extrémité réceptrice, ce sont les doubles réflexions qui sont gênantes. Leur combinaison va donner lieu à un effet global, qui a été désigné sous le nom de « traînage ».

Avant de décrire les appareils qui nous ont permis de mesurer directement ce traînage, il nous paraît utile d'en préciser la notion.

2. — DÉFINITION DU TRAINAGE

Considérons une ligne de longueur « l » présentant deux défauts de coefficient de réflexion « r_1 » et « r_2 », défauts localisés en des points définis respectivement par leur abscisse x_1 et x_2 , mesurées par rapport à l'entrée de la ligne prise comme origine.

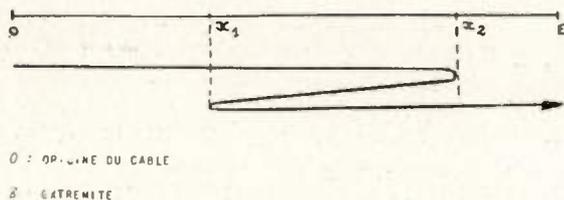


FIG. 3. — Trainage dû aux doubles réflexions.

Appliquons à cette entrée, à l'origine des temps, un signal quelconque, une impulsion brève d'amplitude « A » par exemple, dont la vitesse de transmission est « v ».

Négligeons, pour simplifier l'exposé, l'affaiblissement de la ligne. Le signal incident, en se propageant le long de la ligne, va subir deux réflexions sur les défauts situés aux points « x_1 » et « x_2 » (figure 3). Ces deux défauts vont ainsi donner lieu à un double écho qui arrivera, à l'extrémité de la ligne, en retard par rapport au signal incident, ce retard étant égal à :

$$\tau = \frac{2(x_2 - x_1)}{v}$$

L'amplitude du double écho sera égale à « $A r_1 r_2$ », au facteur de propagation près.

D'une façon générale, tous les couples de défauts situés en des points « x_a » et « x_b », tels que

$$x_a - x_b = \frac{v\tau}{2}$$

donneront lieu à une double réflexion, arrivant à l'extrémité réceptrice, avec un retard de « τ » par rapport au signal incident. Ces doubles réflexions vont s'ajouter pour donner une composante, fonction de « τ ».

Le traînage sera alors défini à chaque instant par une composante : $C(\tau) = r_a r_b$, l'amplitude de l'impulsion incidente étant prise comme unité.

La durée maximum du phénomène de traînage sera limitée par

$$x_a - x_b = l = \text{longueur de la ligne.}$$

Cette durée sera donc égale à $\frac{2l}{v}$.

Le traînage ainsi défini va se traduire par un prolongement du signal principal, d'où le nom de « queue de traînage » que certains auteurs ont utilisé pour le désigner (figure 4.).

Si, de plus, comme l'a exposé M. BRILLOUIN [13], on envoie dans le câble une succession de signaux, comme c'est le cas en télévision, le traînage « va étaler sur une large bande toutes les queues de signaux. Ces queues présentent d'ailleurs des fluctuations de phase importantes... et vont se traduire par un fond en grisaille, une sorte de « voile » de l'image suivant le langage photographique ».

Nous remarquerons en passant que M. VILLE [14] a adopté des définitions différentes pour la queue du signal et la grisaille. Il distingue dans le traînage deux parties :

a. une queue de signal proprement dite, due à des réflexions sur éléments assez rapprochés pour que ces réflexions ne puissent être considérées comme indépendantes ; l'amplitude de cette partie est proportionnelle à la longueur du câble.

b. une grisaille s'étendant beaucoup plus loin que la queue proprement dite, due à des réflexions sur éléments assez éloignés pour que ces réflexions puissent

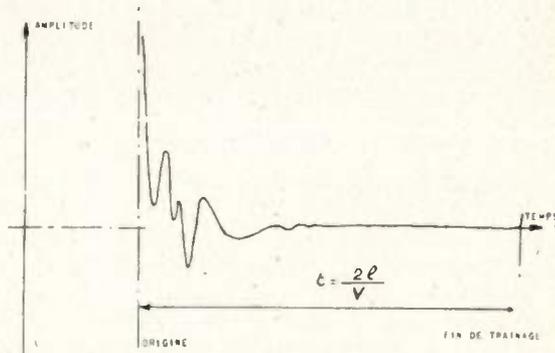


FIG. 4. — Courbe de traînage.

être considérées comme indépendantes et qui, par conséquent, varie comme la racine carrée de la longueur du câble. ».

L'importance relative de la queue du signal et de la grisaille a pu être déterminée en moyenne à partir de calculs statistiques par de nombreux auteurs [13], [14], [15], [16].

Nous ne rentrerons pas dans le détail de ces études statistiques. Elles ont eu le mérite, en l'absence de

mesures directes, de prévoir l'importance probable du phénomène de traînage sur les grandes longueurs de câble, ces résultats étant déterminés en fonction de ceux obtenus sur les longueurs de fabrication par des mesures, soit en régime permanent (écarts d'impédance), soit en régime transitoire (échos).

Dans le but de s'affranchir des méthodes statistiques précédentes et afin d'obtenir une valeur précise du traînage, nous avons été conduits à étudier et réaliser un appareillage de mesure directe de ce phénomène, soit sur longueurs de fabrication de câble, soit sur tronçons de grande longueur.

C'est cet appareillage que nous nous proposons de décrire dans ce qui suit.

3. — APPAREILLAGE DE MESURE DU TRAINAGE

Appliquons un signal bref, impulsion par exemple, à l'entrée d'une ligne de transmission ; on recevra, comme il a été indiqué, à l'autre extrémité, le signal, plus ou moins affaibli et déformé, suivi de sa queue de traînage.

Deux sortes d'appareils, de type différent, ont été construits l'un adapté aux longueurs de fabrication de câbles, l'autre aux tronçons de grande longueur. Les deux types d'appareils permettent d'obtenir directement la courbe de traînage sur un écran d'oscillographe et d'effectuer ainsi une mesure rapide rendant possible un contrôle industriel.

L'appareil pour l'essai sur grandes longueurs fait appel à une méthode que nous appellerons « directe », dans laquelle on envoie un signal bref à l'origine de la ligne et où on amplifie la queue de ce signal lorsque celui-ci arrive à l'autre extrémité, après avoir parcouru toute la ligne.

L'appareil pour l'essai sur longueurs courtes fait appel à une méthode « indirecte » de mesure, en utilisant la fonction d'autocorrélation. Cette méthode est dérivée de celle indiquée par M. G. FUCHS [17], lequel utilise deux impulsions identiques décalées dans le temps pour déterminer point par point la courbe de traînage. Dans l'appareillage que nous avons construit, cette méthode a été adaptée de façon telle qu'il est possible de recevoir automatiquement sur l'écran d'un oscillographe le relevé dynamique de la courbe de traînage.

31. — Méthode de mesure directe.

Cette méthode consiste à brancher l'extrémité émission de la ligne à essayer aux bornes d'un générateur de signaux brefs et l'extrémité réception à un récepteur.

311. — Description de l'appareillage.

Le récepteur est caractérisé par le fait qu'il ne laisse passer que l'onde de traînage, le signal principal étant supprimé soit par blocage de l'amplificateur, ce dernier restant débloqué pendant toute la durée du traînage, soit par écrêtement. Dans l'appareillage réalisé, nous avons utilisé le deuxième procédé qui donne d'aussi bons résultats que le premier, tout en étant de conception beaucoup plus simple.

La séparation du signal principal et du traînage est obligatoire par cette méthode, car l'amplitude

relative de l'un par rapport à l'autre est très grande (10^5 environ pour une ligne de télécommunication de 1 km. de long par exemple).

La figure 5 représente le schéma de principe du dispositif utilisé.

Selon cette figure, un générateur de tension sinusoïdale oscille avec une période « T » supérieure à la durée maximum du traînage envisagé, c'est-à-dire :

$$T > \frac{2l}{v}$$

« l » étant la longueur de la ligne et « v » la vitesse de propagation des signaux.

Le choix de cette limite inférieure pour « T » évite que le signal principal arrive à l'extrémité de la ligne avant que le traînage du signal précédent soit terminé.

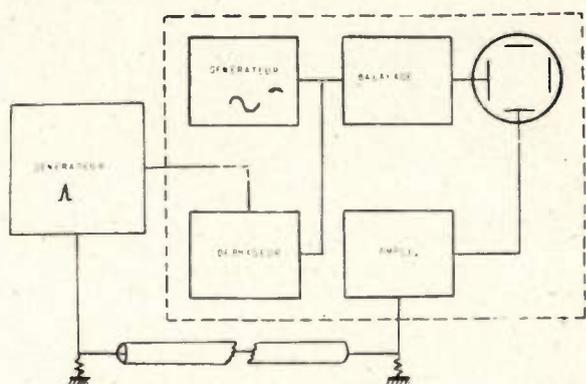


FIG. 5. — Schéma de principe de l'appareil de mesure du traînage sur lignes de grande longueur (1^{re} méthode).

La tension sinusoïdale produite par le générateur précédent synchronise :

1^o par l'intermédiaire d'un déphaseur, le générateur d'impulsions incidentes appliquées à l'extrémité émission de la ligne en essai.

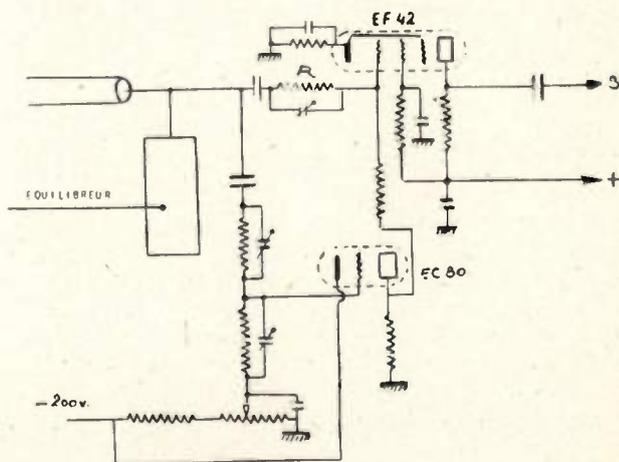


FIG. 6. — Circuit d'entrée du récepteur.

2^o le générateur en dent de scie, qui commande le balayage du tube de l'oscillographe sur l'écran duquel doit apparaître la queue de traînage.

Les deux principales difficultés que nous avons eu à surmonter dans la mise au point de l'appareillage sont dues au fait que :

a) l'amplitude absolue du traînage est extrêmement faible.

b) la ligne doit être à tout moment terminée sur des équilibres reproduisant, à toutes fréquences, son impédance caractéristique compte tenu du fait qu'aux extrémités fonctionnent, d'un côté, le générateur et, de l'autre, le récepteur.

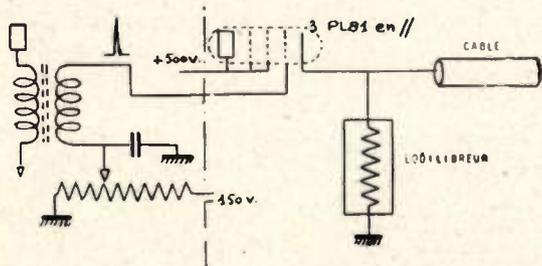


FIG. 7. — Circuits de puissance du générateur d'impulsions.

La première difficulté a pu être résolue en établissant, du côté récepteur, la liaison entre l'extrémité du câble et la grille du premier tube saturé de l'amplificateur d'entrée au moyen d'une résistance de découplage « R » de valeur élevée (figure 6). Ceci peut conduire, pour le circuit constitué par la capacité grille-cathode, d'une part, et par la résistance de valeur élevée, d'autre part, à avoir une constante de temps trop élevée, d'où l'inconvénient possible dû au fait que la courbe de traînage que l'on doit obtenir puisse se superposer à la courbe de décharge de la grille.

On a remédié à cet inconvénient en appliquant à la grille une impulsion négative qui s'oppose à la charge de celle-ci au moment où arrive le signal principal à l'extrémité réceptrice. Cette impulsion négative est

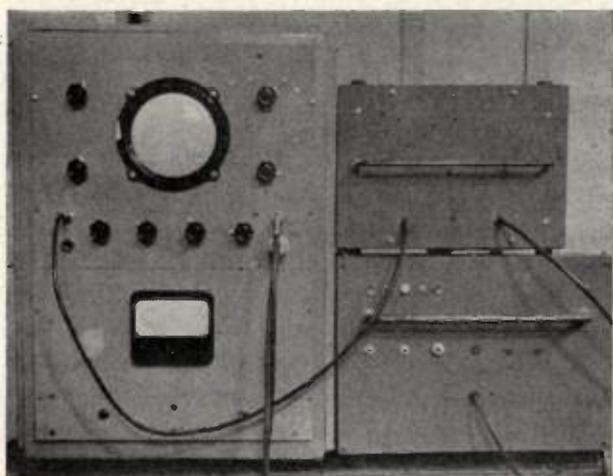


FIG. 8. — Photographie de l'appareillage pour la mesure du traînage sur grandes longueurs.

obtenue en déphasant le signal principal séparé de son traînage au moyen d'un tube amplificateur qui est polarisé en dessous du « cut off » de façon telle que les composantes de traînage ne soient pas transmises (figure 6.).

Du côté émission, l'équilibreur et le câble, ainsi que l'étage de puissance du générateur d'impulsions sont dans le même boîtier (figure 7). Les tubes de puissance du type PL 81 sont montés en cathodyne avec l'équilibreur et le câble en parallèle dans le circuit des cathodes.

L'ensemble de l'appareillage est représenté par la photographie de la figure 8, du côté droit de laquelle on distingue, d' haut en bas d'une part le générateur d'émission, d'autre part, l'alimentation de ce dernier. Du côté gauche, on aperçoit le récepteur avec son tube cathodique sur l'écran duquel se forme la courbe de traînage de la ligne en cours d'essai.

312. — Etalonnage.

La mesure de l'amplitude relative de la queue de traînage ne présente pas de difficultés particulières, puisqu'à l'arrivée, on dispose du signal, que l'on peut affaiblir, d'une quantité connue et suffisante, pour le faire apparaître sur l'écran de l'oscillographe et permettre la comparaison avec l'amplitude du traînage. Il est possible éventuellement, au moyen d'un dispositif intégrateur, de connaître l'énergie totale correspondant à la queue de traînage.

313. — Résultats.

Nous donnons figures 9, 10, 11, à titre d'exemple, les courbes de traînage obtenues avec l'appareillage décrit ci-dessus. L'impulsion utilisée avait une forme

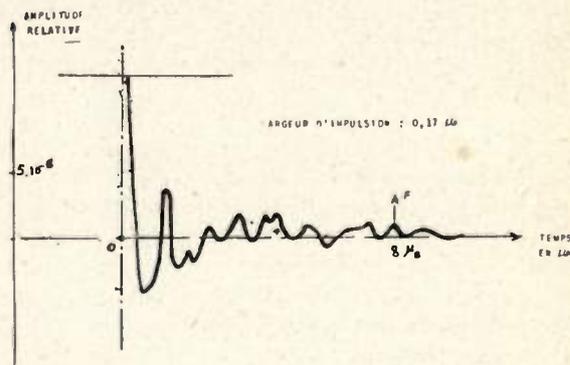


FIG. 9. — Courbe de traînage obtenue par la méthode directe sur une longueur de 1,2 km de paire coaxiale normalisée type 2,6/9,4.

en cosinoïde surélevée de largeur 0,17 microseconde, mesurée à mi-hauteur. La fréquence de répé-

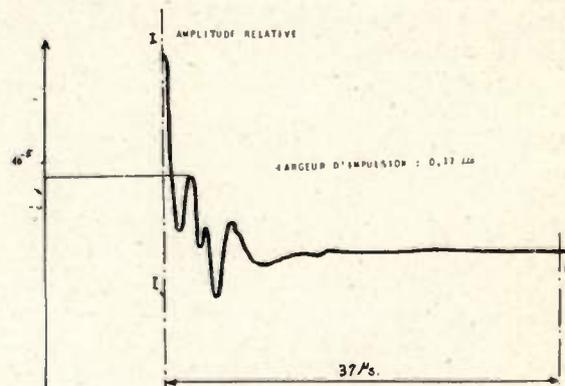


FIG. 10. — Courbe de traînage obtenue par la méthode directe sur une longueur de 5,5 km de paire coaxiale normalisée type 2,6/9,4.

tion était de 5 kc/s. L'amplitude à l'origine était de 200 Volts.

La figure 9 concerne la courbe de traînage relevée sur un câble coaxial normalisé type 2, 6/9, 4 d'une longueur de 1,200 km. La figure 10 a trait à une courbe de traînage d'un câble de même type, mais de longueur égale à 5,500 km. La figure 11 est relative aux courbes de traînage relevées sur les quatre paires coaxiales normalisées, type 2,6/9,4 de la première section d'amplification du câble « Lyon-Ambérieu », section dont la longueur était de 7 km.

On remarquera sur toutes ces courbes que :

1° l'amplitude du traînage est relativement faible (inférieure à 10^{-5}).

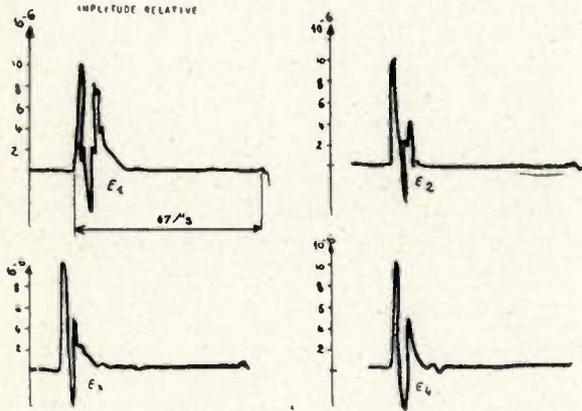


FIG. 11. — Courbes de traînage obtenues par la méthode directe sur le tronçon Lyon Ambérieu. Côté émission : Crépieux-la-Pape ; côté réception : Lyon-Sévigné ; longueur du tronçon : 7 kms ; largeur d'impulsion : $0,5 \mu s$.

2° cette amplitude décroît très rapidement en fonction du temps en raison, d'une part, de l'augmentation de l'affaiblissement du câble en fonction de la distance, et d'autre part, de l'étalement de l'impulsion initiale en cours de propagation.

32. — Méthode de mesure indirecte ou méthode d'autocorrélation.

Lorsqu'on applique au temps $t = 0$ un signal bref à l'extrémité « A » d'une ligne de transmission terminée par un équilibreur approprié, on reçoit à cette même extrémité une onde d'écho due aux multiples réflexions de ce signal sur les irrégularités de la ligne. Cette onde d'écho $f(t)$ est mise en évidence au moyen d'un appareil bien connu appelé « échomètre à impulsions ».

La fonction d'autocorrélation définie par la relation :

$$f(T) = \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} f(t) f(t + \tau) dt \quad \text{lorsque } \theta \rightarrow \infty$$

est intéressante en transmission car elle représente le « traînage » avec une très bonne approximation, si on néglige l'affaiblissement de la ligne.

Il est à remarquer que lorsqu'on utilise un signal bref, l'intervalle d'intégration peut être limité de 0 à « θ », « θ » étant le double de la durée de l'onde d'écho (t).

Nous aurons ainsi :

$$F(\tau) = \frac{1}{\theta} \int_0^{\theta} f(t) f(t + \tau) dt$$

Comme l'a montré M. FUCHS [17] et comme il est aussi indiqué dans la Note de l'Administration Française au C.C.I.F. de 1951 [18], si on envoie à l'extrémité d'une ligne deux impulsions, différées l'une par rapport à l'autre d'un temps « τ », on obtient, quand on procède à l'intégration quadratique des échos reçus à cette extrémité, une quantité $\Phi(\tau)$ liée à $F(\tau)$ par l'expression :

$$\Phi(\tau) = F(\tau) + \text{constante.}$$

Ce terme constant est égal à la somme des carrés des tensions d'écho et représente, à un facteur près, le carré de l'écart équivalent mesuré à l'échomètre.

Par conséquent, le terme variable en fonction de « τ » de la moyenne quadratique des échos produits par des trains de deux impulsions différées d'un temps « τ » représente la fonction d'autocorrélation $F(\tau)$, à une constante près.

321. — Description de l'appareillage.

L'appareillage réalisé a été conçu de façon à pouvoir faire apparaître la courbe représentative de la fonction d'autocorrélation, et par suite, comme il découle du paragraphe précédent, la courbe représentative, en fonction du temps du traînage.

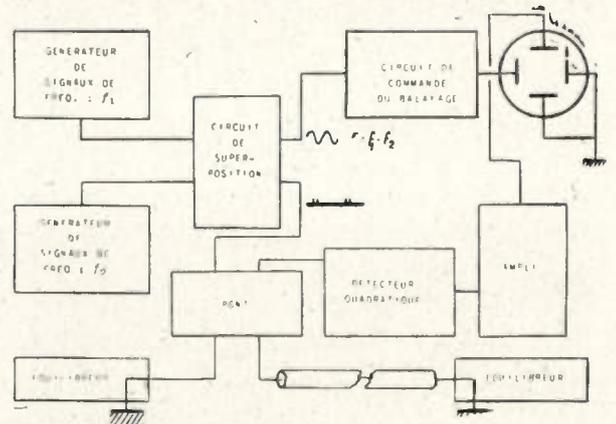


FIG. 12. — Schéma de principe de l'appareil de mesure du traînage sur lignes de courte longueur (2° méthode).

A cet effet, le dispositif utilisé, représenté schématiquement sur la figure 12 comporte :

1° un générateur produisant des signaux brefs à la fréquence de répétition « f_1 », superposés à d'autres identiques aux premiers, mais de fréquence « f_2 ». Ces signaux, de fréquence « f_1 » et « f_2 » peuvent être de même signe (notamment lorsqu'on a affaire à des impulsions), mais on aura avantage, dans le cas général, à les prendre de signe contraire, notamment lorsqu'on étudie le traînage d'un signal échelon.

2° un pont permettant de supprimer les signaux incidents appliqués à la ligne en essai, pour ne conserver que les ondes d'écho. Deux bras adjacents

de ce pont sont constitués, d'une part, par un réseau équilibreur, d'autre part par la ligne en essai, terminée à son extrémité éloignée par un second réseau équilibreur, identique au premier. Une diagonale de ce pont est alimentée par le générateur ci-dessus. L'autre diagonale est branchée à un dispositif de détection quadratique. On peut remplacer le pont par un transformateur différentiel.

3° le dispositif de détection quadratique est constitué par un transformateur dissymétrique-symétrique équilibré, avec point milieu à la masse, associé à deux cristaux détecteurs identiques, convenablement choisis et utilisés dans la région parabolique de leur caractéristique ; cet ensemble est suivi d'un intégrateur, d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est légèrement inférieure à « f_1 » et « f_2 », et d'un amplificateur.

4° un oscillographe dont les plaques de déflexion verticale sont branchées aux bornes de sortie de l'amplificateur. Le balayage est commandé par une tension en dent de scie synchronisée sur la fréquence $f_1 - f_2$.

La caractéristique du générateur est de produire des trains de deux signaux identiques différés d'un écart temporel variable dans le temps. Ceci s'explique par le fait que le signal issu du générateur est constitué par un train de deux signaux brefs de fréquence « f_1 » et « f_2 » respectivement.

Par exemple, quand l'appareil est aménagé pour faire des mesures de traînage avec une impulsion en cosinusoidé surélevée ou autre, le signal issu du générateur sera formé d'un train d'impulsions de fréquence « f_1 », superposées à un train d'impulsions identiques de fréquence « f_2 ».

La variation dans le temps de l'écart temporel « τ » entre deux impulsions s'explique aisément. En effet, supposons qu'à un instant donné, deux impulsions se superposent. Les deux impulsions suivantes l'une de fréquence « f_1 », l'autre de fréquence « f_2 » seront différées l'une de l'autre d'une quantité :

$$\Delta\tau = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2}$$

Les deux impulsions qui apparaîtront après différeront d'une quantité $2\Delta\tau$ et ainsi de suite. Chaque groupe de 2 impulsions va former ainsi une paire et, l'écart temporel entre deux impulsions va croître d'une quantité $\Delta\tau$, d'une paire à la suivante.

Lorsque « τ » sera égal à $1/2 f_1$ ou très voisin de cette valeur, une impulsion de fréquence « f_2 » se trouvera être décalée dans le temps d'une même quantité par rapport à deux impulsions de fréquence « f_1 ». L'écart temporel considéré « τ » ira alors en décroissant jusqu'à zéro et la détection ne correspondra plus à la même paire d'impulsions. Ceci se traduira par l'apparition sur l'écran de l'oscillographe de deux courbes de traînage symétriques par rapport à l'axe des ordonnées au temps $\tau = 0$.

Le choix des fréquences de répétition « f_1 » et « f_2 » est motivé par les considérations ci-après :

1° Si « l » est la longueur du câble et « v » la vitesse de transmission du signal, les fonctions $f(t)$ et $f(t + \tau)$ auront chacune une durée maximum de $2l/v$. La durée maximum de l'autocorrélation sera

au maximum égale à $4l/v$, de sorte que la fréquence de répétition des impulsions « f_1 » et « f_2 » doit être inférieure à $v/4l$.

2° La quantité $f_1 - f_2$, fréquence qui correspond à celle des paires d'impulsions équidifférenciées, doit être choisie de façon telle que la constante d'intégration de la détection reste suffisamment faible pour que la courbe de traînage ne soit pas déformée. Toutefois, $f_1 - f_2$ doit être suffisamment élevé pour que la courbe tracée sur l'écran de l'oscillographe ne présente pas trop de scintillements.

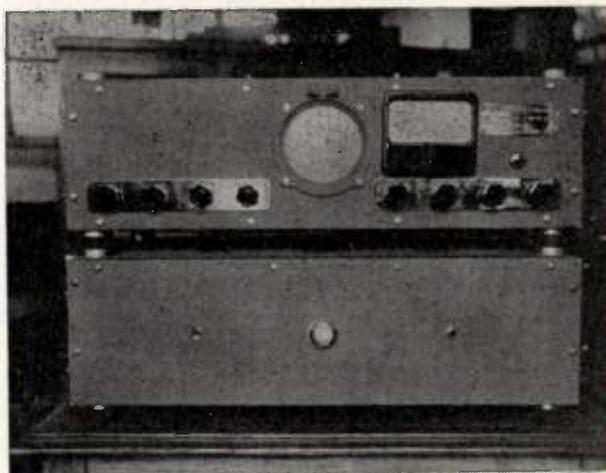


FIG. 13. — Appareillage pour la mesure du traînage sur longueurs de fabrication.

La photographie de la figure 13 représente l'ensemble de l'appareillage utilisé pour la mesure du traînage par la méthode d'autocorrélation. On y distingue, de haut en bas : l'appareil de mesure proprement dit et, l'alimentation correspondante.

322. — Etalonnage.

La courbe relevée avec l'appareillage précédent peut être étalonnée en abscisse grâce à un marquage en secondes et microsecondes. En outre, il est possible d'étalonner la courbe en amplitude et de mesurer l'écart équivalent d'écho et l'écart équivalent de traînage, comme il est indiqué ci-après :

322.1. — Etalonnage en amplitude.

Prenons comme unité d'amplitude celle de l'impulsion incidente obtenue après l'autocorrélation.

Si on remplace le pont par une ligne d'affaiblissement de valeur N népers, l'impulsion de comparaison sera affaiblie de $2N$ népers, puisque la ligne d'affaiblissement est placée avant le dispositif d'autocorrélation. Par contre, le pont modifiera l'amplitude de l'impulsion dans le rapport « r^2 », « r » étant le rapport de transformation du pont.

Supposons que l'on conserve la même amplification pour le relevé de la courbe de traînage et pour l'étalonnage. Désignons dans ces conditions par :

A : l'amplitude en millimètres de l'impulsion qui apparaît sur l'écran de l'oscillographe ;

a : l'amplitude en millimètres en un point de la courbe de traînage considérée.

X : l'amplitude relative en ce point par rapport à l'impulsion principale.

Il résulte de ce qui précède que :

$$X = \frac{a}{4} \frac{e^{-2N}}{r^2}$$

L'ordonnée de la courbe de traînage sera ainsi graduée en rapport d'amplitudes. Si on veut graduer cette ordonnée en ohms carrés, il suffira de multiplier « X » par $4 Z^2$, « Z » étant l'impédance caractéristique de la ligne. On pourra aussi graduer l'ordonnée en ohms en prenant la racine carrée de valeur correspondant à $4 X Z^2$ de la courbe en ohms carrés. L'échelle des ordonnées ne sera plus linéaire, mais proportionnelle à la fonction \sqrt{x} .

322.2. — Mesure de l'écart équivalent d'écho.

Comme cela a été indiqué à la fin du § 32, l'amplitude du traînage, au temps $t = 0$, est proportionnelle au carré de l'écart équivalent mesuré à l'échomètre à impulsions. On peut donc obtenir, la valeur de l'écart équivalent d'écho lors du relevé de la courbe de traînage.

322.3. — Mesure de l'écart équivalent du traînage.

Lors de la mesure, si on branche la sortie de l'amplificateur du récepteur à un intégrateur quadratique constitué par un transformateur et un pont de 4 cristaux détecteurs dans la diagonale duquel se trouve un galvanomètre et, si on compare la déviation « b » de ce galvanomètre à celle « B » de l'impulsion obtenue quand on remplace le pont de rapport de transformation « r » par une boîte d'affaiblissement de valeur « N », la quantité

$$Y = \frac{b}{B} \frac{e^{-4N}}{r^4}$$

peut être définie comme étant le rapport des puissances correspondant à la queue de traînage, d'une part, à l'autocorrélation de l'impulsion d'autre part.

Si on désigne par « \mathcal{E} » l'écart équivalent de traînage, exprimé en ohms carrés et, si « Z » est l'impédance caractéristique de la ligne, ces quantités sont liées à « Y » par la relation :

$$\mathcal{E} \text{ (ohms}^2\text{)} = 4 Z^2 \sqrt{Y} = \sqrt{\frac{b}{B}} \cdot \frac{e^{-2N}}{r^2} \cdot 4 Z^2$$

323. — Résultats expérimentaux.

323.1. — Exemple de courbes de traînage.

Des relevés de courbes de traînage par la méthode d'autocorrélation, sur des câbles de différentes spécifications retenues pour des transmissions de courants de télévision, ont été effectués avec une impulsion en cosinusoïde surélevée de 0,07 microseconde, mesurée à mi-hauteur.

Les figures 14, 15 et 16 représentent, à titre d'exemple, quelques uns de ces relevés.

La figure 14 concerne un câble concentrique de 49 m de long, ayant comme diamètre sur le conducteur central 6/10 mm et sur isolant 3,45 mm. Il est

du type 75 PM (spécification C.C.T.U. 55) et est utilisé comme câble de descente d'antenne.

La figure 15 est relative à un câble concentrique de 105 mètres de long, ayant comme diamètre sur conducteur central 1,2 mm et sur isolant 7 mm. Il est du type 75 MM (spécification C.C.T.U. 55) et est utilisé comme câble de descente d'antenne de télévision.

AMPLITUDE RELATIVE DU TRAÎNAGE $\times 10^{-6}$

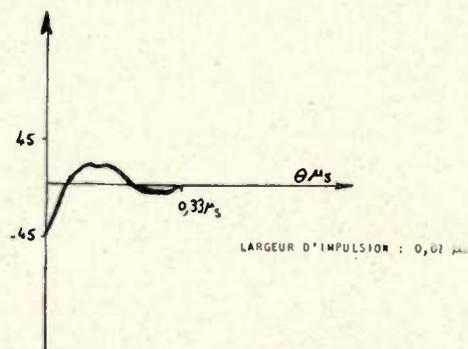


FIG. 14. — Courbe de traînage relevée au traceur de courbes de traînage d'impulsions sur câble coaxial type 75 PM de longueur : 48,90 m.

La figure 16 est relative à un câble à une paire coaxiale de 476,2 mètres de long, câble utilisé actuellement pour les transmissions téléphoniques à très

AMPLITUDE RELATIVE DU TRAÎNAGE $\times 10^{-8}$

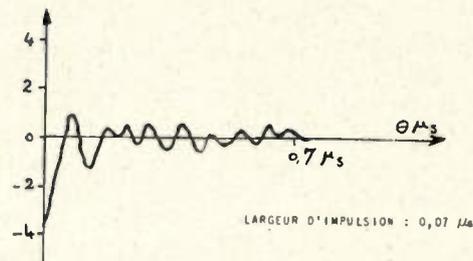


FIG. 15. — Courbe de traînage relevée au traceur de courbes de traînage d'impulsions sur câble coaxial type 75 MM. de longueur 105 m.

longue distance. Cette paire coaxiale, u dtype 2,6 /9, 4, normalisée par C.C.I.F., est pressentie pour des transmissions de télévision sur de longs parcours.

L'examen de ces trois courbes montre que, pour les trois types de câbles, les amplitudes maxima de

AMPLITUDE RELATIVE

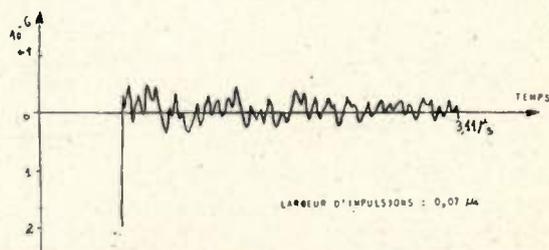


FIG. 16. — Courbe de traînage relevée au traceur de courbes de traînage d'impulsions sur câble coaxial 2,6/9,4 de longueur : 476,20 m.

la courbe de traînage sont respectivement de $45 \cdot 10^{-6}$, $4 \cdot 10^{-8}$ et $0,4 \cdot 10^{-8}$.

Ces différences tiennent en particulier à la dimension et à la constitution des câbles.

En effet, le premier câble, de type 75 PM, de dimensions réduites, a un conducteur extérieur constitué par une tresse de cuivre. Il présente beaucoup plus d'irrégularités que le second dont le conducteur extérieur est aussi constitué par une tresse en cuivre, dont les dimensions sont plus grandes. Quant au troisième câble, sa fabrication fait l'objet d'un contrôle rigoureux et, une régularité de la qualité des matériaux et des dimensions d'exécution est imposée à tous les stades. De telles précautions entraînent des faibles valeurs pour l'amplitude maximum de traînage et rendent possibles les transmissions télévisuelles sur des distances de 1 000 km et plus.

Admettons en effet que l'amplitude maximum de traînage soit proportionnelle à la longueur, bien qu'en pratique, elle reste toujours inférieure à la valeur ainsi obtenue. Dans ces conditions, si $0,4 \cdot 10^{-6}$ est l'amplitude relative maximum obtenue sur 476 mètres (figure 16), celle correspondant à 1 000 km sera au maximum égale à :

$$0,4 \frac{1\ 000}{0,476} \cdot 10^{-6}$$

soit inférieure à 1‰. Cette valeur est négligeable. Elle montre qu'en ce qui concerne ces câbles, la fabrication est tout à fait au point pour permettre leur utilisation pour des transmissions de télévision.

323.2. — Comparaison des écarts équivalents d'écho et des écarts équivalents de traînage.

Il doit exister une relation entre les écarts équivalents d'échos et ceux de traînage, puisqu'ils ont une même origine. Pour faire apparaître cette rela-

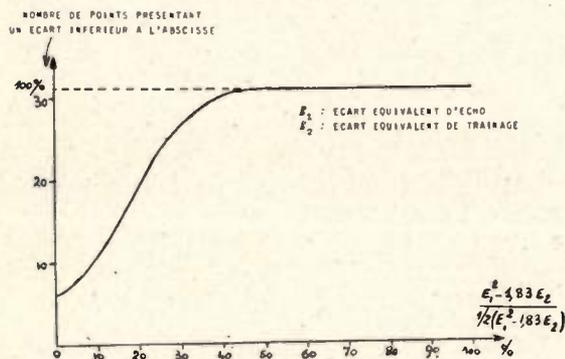


FIG. 17. — Courbe statistique montrant la relation entre les écarts équivalents d'écho et de traînage.

tion, il semble indiqué d'opérer sur des longueurs courtes pour éviter tout affaiblissement et perte du pouvoir de résolution de l'impulsion.

Dans ces conditions, nous avons, lors du relevé des courbes de traînage sur une trentaine de longueurs de fabrication de 476 mètres de câble à paires coaxiales, du type 2,6/9,4 normalisé par le C.C.I.F., noté l'écart équivalent d'écho « E_1 » et celui de traînage « E_2 », la première valeur étant mesurée en ohms et la seconde en ohms carrés.

La relation la plus simple entre ces deux quantités E_1^2 et E_2 doit être de la forme :

$$E_1^2 - K E_2 = 0$$

Pour les câbles mesurés, on a trouvé que la valeur moyenne de « K » était égale à :

$$\bar{K} = 1,83$$

On s'est proposé en plus de déterminer la dispersion par rapport à la relation précédente. A cet effet, on a tracé une courbe de répartition statistique en portant en abscisse les valeurs relatives :

$$\frac{E_1^2 - K E_2}{E_1^2 + K E_2}$$

et en ordonnée le pourcentage de points présentant des valeurs inférieures à l'abscisse. La courbe obtenue est représentée par la figure 17. On voit d'après

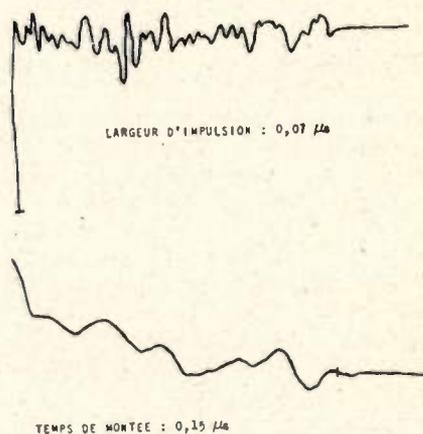


FIG. 18. — Courbes de traînage d'impulsion et de traînage de signal échelon obtenues avec un câble 2,6/9,4 de 476 mètres.

cette courbe que toutes les valeurs s'écartent de moins de 50 % de celles déduites des résultats tirés de la relation précédente et 50 % des valeurs précédentes ont un écart inférieur à 17 %.

On peut conclure de cette comparaison que pour un câble de longueur donnée, l'écart équivalent de traînage sera d'autant plus élevé que l'écart équivalent d'écho sera plus grand.

323.3. — Mesure du traînage avec un signal-échelon.

Les mesures précédentes ont été effectuées avec une impulsion en forme de cosinusoïde surélevée ayant une largeur à mi-hauteur de 0,07 microseconde. Il est possible de faire les mêmes études de traînage avec un signal de forme différente en particulier avec un signal échelon.

Ces études sont en cours actuellement aux points de vue expérimental et comparatif.

A titre indicatif, nous donnons à la figure 18 deux courbes de traînage obtenues sur la même longueur de câble. La courbe située en haut de la figure a été

faite avec une impulsion en forme de cosinusoïde surélevée ayant une largeur, à mi-hauteur, de 0,07 microseconde. La courbe située en bas de la figure a été faite avec un signal échelon ayant une durée de 0,15 microseconde de montée totale.

4. — CONCLUSION

Il est possible, au moyen du nouvel appareillage décrit ci-dessus, d'obtenir aussi bien pour des longueurs de fabrication de câble que pour des tronçons de grande longueur, la courbe de traînage d'un signal bref (impulsion, signal échelon, etc.).

Cet appareillage permet en particulier de recevoir la courbe de traînage sur l'écran d'un oscillographe instantanément de sorte qu'il est possible dès maintenant d'effectuer un contrôle industriel du traînage des circuits de télécommunication.

Ce contrôle est particulièrement indiqué en usine où on utilise déjà un échomètre à impulsions. L'échomètre permet de localiser et d'évaluer les irrégularités; l'appareil de traînage permettra de connaître leur effet global.

Il sera utile de mesurer cet effet global sur des sections d'amplification car, connaissant les valeurs de traînage obtenues en usine sur des longueurs de fabrication, il sera possible de faire la part, dans le traînage global, des autres facteurs qui interviennent lors de la constitution de la section, à savoir le groupage des longueurs, les connecteurs, les têtes de câble, etc...

L'effet de ces derniers facteurs ainsi connu, on pourra chercher à le réduire par des dispositions appropriées et améliorer les valeurs de traînage de la section.

Un travail similaire pourra être effectué sur des tronçons de très grande longueur comportant des amplificateurs intermédiaires. En particulier, il sera possible dans le traînage global de déterminer quelle est la part du câble d'une part, des répéteurs et de l'adaptation de ces derniers au câble d'autre part.

On pourra ainsi réduire le traînage en prenant des dispositions appropriées pour les répéteurs et en fixant des conditions limites pour leur adaptation au câble, question qui d'ailleurs est à l'ordre du jour du C.C.I.F.

Un tel travail d'amélioration des facteurs individuels contribuera à réduire considérablement le traînage global sur tronçon de très grande longueur et hâter l'avènement des transmissions télévisuelles par câbles à longue distance.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DIDLAUKIS et KADEN. — Les irrégularités intérieures des câbles coaxiaux à larges bandes.
ENT 14 ; *cabier* 1 ; 1937.

- [2] H. LINTZEL. — Sur une méthode de mesure des irrégularités internes sur les longueurs de fabrication de câbles à larges bandes.
Telegraphen Fernsprech — und Funktechnik ; Nov. 1937, pp. 243-249.

- [3] L. PARCE. — Paires concentriques pour hautes fréquences.
Annales des P.T.T., Mai-Juin 1939, pp. 362-290 et 433-451.

- [4] G. FUCHS. — Nouvelle méthode de mesure des écarts d'impédance des paires concentriques.
R.G.E., t. 55, Mars 1946.

- [5] J. BENDAYAN, I. EYRAUD. — Procédé et dispositif de mesure des écarts d'impédance.
Brevet français C.D.L. n° 1 004.402 du 16 Avril 1947.

- [6] M. COTTE. — La détermination des écarts d'impédance locaux dans un câble et de la fonction de corrélation de ces écarts.
Bulletin de la S.F.E., Août 1948, p. 16.

- [7] L.G. ABRAHAM, A.W. LEBERT, J.B. MAGGIO, J.T. SCHOTT. — Pulse Echo Measurements on Telephone and Television Facilities.
Transactions of the American I.E.E. 1947, t. 66, p. 541.

- [8] F.F. ROBERTS. — New Methods for Locating Cable Faults, particularly on High-frequency Cables.

Journal I.E.E., 1946, 93, Part III, p. 385.

Pulse Techniques in Coaxial Cable Testing.

The Post Office Electrical Engineer's Journal, 1948, 41, p. 13.

- A Pulse Test Set for the Measurement of Small Impedance Irregularities in High Frequency Cables.

Proceedings I.E.E., 1949, 96, Part III, p. 17.

- [9] P. HERRENG, J. VILLE. — Etude des irrégularités d'impédance des câbles coaxiaux par observation oscillographique des échos d'une impulsion.

Câbles et Transmission, 1948, 2, p. 111.

- [10] G. COMTE, F. DE CARFORT, A. PONTIUS. — Etude comparative des échos dus aux irrégularités des câbles coaxiaux.

A paraître dans *Câbles et Transmission*.

- [11] M. COTTE. — Propagation d'une impulsion de tension dans un câble parfaitement régulier.

A paraître dans *Câbles et Transmission*.

- [12] G. COMTE, M. BOUDERLIQUE. — Correction d'amplitude-phase pour mesure en régime transitoire sur section d'amplification de câbles coaxiaux.

A paraître dans *Câbles et Transmission*.

- [13] L. BRILLOUIN. — Le rôle des irrégularités sur les câbles.

Annales des P.T.T., Avril 1938.

- [14] J. VILLE. — Etude statistique des irrégularités des câbles coaxiaux.

Bulletin de la S.F.E., 1944, t. 4, p. 215, p. 253.

- [15] M. COTTE. — Le problème du traînage dans les câbles de télévision.

Bulletin de la S.F.E., Avril 1945, t. 5.

- [16] J. BENDAYAN. — Effet des irrégularités des câbles dans les transmissions à haute fréquence.

Bulletin de la S.F.E., Avril 1945, t. 5.

- [17] G. FUCHS, P. FENOUILLET. — Improvements in or relating to a Device for the Measurement of the Value of the Time Autocorrelation Function of the Voltage Developed Across an Electrical Impedance.

Brevet anglais n° 679.408, 17 Septembre 1952.

- G. FUCHS. — Caractéristiques des paires coaxiales aux fréquences de la télévision à haute définition.

Câbles et Transmission, Juillet 1950, n° 3, p. 248.

- [18] Note de l'Administration française des Téléphones au sujet de la Technique des mesures en régime transitoire sur les paires coaxiales.
C.C.I.F. 1951, *Livre Jaune* T. III Bis, p. 380.

DÉVELOPPEMENTS NOUVEAUX DE LA TECHNIQUE DES IMPULSIONS POUR L'EXAMEN DES CABLES

PAR

JEAN OUDIN

Ingénieur aux Câbles de Lyon

I. — CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES.

L'emploi de la technique des impulsions pour l'examen des câbles dérive de celle du radar.

Les problèmes posés respectivement par la détection radar et par l'analyse impulsionnelle des câbles présentent toutefois des différences essentielles qui sont à souligner ; ces différences déterminant l'évolution de l'analyse impulsionnelle des câbles.

1° Au point de vue propagation.

La propagation atmosphérique (cas du radar) se caractérise par une absorption relativement faible. Le signal de sortie décroît pratiquement en raison inverse de la 4^e puissance de la distance du but détecté.

Dans le cas des câbles, l'affaiblissement (absorption) est physiquement beaucoup plus fort en raison de la nature conductrice du milieu de propagation. Affaiblissement et distorsion de phase sont caractérisés par le facteur :

$$e^{-2Kp \frac{1}{2} x}$$

2° Au point de vue emploi.

Le radar se propose, en quelque sorte, la détection d'objets réfléchissants dans un milieu qui ne l'est pas.

L'échomètre se propose :

a) la détection des défauts qui sont seulement des points plus réfléchissants du milieu qui l'est déjà en tous les points.

Il semble ici qu'il faille distinguer la détection des défauts de fabrication et celle des défauts de maintenance.

Les défauts de fabrication sont caractérisés par un coefficient de réflexion nettement plus fort que celui des autres points du câble.

Les défauts de maintenance correspondent à une modification dans le temps de l'état du câble et il est normal de les détecter en se référant à un état antérieur du câble supposé sain à ce moment et en comparant la courbe actuelle de l'échomètre à la courbe antérieure.

Le coefficient de réflexion qui correspond à la présence d'un défaut, a pour valeur :

$$\frac{Z_c(p)}{Z_d(p)}$$

pour un défaut parallèle d'impédance Z_d , l'impédance caractéristique étant Z_c et :

$$\frac{Z_d(p)}{Z_c(p) + Z_d(p)}$$

pour un défaut série.

b) de déterminer la structure aléatoire des câbles, la qualité de la fabrication étant liée à l'écart quadratique de la courbe fournie par l'échomètre.

3° Au point de vue du signal.

Le niveau des impulsions radar est très élevé, tandis que le niveau des impulsions de l'échomètre est de toutes façons limité par des considérations de résistance diélectrique des câbles.

Les impulsions radar modulent une porteuse à très haute fréquence.

Cette porteuse est sans cohérence de phase entre impulsions successives, sauf dans le cas de certains dispositifs spéciaux. Les impulsions de l'échomètre ne comportent pas de porteuse ; il en résulte que la cohérence de phase entre impulsions successives, souvent désirée en radar, se trouve réalisée.

4° Au point de vue vitesse informationnelle.

Le radar se propose généralement la détection d'un but mobile dans un domaine à deux ou trois dimensions qui est exploré par stations successives dont le nombre ($2\pi/\alpha$ par exemple) dépend de l'ouverture limite α du faisceau. La vitesse informationnelle radar reste surabondante dans les procédures classiques mais il est difficile de l'abaisser en-dessous d'une certaine limite.

Dans le cas des câbles, au contraire, on a à faire face à une situation statique et à un câble unique

(domaine à une dimension exploré entièrement à chaque impulsion) la vitesse informationnelle peut être théoriquement aussi faible qu'on le désire. Cet abaissement de la vitesse informationnelle doit normalement comme nous le verrons, s'accompagner d'un gain dans le rapport signal/bruit et par suite d'une augmentation des performances.

II. — L'ÉCHOMÈTRE CONVENTIONNEL.

D'une manière générale, le niveau de bruit se traduit par un épaississement du tracé obtenu sur l'écran du tube cathodique, si le nombre de balayages de l'oscillographe correspondant à la constante de l'œil ou à la rémanence du scop est suffisant.

Les balayages successifs du pinceau cathodique superposent sur l'écran les différents signaux succes-

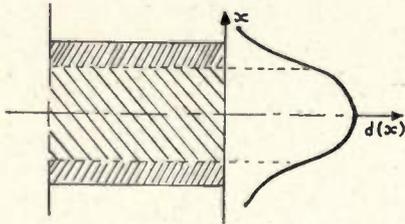


FIG. 1

sifs relatifs au bruit. L'œil perçoit ainsi avec sa constante de temps de 1/25 de seconde, la superposition de 200 signaux bruit dans le cas de l'échomètre à fréquence de balayage synchronisée à celle des impulsions est égale à 5000 p.p.s. L'expérience montre que cette superposition de tracés nombreux se traduit alors par une impression de brillance homogène. Cette impression d'homogénéité de brillance n'est d'ailleurs pas réalisée dans le cas de certains radars de fréquence de balayage nettement plus faible.

En considérant le bruit comme laplacien, son amplitude b à un instant quelconque, amplitude qui correspond à celle du pinceau cathodique perpendiculairement à la direction de balayage, se réalise avec une probabilité $p(b)$ donnée par une loi de la forme :

$$p(b) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{b^2}{2\sigma^2}}$$

σ étant l'écart quadratique de bruit.

Cette probabilité se traduit par une densité de brillance de l'écran :

$$(1) \quad d(x) = K T \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

T étant la constante de temps de l'œil ou celle correspondant à la rémanence de l'écran, si celle-ci est supérieure à celle de l'œil, x l'élongation du point de l'écran considéré, K une valeur proportionnelle à la fréquence de balayage (Fig. 1).

L'épaisseur du tracé apprécié par l'œil correspond aux points de l'écran où la variation de la densité de brillance est maximum (points d'inflexion de la courbe laplacienne $d(x)$). Cette épaisseur du tracé est égale à 2σ (double de l'écart quadratique du bruit).

C'est sans doute sous la forme physique de cet épaisseur du tracé de la courbe qu'on peut considérer

l'écart quadratique σ dans la formule classique de HARTLEY donnant la quantité d'information :

$$H = 2 \theta \Delta F L \left(1 + \frac{S}{\sigma} \right)$$

Si un message accompagne le bruit et si ce message est périodique de période égalé à celle du balayage, au mouvement transversal aléatoire du faisceau cathodique dû au bruit, se superpose un mouvement périodique qui se reproduit avec la même amplitude en un point déterminé de l'écran.

On obtient dans ce cas la même densité de brillance due au bruit qu'en l'absence de message ; mais cette densité de brillance est cette fois centrée sur un tracé qui est celui du message (fig. 2).

Ce processus général de présentation du bruit et du message utile périodique sur l'écran du tube cathodique n'apparaît pas dans le cas de l'échomètre conventionnel.

Dans ce cas, l'amplification étant trop faible, le bruit se traduit par un tracé très fin de la courbe. L'épaisseur de celle-ci est telle que l'œil de l'observateur la voit sous un angle qui est de l'ordre de grandeur de sa limite de pouvoir séparateur angulaire.

Les conditions de détection ainsi réalisées sont mauvaises.

a) Le message utile n'est détectable que si son niveau est nettement supérieur à l'épaisseur du tracé de la courbe, c'est-à-dire au niveau du bruit.

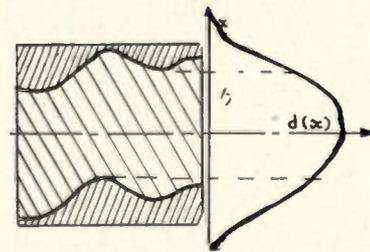


FIG. 2

On opère à un rapport signal/bruit très supérieur à 1. Il peut en être tout autrement comme nous le verrons ci-dessous.

b) Le message décroissant de manière exponentielle avec la distance du point du câble considéré, la limite de portée est de toute façon atteinte quand l'amplitude du message devient telle qu'elle soit vue par l'œil sous un angle qui est de l'ordre de grandeur de la limite du pouvoir séparateur angulaire.

D'une manière générale les performances d'un procédé de mesure, et plus particulièrement, d'un procédé de détection ne sont pas à leur plafond si l'opérateur humain ne perçoit pas l'existence du phénomène aléatoire du bruit. Le bruit marque la distance minimum des graduations voisines de l'échelle de mesure discernables et fixe la limite de précision qui peut être atteinte et en quelque sorte la grandeur du « quantum » de mesure.

Ces performances limites ne sont pas atteintes par l'échomètre conventionnel dont la portée est limitée par des considérations de géométrie et de pouvoir

séparateur angulaire de l'œil sans qu'aucune considération du rapport signal/bruit entre en jeu.

Il paraît possible d'améliorer la situation en reconsidérant l'économie de l'information et la technique impulsienne de détection. Deux types d'amélioration sont possibles ; ces deux types devront d'ailleurs se combiner.

1° *Processus de détection par rémanence et par amplification (Correcteur amplitude-phase).*

Les considérations ci-dessus montrent que la rémanence de l'œil ou de l'écran opère de manière différente sur le bruit et sur le message utile. Le bruit étant fonction aléatoire du temps se traduit par une densité de brillance de l'écran. Le message utile, étant une fonction périodique certaine, se reproduit au même point de l'écran à des instants séparés par un intervalle de temps égal à une période.

Quand l'amplification est suffisante pour que cette différence d'action de la rémanence en ce qui concerne le bruit et le signal apparaisse sur l'écran, la détection de signaux d'amplitude inférieure à celle du bruit devient possible. Ceci est vrai en particulier dans le cas d'impulsions.

Considérons en effet une impulsion en présence d'un bruit intense. Comme on peut le constater, le signal d'impulsion se traduit sur l'écran par une impulsion qui s'élève au-dessus de la bande lumineuse dont la largeur correspond à l'écart quadratique du bruit. En-dessous de cette bande une deuxième impulsion, sombre celle-là, correspond exactement à l'impulsion lumineuse du dessus (fig. 3).

Comme le confirme l'expérience, la possibilité de discerner l'impulsion n'est plus liée au pouvoir séparateur de l'œil comme dans le cas d'une amplification faible ; mais au contraste de brillance que l'œil perçoit entre les points très voisins $A_1 B_1 A'_1 B'_1$.

En A_1 la brillance est donnée par la formule (1) ci-dessous où on fait $x = \sigma$, on a :

$$d_{A_1} = K T \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\sigma^2}{2\sigma^2}}$$

En B_1 , on obtient de même la brillance en faisant $x = S + \sigma$ (S étant l'amplitude de l'impulsion *supposée à montée très raide*). On a :

$$d_{B_1} = K T \frac{1}{\sigma \sqrt{2}} e^{-\frac{(S+\sigma)^2}{2\sigma^2}}$$

L'impulsion sera distinguée du bruit si le seuil différentiel de brillance fixé par la loi logarithmique de WEBER-FECHNER est atteint c'est-à-dire si :

$$2 \frac{d_{A_1} - d_{B_1}}{d_{A_1} + d_{B_1}} = Cte = \frac{1}{50}$$

$$2 \frac{e^{-\frac{\sigma^2}{2\sigma^2}} - e^{-\frac{(\sigma+S)^2}{2\sigma^2}}}{e^{-\frac{\sigma^2}{2\sigma^2}} + e^{-\frac{(\sigma+S)^2}{2\sigma^2}}} = 2 \frac{e^{-\frac{S^2+2\sigma S}{2\sigma^2}} - 1}{e^{-\frac{S^2+2\sigma S}{2\sigma^2}} + 1} = \frac{1}{50}$$

Si : $S \ll \sigma$ (signal inférieur au bruit) on obtient :

$$2 \frac{2S\sigma}{2\sigma^2} = \frac{2\sigma}{S} = \frac{1}{50}$$

$$\frac{S}{\sigma} = \frac{1}{100}$$

Ce calcul approximatif est peut être trop optimiste en ce qui concerne le rapport signal/bruit détectable dans le cas d'une forte amplification sur l'écran d'un tube cathodique. Celui-ci n'est probablement pas dans la pratique aussi élevé que le laissent prévoir les données classiques de l'optique psychologique, données classiques, mais qui devraient être reconsidérées en fonction du problème particulier posé. Il faut d'ailleurs remarquer que la loi de WEBER FECHNER n'est vérifiée que pour des brillances moyennes ni trop fortes, ni trop faibles.

Ces considérations montrent néanmoins l'intérêt que présente une amplification très poussée des signaux de l'échomètre.

Cette amplification se présente sous une forme particulièrement commode dans le cas du correcteur d'amplitude phase réalisé par le Laboratoire de Télécommunications des CABLES DE LYON et au sujet duquel M. COMTE a fait une communication au cours du colloque des impulsions. Ce correcteur compense le facteur $e^{-2kp^{1/2}x}$ dont nous avons parlé plus haut. Ce facteur peut se mettre sous la forme fréquentielle $e^{-K\sqrt{2\omega}} \times e^{-jK\sqrt{2\omega}}$; $e^{-K\sqrt{2\omega}}$ caractérisant un affaiblissement, $e^{-jK\sqrt{2\omega}}$ une distorsion de phase.

Il faut remarquer qu'il est important de compenser non seulement l'amplitude mais également la phase. En effet, il est essentiel, dans le cas envisagé plus haut, de conserver la forme de l'impulsion et sa montée très raide. La loi de WEBER FECHNER ne s'applique que quand l'œil perçoit des brillances différentes pour des points infiniment voisins, et correspond par conséquent à une montée très raide de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion à montée progressive, il est facile de voir qu'on observe une graduation également progressive de la brillance.

Les brillances de différences maxima $d(\sigma)$ et $d(\sigma + S)$ ne se trouvent plus réalisées en des points infiniment voisins ; mais en des points qui sont séparés par la demi-largeur de l'impulsion distordue. Dans ce cas, le seuil de brillance différentielle est beaucoup plus élevé (fig. 4 et 5).

Le but des appareils de détection est d'apercevoir à une distance donnée les plus petits objets, ou à la distance la plus grande possible un objet déterminé.

En ce qui concerne l'échomètre conventionnel, la détection du signal n'était possible à une distance donnée que pour un rapport : amplitude du signal/épaisseur du tracé de la courbe, soit un rapport signal/bruit nettement supérieur à 1, même dans le cas d'une impulsion. Si une amplification convenable permet de discerner un rapport signal/bruit de 100, ce qui est d'ailleurs optimiste, on peut penser qu'aux distances où l'échomètre conventionnel peut

être employé, la correction amplitude-phase permet d'augmenter dans un rapport de l'ordre de 100 la grandeur des défauts détectables. On peut égale-

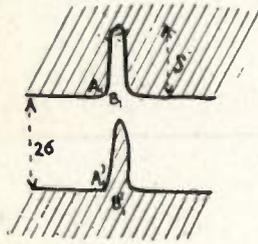


FIG. 3



FIG. 4

ment penser qu'un défaut de grandeur donnée détectable à l'échomètre conventionnel jusqu'à une certaine distance le sera avec correcteur amplitude-phase à une distance accrue de plusieurs kilomètres, par le gain de 100 en amplitude soit 20 décibels et 40 décibels en puissance. L'expérience confirme

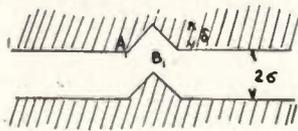


FIG. 5

cet ordre de grandeur du gain en portée apporté par la correction amplitude-phase.

Avant d'en finir avec ce genre de processus de détection qui apporte un gain indéniable, il faut remarquer que ce gain paraît limité par les propriétés physiologiques de l'œil.

La situation est en effet caractérisée pour deux points A_1 et B_1 voisins par la valeur du rapport :

$$\frac{d_{A_1} - d_{B_1}}{d_{A_1} + d_{B_1}}$$

$d(x)$ étant de la forme $d(x) = K T f(x \sigma)$. On peut augmenter K en augmentant la fréquence de balayage ou T en augmentant la rémanence de l'écran ; ceci ne modifie pas l'impression reçue par l'œil qui est caractérisée par le rapport :

$$\frac{d_{A_1} - d_{B_1}}{d_{A_1} + d_{B_1}}$$

Tout au moins en est-il ainsi pour les brillances moyennes auxquelles s'applique la loi de WEBER-FECHNER. Le gain réalisé par amplification et rémanence présente donc une limite physiologique.

Une autre remarque est également à formuler. L'échomètre a, comme nous l'avons vu plus haut un double but : localiser les défauts ; mais également déterminer la structure aléatoire du câble et la courbe de profil qui la caractérise de façon à apprécier la valeur de la fabrication. Le tracé de cette courbe et son enregistrement présentent d'ailleurs un autre intérêt que le contrôle de la fabrication. Cette courbe caractérise en effet en quelque sorte l'état de santé du

câble ; les défauts survenant en service peuvent se détecter et se localiser surtout par comparaison entre enregistrements successifs. Il est donc nécessaire de disposer de bons enregistrements. Or si l'amplification est très poussée, il devient difficile d'enregistrer correctement par calquage le profil du câble, le tracé devenant très épais et la brillance variant de manière progressive sur les bords. Il faut donc combiner les fortes amplifications à un procédé susceptible de restituer la finesse du tracé en enregistrant la courbe qui se trace sur l'écran du tube cathodique.

2° Processus de corrélation et intégration (filtre impulsif à bandes multiples).

Ce procédé repose sur une diminution de la vitesse d'information de l'échomètre, vitesse (5000 pps) qui est surabondante et se trouve ramenée à une valeur raisonnable en faisant gagner d'autant sur le rapport signal/bruit. Ce processus intégrant diffère profondément du processus de rémanence des écrans.

Son principe est le suivant :

Le signal $S(t)$ de sortie de l'échomètre étant périodique et de période θ , le bruit $b(t)$ étant aléatoire et tel que sa fonction d'autocorrélation $\varphi(\theta)$ pour l'écart temporel θ puisse être considérée comme nulle, si on forme la somme de N termes :

$$\sum_{n=0}^{n=N-1} [S(t + n\theta) + b(t + n\theta)]$$

et qu'on compare cette somme au signal $S(t) + b(t)$.

a) en ce qui concerne le signal $S(t)$, on obtient un signal $NS(t)$ d'amplitude $NS(t)$, N fois supérieure à celle du signal $S(t)$.

b) en ce qui concerne le bruit $b(t)$, les quantités $b(t)$, $b(t + \theta)$... $b[t + (N - 1)\theta]$ constituent des variables aléatoires indépendantes à un instant t donné et l'écart quadratique de la somme est égal à \sqrt{N} fois celui du bruit $b(t)$ puisqu'il s'agit de la sommation de N variables aléatoires.

On réalise donc dans le rapport signal/bruit un gain en amplitude de \sqrt{N} et un gain en puissance de N . La période du signal étant θ , ce gain est obtenu au bout d'un temps égal à $N\theta$.

Cette opération de sommation peut se réaliser de plusieurs manières différentes.

1° On peut employer N lignes à retard, de retards respectifs $0, \theta \dots (N - 1)\theta$ et effectuer la sommation pour l'ensemble des signaux des différentes voies.

La fonction de transfert réalisée est :

$$1 + e^{-j\omega\theta} + e^{-2j\omega\theta} + \dots + e^{-(N-1)j\omega\theta} = \frac{1 - e^{-jN\omega\theta}}{1 - e^{-j\omega\theta}}$$

On voit que le carré du module de la fonction de transfert est :

$$g^2(\omega) = \frac{1 - \cos N\omega\theta}{1 - \cos \omega\theta}$$

Ce carré du module a pour valeur N^2 pour les fréquences ω_K telles que $\omega_K\theta = 2K\pi$

La bande passante $\delta\omega$ autour d'une de ces fréquences ω_K est donnée par :

$$\frac{1 - \cos N(\omega_K + \delta\omega)\theta}{1 - \cos(\omega_K + \delta\omega)\theta} = \frac{N^2}{2}$$

$$1 - \cos N(\omega_K + \delta\omega)\theta = \frac{N^2}{2} [1 - \cos(\omega_K + \delta\omega)\theta]$$

Ceci peut s'écrire :

$$\frac{(N\delta\omega\theta)^2}{2!} - \frac{(N\delta\omega\theta)^4}{4!} = \frac{N^2}{2} \frac{(\delta\omega\theta)^2}{2!}$$

$$1 - \frac{(N\delta\omega\theta)^2}{3 \cdot 4} = \frac{1}{2}$$

$$\frac{(N\delta\omega\theta)^2}{6} = 1$$

$$\delta\omega = \frac{\sqrt{6}}{N\theta}$$

On obtient un filtre à bandes passantes multiples, les bandes étant centrées sur les fréquences ω_K telles que $\omega_K\theta = 2K\pi$ et ayant pour largeur $\delta\omega = \sqrt{6}/N\theta$ (courbe du carré du module ci-dessous) (fig. 6).

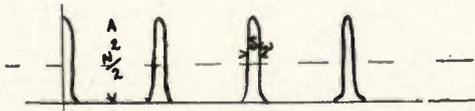


FIG. 6

Il est facile de vérifier que l'action d'un tel filtre opérant sur un message périodique θ en présence d'un bruit blanc est conforme au résultat prévu plus haut.

Un tel filtre s'apparente aux filtres optima préconisés par WIENER.

Ces filtres optima, qui ne sont d'ailleurs réalisables que de manière approchée devraient avoir pour module de la fonction de transfert :

$$\frac{S(\omega)}{S(\omega) + B(\omega)}$$

$S(\omega)$ étant la densité spectrale du signal, $B(\omega)$ celle du bruit.

Un message périodique est développable en série de FOURIER :

$$\sum_K a_K \cos(\omega_K t + \varphi_K)$$

avec : $\omega_K\theta = 2K\pi$. Sa fonction d'autocorrelation est une somme de cosinusoides : $\frac{1}{2} \sum_K a_K^2 \cos \omega_K \tau$.

Sa fonction de densité spectrale se déduit de la fonc-

tion d'autocorrelation $\varphi(\tau)$ par transformation de FOURIER :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\tau) \cos \omega \tau d\tau = S(\omega) = \frac{1}{4} \sum a_K^2 \delta(\omega - \omega_K).$$

Le spectre de signal est un spectre de raies.

Dans ces conditions si la fonction $B(\omega)$ qui représente la densité spectrale du bruit est bornée, le module de la fonction de transfert devrait être nul en dehors des fréquences harmoniques ω_K et de valeur unité pour ces fréquences.

Le carré du module de la fonction de transfert serait représenté par une courbe de même nature (bandes multiples de valeurs égales). Le filtre idéal de WIENER s'apparente donc au filtre à bandes multiples préconisé.

2° L'emploi d'un grand nombre de lignes à retard étant mal commode et coûteux, le dispositif de filtrage et d'enregistrement réalisé par M. COMTE au Laboratoire de Télécommunications des CABLES DE LYON réalise la même opération de sommation en opérant de manière différente, et en faisant à nouveau appel à une technique impulsionnelle.

On forme la corrélation du signal $S(t) + b(t)$ avec un train d'impulsions périodiques de période égale à celle du signal et on obtient ainsi :

$$(1) \quad \frac{1}{T} \int_0^T [S(t) + b(t)] [\delta(t - t_0) + \delta(t - t_0 + \theta) + \dots + \delta(t - t_0 + (N-1)\theta)] dt$$

soit, en ce qui concerne le signal

$$\frac{1}{T} [S(t_0) + S(t_0 + \theta) + \dots] \times a\tau = \frac{N}{T} S(t_0) a\tau = S(t_0) \frac{a\tau}{\theta}$$

(a étant l'amplitude de l'impulsion, τ sa durée).

L'opération s'effectue en deux temps : multiplication du signal $S(t) + b(t)$ par le signal d'impulsions $\delta(t - t_0) + \delta(t - t_0 + \theta) + \dots + \delta[t - t_0 + (N-1)\theta]$, opération commode dans le cas d'impulsions en employant un « gating » ; et intégration par un réseau R.C.

On peut montrer que l'opération réalisée équivaut à l'opération de sommation préconisée plus haut.

En effet, la fonction $\delta(t - t_0) + \delta(t - t_0 + \theta) + \dots + \delta[t - t_0 + (N-1)\theta]$ peut, en considérant l'expression (1), être considérée, au facteur $\frac{1}{T}$ près,

comme la fonction poids du filtre opérant sur le signal $S(t) + b(t)$.

De la fonction poids on peut déduire la fonction de transfert $\Phi(\omega)$ par transformation de FOURIER on a :

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} [\delta(t - t_0) + \dots + \delta[t - t_0 + (N-1)\theta]] e^{-j\omega t} dt \\ = -\frac{a}{T j\omega} \left\{ (e^{-j\omega(t_0+\tau)} - e^{-j\omega t_0}) + e^{-j\omega(t_0+\theta+\tau)} e^{-j\omega(t_0+\theta)} + \dots [e^{-j\omega[t_0+(N-1)\theta+\tau]} - e^{-j\omega[t_0+(N-1)\theta]}] \right\}$$

(τ étant la durée de l'impulsion supposée rectangulaire, « a » son amplitude de crête).

$$\Phi(\omega) = -\frac{a}{Tj\omega} e^{-j\omega t_0} (e^{-j\omega\tau} - 1) [1 + e^{-j\omega\theta} + \dots + e^{-j\omega(N-1)\theta}]$$

$$= -\frac{a}{Tj\omega} (e^{-j\omega\tau} - 1) e^{-j\omega t_0} \frac{e^{-jN\omega\theta} - 1}{e^{-j\omega\theta} - 1}$$

Le carré du module de la fonction de transfert est donné par :

$$g^2(\omega) = \Phi(\omega) \Phi^*(\omega) = \frac{2(1 - \cos \omega\tau)}{\omega^2 T^2}$$

$$\times a^2 \frac{1 - \cos N\omega\theta}{1 - \cos \omega\theta}$$

obtient sur l'enregistreur une courbe dont on peut vérifier, dans le cas où le niveau du bruit est suffisamment faible, qu'elle reproduit fidèlement celle de l'écran de l'échomètre.

Les premières expériences en cours au Laboratoire de Télécommunications des CABLES DE LYON sur une ligne présentant des irrégularités systématiques, montrent également que des impulsions écho noyées dans le bruit sur l'écran de l'échomètre à correcteur amplitude phase (voir figure 7) apparaissent nettement sur la courbe de l'enregistreur (Voir figures 8 a et b, 9 a et b, 10 a et b). Cette courbe conserve une finesse de tracé uniforme, même quand un bruit intense se manifeste sur l'écran, bruit qui serait de nature à empêcher de calquer la courbe dans le cas classique.

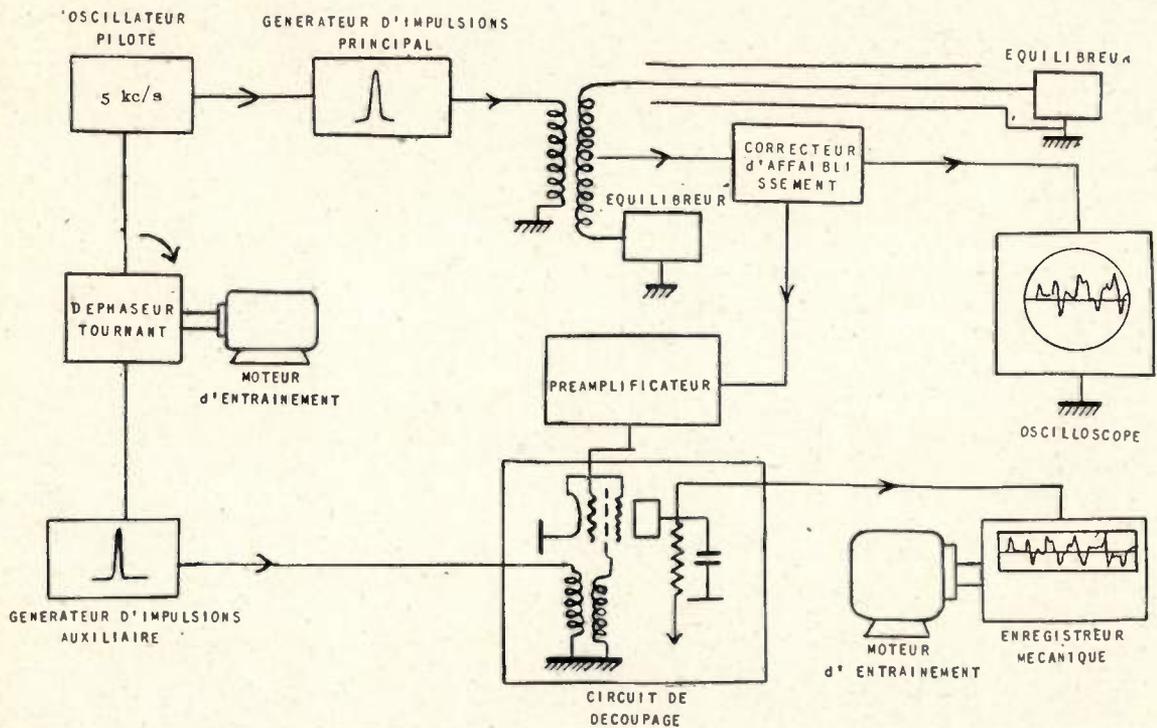


FIG. 7. — Dispositif d'enregistrement de courbes d'échos.

Si on opère avec des impulsions de corrélation brèves ($\omega t \ll 1$) on a :

$$g^2(\omega) = \frac{\tau^2}{T^2} a^2 \frac{1 - \cos N\omega\theta}{1 - \cos \omega\theta}$$

Ce procédé réalise donc bien l'opération de sommation préconisée plus haut. Cette sommation peut facilement porter sur plusieurs milliers de périodes, alors qu'il serait difficile d'employer plusieurs milliers de lignes à retard.

Il est facile de faire varier la phase t_0 des impulsions de corrélation obtenant ainsi une reconstitution fidèle de $S(t_0)$ et d'enregistrer le signal de sortie en synchronisant le déroulement de l'enregistreur à la phase t_0 des impulsions. Dans ces conditions on

Outre la finesse de l'analyse résultant du gain dans le rapport signal/bruit indiqué plus haut finesse d'analyse qui permet d'opérer sur de plus grandes longueurs et de localiser des défauts plus éloignés, un avantage essentiel de l'enregistrement est de pouvoir suivre dans le temps les incidents qui peuvent affecter les qualités de transmission du câble en se reportant aux profils antérieurement enregistrés.

L'échomètre a jusqu'ici été employé surtout pour l'examen des longueurs de fabrication. Il semble qu'en l'améliorant dans le sens indiqué on puisse de plus en plus envisager son emploi pour surveiller la maintenance des câbles en fonction.

Dans le cas des câbles sous-marins en particulier un problème nouveau est posé par les câbles téléphoniques à répéteurs. Ces câbles opérant sur une

large bande de fréquence, il est logique de vérifier leur maintenance par un signal à large bande comme le signal impulsionnel.

Les méthodes d'examen classiques en courant continu ou alternatif basse fréquence qui étaient employées pour les câbles télégraphiques supposent toujours que la ligne est homogène et ne présente pas d'autre irrégularité que le défaut recherché. Bien que l'expérience fasse défaut, en particulier en ce qui concerne l'emploi du courant alternatif, on peut penser que l'application de ces méthodes sera gênée par les irrégularités que constituent les répé-

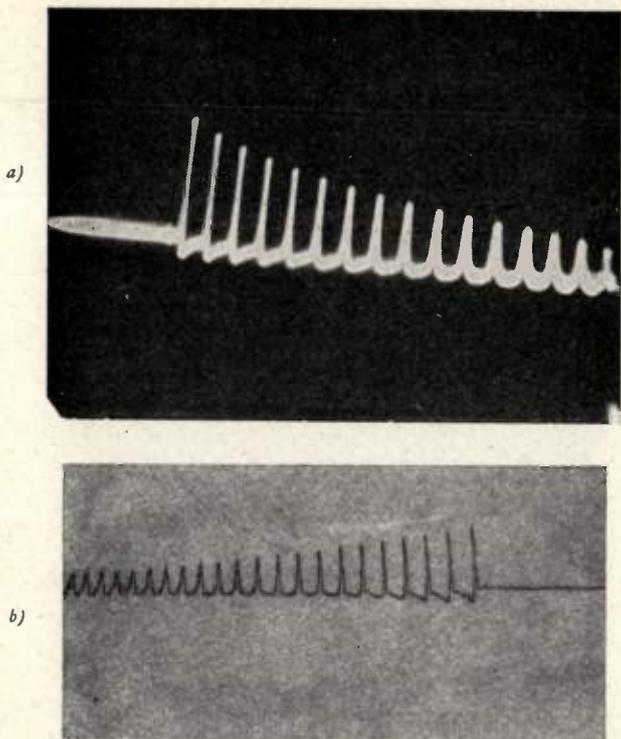


FIG. 8. — Echos de défauts régulièrement répartis corrigés « en énergie ».

a) Oscillogramme relevé en l'absence de bruit.

b) Enregistrement mécanique correspondant à A_1 .

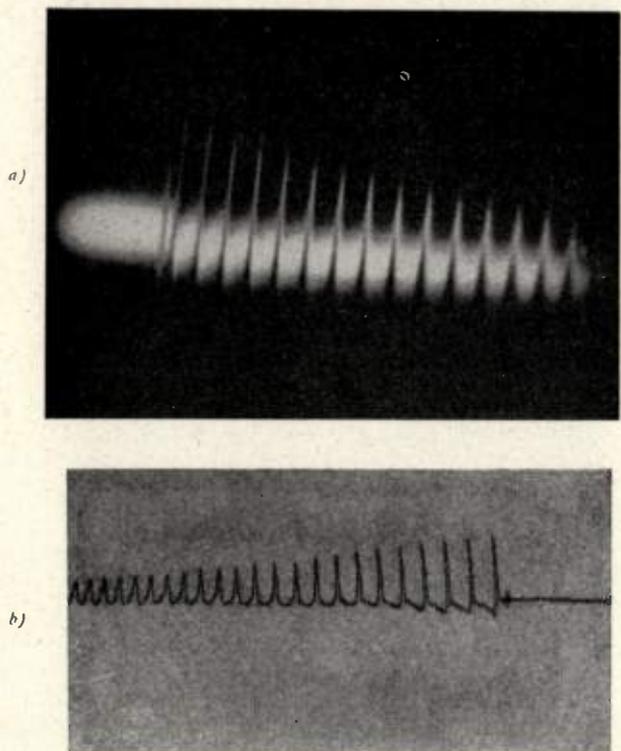


FIG. 9. — Echos de défauts régulièrement répartis corrigés « en énergie » :

a) Oscillogramme relevé avec un bruit d'amplitude maximum égale à la montée de celle du signal à l'origine.

b) Enregistrement mécanique correspondant à B_1 .

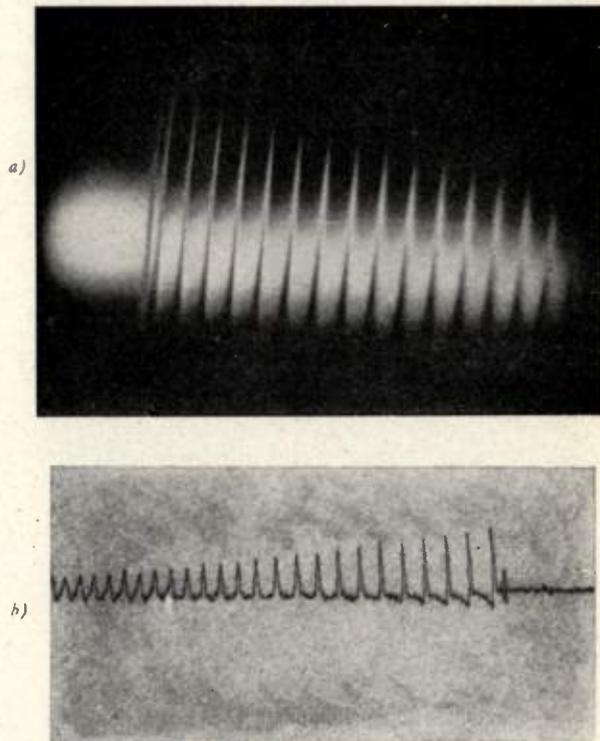


FIG. 10. — Echos de défauts régulièrement répartis corrigés « en énergie ».

a) Oscillogramme relevé avec un bruit d'amplitude maximum égale à celle du signal à l'origine.

b) Enregistrement mécanique correspondant à C_1 .

teurs, et ceci renforce l'intérêt des méthodes d'analyse impulsionnelle dans le cas des câbles téléphoniques sous-marins.

Le problème qui se pose dans ce cas est d'abord d'atteindre la distance entre deux répéteurs consécutifs.

L'emploi conjugué du correcteur amplitude phase et du filtre impulsionnel à bandes multiples doit permettre de faire face à cette nécessité.

D'une manière plus générale, il est possible de réaliser dans le cas de tout signal périodique un calquage automatique de ce signal, qui le débarrasse de son bruit de fond proportionnellement à la durée du calquage. Ainsi peut être souvent résolu à la fois le problème de la mémoire et celui d'une économie convenable de l'information.

SUR LES PERTES DANS LES LIGNES A FILS PARALLÈLES

PAR

J. ARSAG, P. ANDRE, R. ZACCAI.

Laboratoire de Physique, Ecole Normale Supérieure

Introduction

On sait que l'un des principaux problèmes de radioastronomie solaire étudiés à l'heure actuelle est celui de la répartition de la brillance radioélectrique sur le disque. Cette répartition est une des quantités calculées par les théoriciens dont la mesure permettrait de discriminer entre les diverses théories proposées. C'est aussi une quantité difficile à mesurer car le soleil est vu de la Terre sous un angle de $1/2$ degré. Il est donc nécessaire de disposer d'antennes fournissant un diagramme de réception d'ouverture notablement plus faible que 30 minutes d'angle, 3 à 5 minutes par exemple.

Même si l'on renonce à obtenir un lobe unique, si l'on consent par exemple à disposer de plusieurs lobes nettement séparés dans l'espace, le problème reste le même : construire une antenne longue de plusieurs centaines de longueurs d'onde. On réalise ceci au moyen d'un réseau d'antennes élémentaires dont on recueille l'énergie au moyen de lignes de transmission très longues. Entre 5 mètres et 20 centimètres de longueur d'onde, on peut penser au câble coaxial ou aux lignes de Lecher. L'expérience montre que le câble coaxial à très faibles pertes sera nettement plus coûteux que les fils de Lecher, pour des pertes égales ou même supérieures. Par ailleurs les adaptations sur câble coaxial nécessitent des transformateurs, des pistons, et autres pièces mécaniques délicates et donc chères, que ne nécessitent pas les lignes à fils parallèles.

Le présent travail a pour but l'étude théorique des pertes ohmiques et par rayonnement pour les lignes à fils parallèles de grande longueur et pour des fréquences élevées (100 à 1 500 Mhz). La solution d'un tel problème n'avait pas jusqu'à présent d'application pratiques, le câble coaxial suffisant pour la plupart des besoins sur des distances courtes. Par contre, l'emploi des lignes parallèles et d'un intérêt considérable pour les études radioastronomiques en cours dans divers laboratoires.

Exposé du problème.

Pour résoudre le problème de la propagation sur une ligne à fils parallèles, il faut trouver un champ

électro-magnétique satisfaisant aux équations de Maxwell et aux conditions aux limites, champ électrique normal à la surface des conducteurs, continuité du champ électrique et du champ magnétique dans tout l'espace ambiant.

Or il existe une solution dans laquelle le champ électrique E et le champ magnétique H sont orthogonaux et perpendiculaires à la direction des fils. Si l'on prend l'axe des x parallèle aux fils, E et H sont contenus dans le plan yoz (fig. 1). Les lignes de force du champ magnétique sont les cercles du faisceau de points limites A et B (traces sur le plan $yo z$

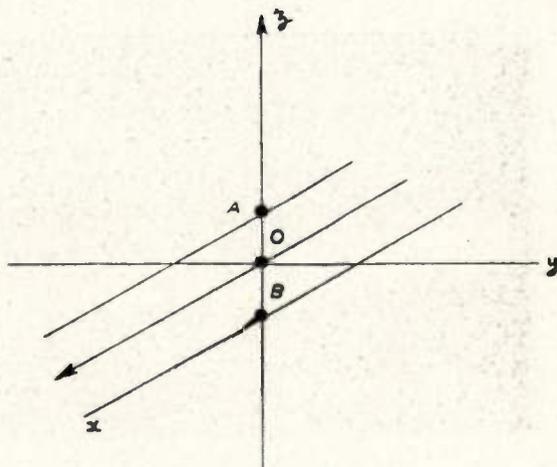


FIG. 1

des fils de la ligne, ou avec plus de précision, points limites du faisceau de cercles défini par les cercles, section par le plan yoz des fils de la ligne). Les lignes de force du champ électrique sont les cercles du plan $yo z$ qui passent par A et B. Lorsque l'on se déplace parallèlement aux fils, les champs électrique E et magnétique H conservent une amplitude constante, leur phase tourne constamment. C'est le mode TEM relatif aux 2 fils. Le vecteur de Poynting est parallèle aux fils, l'énergie se propage parallèlement aux fils, il n'y a pas d'énergie rayonnée. Mais la constance du champ magnétique H impose la constance du courant sur la ligne : la ligne ne doit

pas avoir de pertes ohmiques. De plus la ligne doit être infinie. De telles conditions n'existent pas dans la pratique.

On peut toutefois s'attendre à ce que dans une ligne suffisamment longue, et aussi peu résistive que possible, les pertes par rayonnement soient faibles. On pourrait se proposer de les évaluer en cherchant les modes qui peuvent se propager dans l'espace environnant et qui sont compatibles avec les conditions aux limites. On peut aussi, au lieu de chercher à calculer directement les champs créés, chercher le courant véritable circulant dans la ligne. Au courant donné par les équations « des télégraphistes » on superpose d'autres courants « secondaires » compatibles avec les conditions aux limites, et dont l'effet est de créer, aux extrémités de la ligne, une modification des champs électrique et magnétique du mode T.E.M. en sorte que ceux-ci soient continus dans tout l'espace.

Si l'on cherche alors le flux d'énergie à travers une sphère entourant complètement la ligne et de rayon suffisamment grand, on constate que ce flux est dû uniquement aux courants secondaires (car le mode T.E.M. ne rayonne pas d'énergie). Or ces courants ont une amplitude très faible par rapport à celle du courant principal. Si l'on cherche le champ créé en un point de la sphère par le courant dans la ligne, au moyen des potentiels retardés de Lorentz, on peut négliger la contribution des courants secondaires. C'est ainsi qu'avec la connaissance du courant principal, on peut évaluer, et à une bonne approximation, un effet qui n'est dû qu'aux courants secondaires. Cette méthode a été proposée par Carson (1) et (2).

Le champ magnétique H calculé par la théorie de Lorentz est la résultante des champs élémentaires

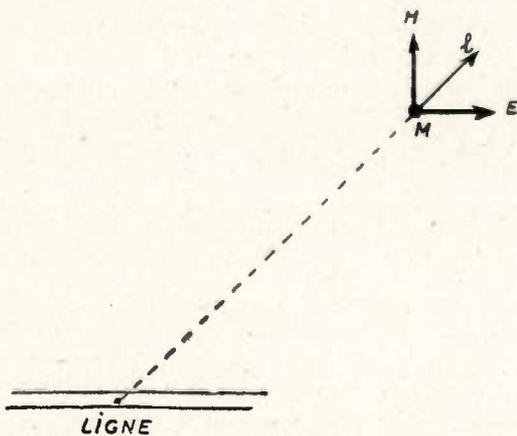


FIG. 2

créés par chacun des fils comme ces courants sont égaux et de sens contraires (ligne équilibrée) les champs magnétiques tendent à s'annuler, et ceci d'autant mieux que les distances de M à chacun des fils (fig. 2) sont plus voisines. L'onde créée en M par la ligne pouvant être confondue avec une onde sphérique, le champ électrique E est lui aussi tangent,

à la sphère ; il est normal au champ magnétique H et vaut

$$E = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} H$$

L'énergie rayonnée est donnée par $P_r = \frac{1}{2}$ partie réelle $\int \frac{E^* \wedge H}{4\pi} ds$ l'intégrale étant étendue à la surface de la sphère. Cette énergie décroît avec H . Les pertes par rayonnement augmentent avec l'écartement des fils.

D'autre part les pertes ohmiques sont dues à un effet pelliculaire qui concentre les lignes de courant dans une partie très faible des fils. Cet effet décroît lorsque l'on écarte les fils (il tend vers l'effet pelliculaire normal lorsque les fils sont suffisamment éloignés pour être sans effet l'un sur l'autre) Les pertes ohmiques décroissent quand l'écartement des fils augmente. Puisque les pertes ohmiques et par rayonnement varient en sens inverse il doit y avoir un minimum de pertes pour un certain écartement des fils.

Calcul des pertes par rayonnement.

Il se ramène au calcul du champ magnétique H . Ce calcul est classique (3). On prend 3 axes de coordonnées : O_x parallèle à la ligne, entre les 2 fils. O_z perpendiculaire à O_x , dans le plan de la ligne. O_y complète le trièdre et trirectangle R, θ, φ sont les coordonnées sphériques attachées à ce système (fig. 3).

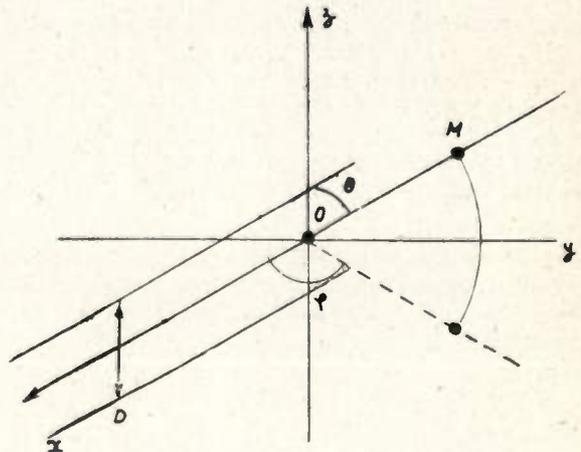


FIG. 3

On calcule le champ créé, au point $M (R, \theta, \varphi)$ par un élément de ligne de longueur dx , à l'abscisse x

Notations : $2h = D =$ distance des fils.

$\lambda =$ longueur d'onde

$f =$ fréquence

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

$\omega = 2\pi f.$

$I =$ courant dans un des fils.

Il vient

$$dH = \beta e^{j(\omega t - \beta h)} \frac{\sin \theta}{R} 2 \sin(\beta h \sin \theta \sin \varphi) I e^{-j\beta x \cos \theta} dx.$$

On peut omettre le facteur $e^{j\omega t}$

Le courant I est déterminé par le système

$$U = U_1 e^{-(\alpha + j\beta)x} + U_2 e^{(\alpha + j\beta)x}$$

$$I = \frac{1}{Z_c} [U_1 e^{-(\alpha + j\beta)x} - U_2 e^{(\alpha + j\beta)x}]$$

puisque l'on néglige les termes conectifs (courants secondaires) A l'abscisse l , la ligne est fermée sur l'impédance ρ

$$U_e = \rho I_l. \text{ On pose } \Gamma = \frac{\rho - Z_c}{\rho + Z_c}$$

Γ , coefficient de réflexion, est supposé réel.

$$\text{Il vient } I = \frac{U_1}{Z_c} [e^{-(\alpha + j\beta)x} - \Gamma e^{-(\alpha + j\beta)(2l-x)}]$$

Si, dans cette équation, on suppose α nul, il n'y a pas d'atténuation du courant sur la ligne ; on peut alors achever exactement le calcul des pertes par rayonnement (3).

Si l'on veut tenir compte de l'atténuation sur la ligne, il faut considérer que celle-ci n'est pas due uniquement aux pertes ohmiques, mais aussi aux pertes par rayonnement. On peut comme pour une antenne ordinaire, définir une résistance de rayonnement, par unité de longueur qui s'ajoute à la résistance ohmique par unité de longueur de la ligne, et modifie le coefficient α . - α devient ainsi une inconnue du problème.

Nous évaluerons la puissance perdue par rayonnement P_r , celle perdue par effet Joule P_J , nous écrirons que la puissance P fournie à l'entrée de la ligne se répartit en rayonnement, chaleur, et puissance utilisée à la sortie de la ligne, soit P'

$$P = P' + P_r + P_J$$

Cette équation déterminera α .

Ayant la valeur de dH , on peut calculer H .

$$H = \int_{x=0}^{x=l} dH$$

puis le flux d'énergie à travers la sphère de rayon R .

$$P_r = \frac{1}{8\pi} \text{Partie réelle de } \int_s E^* \wedge H dS \text{ avec } E = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H$$

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{1}{8\pi} \int_s \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} |H|^2 dS \\ &= \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} |H|^2 R^2 \sin \theta d\theta d\varphi \end{aligned}$$

Le détail du calcul est donné en appendice. Il vient

$$P_r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 [A' (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 + e^{-2\alpha l}) + 2 B' \Gamma e^{-\alpha l} (1 + \cos 2\beta l)]$$

Les coefficients A' et B' sont fonction du paramètre $\beta h = \frac{2\pi h}{\lambda} = \frac{\pi D}{\lambda}$ et de $\frac{\alpha}{\beta}$. Pour des pertes suffisamment faibles ($\frac{\alpha}{\beta} \approx 10^{-3}$) A' et B' sont pratiquement indépendants de $\frac{\alpha}{\beta}$

Pertes par effet Joule.

$P_J = \frac{1}{2} \int_0^l r |I|^2 dx$ où r est la résistance de la ligne par unité de longueur. Remarquons que le terme r doit tenir compte de la modification de l'effet pelluculaire due à la proximité des fils. Ce n'est pas une caractéristique du fil qui constitue la ligne. C'est une quantité qui dépend de l'écartement des fils de la ligne. Il vient

$$P_J = \frac{1}{2} r \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 [(1 + \Gamma^2 e^{-\alpha l}) \left(\frac{1 - e^{-2\alpha l}}{2\alpha} \right) - \frac{\Gamma}{\beta} e^{-\alpha l} \sin 2\beta l]$$

comme

$$P_r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 [A' (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 + e^{-2\alpha l}) + 2 B' \Gamma e^{-\alpha l} (1 + \cos 2\beta l)]$$

on constate que l'on ne peut considérer la résistance de rayonnement, vue de l'entrée de la ligne (5) comme uniformément répartie sur la longueur de la ligne. Si l'on procédait ainsi, on aboutirait à une résistance de rayonnement par unité de longueur qui ne dépendrait pas uniquement de la géométrie de la ligne, mais aussi de son adaptation (coefficient de réflexion Γ). Cela vient de ce que le rayonnement est dû :

1° Aux discontinuités aux 2 extrémités de la ligne ;

2° Aux pertes ohmiques sur la ligne. Seule cette fraction peut être mise sous la forme des pertes Joule dans une résistance de rayonnement uniformément répartie sur la ligne.

Evaluation de l'atténuation.

$$\text{Posons } Z_c = X + j Y.$$

La puissance P fournie à l'entrée de la ligne vaut, avec ces notations :

$$P = \frac{1}{2} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 [X (1 - \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) + 2 \Gamma Y e^{-\alpha l} \sin 2\beta l]$$

La puissance récupérée au bout de la ligne vaut :

$$P' = \frac{1}{2} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 X e^{-2\alpha l} (1 - \Gamma^2)$$

L'énergie perdue est donnée par $P - P'$

$$P - P' = \frac{1}{2} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 \left[X (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 - e^{-2\alpha l}) + 2 Y \Gamma e^{-\alpha l} \sin 2 \beta l \right]$$

On l'égalé aux pertes $P_r + P_j$

$$\begin{aligned} & [X (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 - e^{-2\alpha l}) + 2 Y \Gamma e^{-\alpha l} \sin 2 \beta l] \\ &= \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [A' (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 + e^{-2\alpha l}) + 2 B' \Gamma e^{-\alpha l} (1 + \cos 2 \beta l)] \\ &+ r \left[\frac{1}{2 \alpha} (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}) (1 - e^{-2\alpha l}) - \frac{1}{\beta} \Gamma e^{-\alpha l} \sin 2 \beta l \right] \end{aligned}$$

Nous ne pouvons achever le calcul qu'au prix d'hypothèses sur les quantités X, Y, Γ . Il est certain que l'impédance caractéristique est affectée par le rayonnement de la ligne. La résistance de rayonnement par unité de longueur s'ajoute à la résistance ohmique et modifie y , ainsi que X , bien qu'à un degré moindre. Nous négligerons cet effet.

L'effet du rayonnement aux extrémités de la ligne peut être correctement représenté en supposant que l'on insère dans la ligne, à chaque extrémité, un quadripôle en T . L'énergie dissipée dans celui-ci est égale à l'énergie rayonnée. La modification produite dans le régime des courants représente l'effet des courants secondaires. Cette modification entraîne une modification de la valeur de Γ , qui ne vaut plus $\Gamma = \frac{\rho - Z_c}{\rho + Z_c}$. Ceci se comprend aisément : en l'absence de rayonnement, si on laisse la ligne en circuit ouvert, toute l'énergie arrivant à cette extrémité est réfléchi $\Gamma = 1$. Si cette extrémité rayonne, une partie seulement de l'énergie est ré-

fléchi, l'autre étant rayonnée, $\Gamma < 1$. Nous savons, toutefois, que cet effet est négligeable, puisque les courants secondaires ont une amplitude beaucoup plus faible que celle du courant principal.

Il suffit de prendre $\Gamma = 1 \cos 2 \beta l = 1$.

On obtient alors, après simplification :

$$\frac{r}{2 \alpha} = X - \frac{A}{\text{th } \alpha l} - \frac{2 B}{\text{sh } 2 \alpha l}$$

X étant la partie réelle de l'impédance caractéristique Z_c , ou a (4) :

$$Z_c = X \left[1 - \frac{j}{2} \left(\frac{r}{L \omega} - \frac{G}{C \omega} \right) \right]$$

Aux fréquences élevées que l'on utilise, les deux termes $\frac{r}{L \omega}$ et $\frac{G}{C \omega}$ sont négligeables. Il reste

$$Z_c = X Y = 0$$

$$Z_c - \frac{r l}{2 \alpha l} = \frac{A}{\text{th } \alpha l} + \frac{2 \beta}{\text{sh } 2 \alpha l}$$

En l'absence de pertes par rayonnement ($A = B = 0$) on retrouve l'affaiblissement dû aux pertes ohmiques $\alpha = \frac{r}{2 Z_c}$. Dans le cas général, il faut calculer A et B .

Ceux-ci sont donnés par :

$$A = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} A' \quad B = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} B'$$

$$\text{Avec } A' = \beta^{2'} h^2 I_1 - \frac{\beta^4 h^4}{(2 l)^2} I_2 + \dots$$

$$B' = \beta^{2'} h^2 J_1 - \frac{\beta^4 h^4}{(2 l)^2} J_2 + \dots$$

(Voir appendice équation 4 et 5).

On calcule les I et les J .

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
I	2,667	1,600	1,230	1,014	0,890	0,792	0,730	0,676	0,636	0,586	0,566	0,536	0,520	0,500
J	1,333	1,067	0,914	0,814	0,738	0,684	0,638	0,600	0,564	0,542	0,518	0,500	0,48	0,46

Il vient alors, en conservant les valeurs calculées par la théorie classique pour X, Y et Γ

$$\frac{r}{2 \alpha} = X - A \frac{1 + e^{-2\alpha l}}{1 - e^{-2\alpha l}} - 2 B \frac{\Gamma e^{-\alpha l}}{1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l}} \times \frac{1 + \cos 2 \beta l}{1 - e^{-\alpha l}}$$

$$\text{où l'on a posé } A = A' \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad B = B' \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

Résultats.

On se place dans le cas le plus défavorable pour les pertes par rayonnement dont on trouvera ainsi

La gamme de fréquences qui nous intéresse va de 150 à 1 500 Mhz. On fait les calculs pour les fréquences : 169, 360, 500, 750, 1 000 et 1 400 Mhz.

On limite le calcul au cas où la distance D entre les conducteurs est égale à la longueur d'onde, des distances plus grandes étant rarement utilisées dans la pratique.

On calcule les pertes pour les impédances caractéristiques : 100, 200, 300, 400, 500 et 600 ohms.

La ligne utilisée est en fil de cuivre électrolytique de diamètre 1, 2, 3 ou 4 mm.

On sait que, le diélectrique entourant les fils étant l'air, en appelant d le diamètre des fils :

$$r = \frac{16,6 \cdot 10^{-5} \sqrt{f}}{d \sqrt{1 - \frac{d^2}{D^2}}}$$

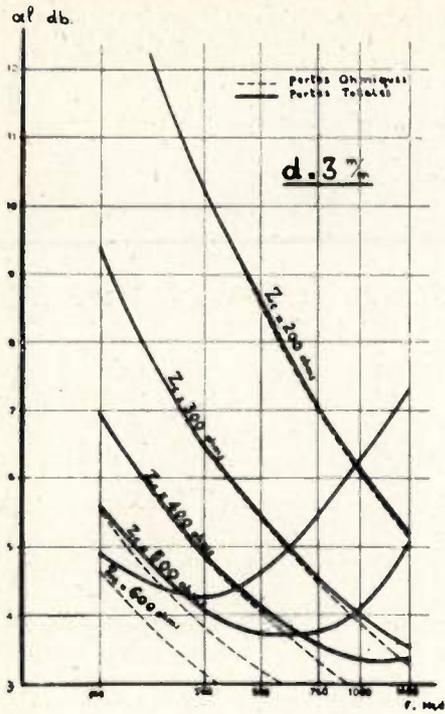


FIG. 4

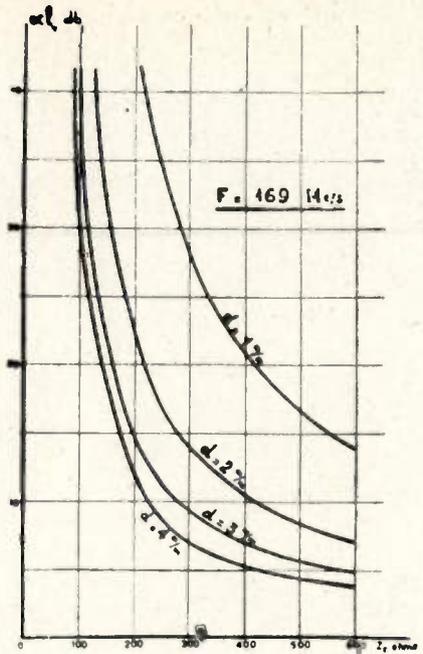


FIG. 5

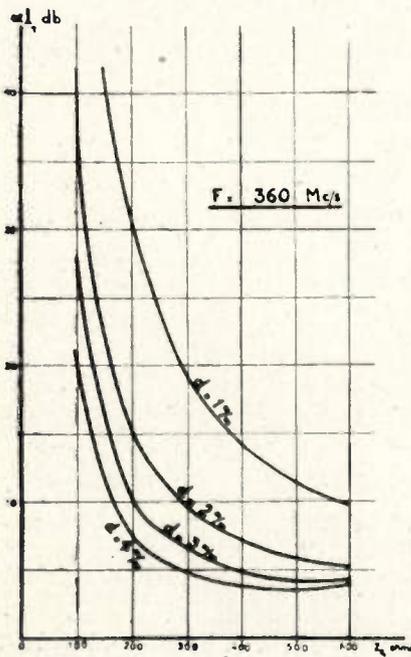


FIG. 6

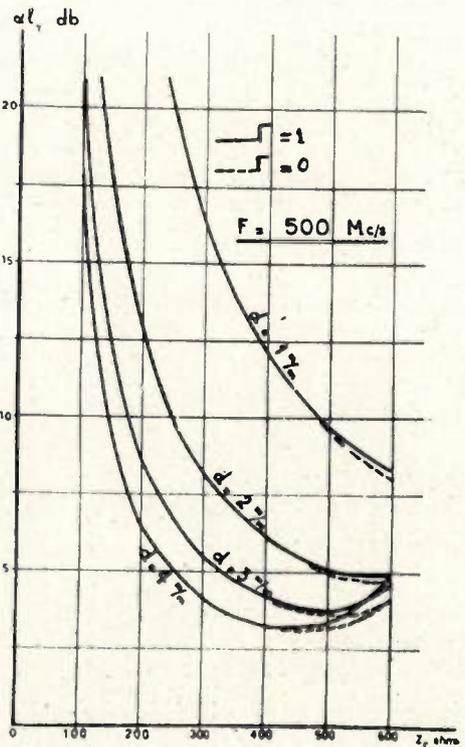


FIG. 7

Le radical ou dénominateur traduit l'effet de proximité dont nous avons expliqué la raison lors du calcul théorique des pertes ohmiques.

Enfin $Z_c = 276 \log_{10} \left(\frac{D}{d} + \sqrt{\frac{D^2}{d^2} - 1} \right)$ ohms.

Cette formule donne $\frac{D}{d}$ en fonction de Z_c .

Z_c	100	200	300	400	500	600
D/d	1,37	2,75	6,1	14,1	32,5	74,5

On pourra alors, pour chaque fréquence, tracer une série de courbes donnant, pour un certain diamètre des fils, les pertes en fonction de l'impédance caractéristique.

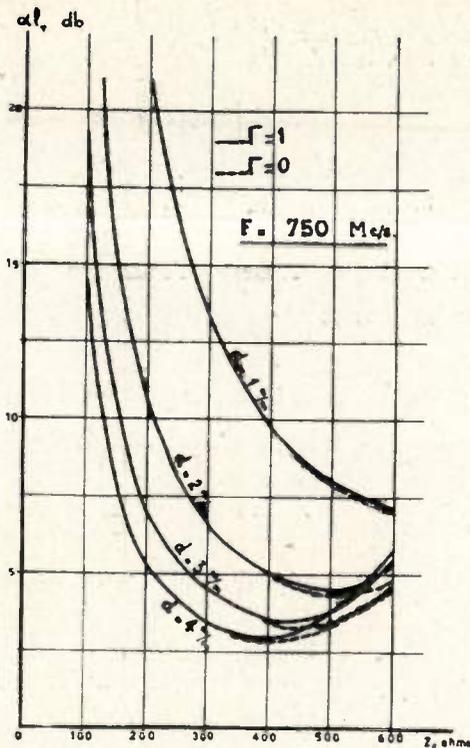


FIG. 8

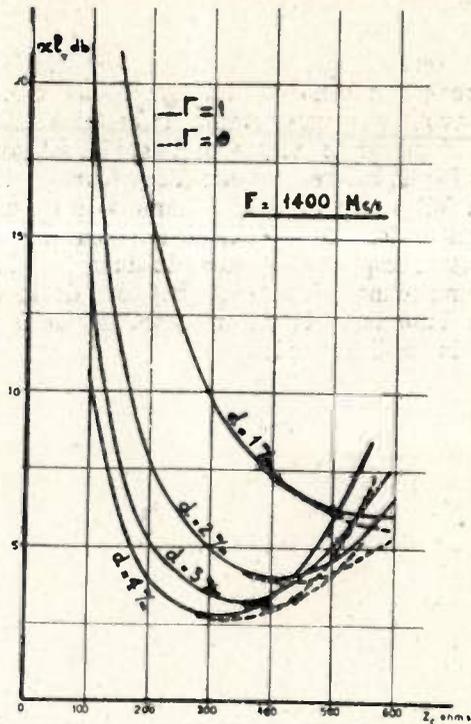


FIG. 10

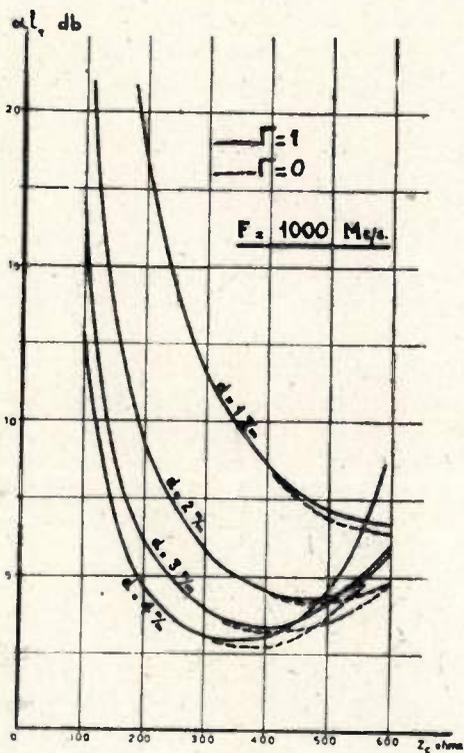


FIG. 9

L'équation à résoudre est transcendante :

$$Z_c - \frac{rl}{2\alpha l} = \frac{A}{\text{th } \alpha l} + \frac{2\beta}{\text{sh } 2\alpha l}$$

on calcule d'abord l'affaiblissement α_J dû aux seules

$$\text{pertes ohmiques } \alpha_J = \frac{fr}{2Z_c}$$

On sait que l'affaiblissement total α_T est certainement supérieur à α_J . On majore donc un peu celui-ci, et on le reporte dans le second membre de l'équation transcendante, on en déduit une nouvelle valeur de α .

$$Z_c - \frac{rl}{2\alpha'l} = \frac{A}{\text{th } \alpha'l} + \frac{2\beta}{\text{sh } 2\alpha'l}$$

et ainsi, par approximation successive jusqu'à avoir la racine à l'approximation désirée. En fait, celle-ci est rapidement obtenue.

Tous les calculs sont faits pour des lignes longues de 500 longueurs d'onde $l = 500 \lambda$.

On remarque que, alors que la résistance ohmique par unité de longueur est proportionnelle à \sqrt{f} , la résistance d'une ligne longue de 500 longueurs d'onde est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{f}}$. Par contre les pertes par rayonnement augmentent avec la fréquence.

Sur les graphiques donnant l'affaiblissement total en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de Z_c et différents diamètres de fils dans le cas $\Gamma = 1$ on constate l'existence d'un minimum pour les pertes. Si $\Gamma < 1$, ce minimum se déplace vers les fréquences élevées.

A une fréquence donnée, pour un diamètre de fil donné les pertes présentent un minimum pour une certaine impédance caractéristique. (Fig. 5, 6, 7, 8, 9, 10). Si $\Gamma < 1$, ce minimum se déplace vers les impédances caractéristiques élevées.

Nous donnons aussi les résultats pour $\Gamma = 0$, cas d'une ligne adaptée, et seul intéressant en pratique. Comme les résultats s'écartent peu du cas où $\Gamma = 1$ on obtient ainsi des bornes extrêmes, assez rapprochées, pour les pertes possibles dans un cas pratique.

Conclusion

Il est certain que les résultats expérimentaux s'écartent notablement des prévisions ci-dessus. Nous n'avons pas tenu compte de certains facteurs tels que : hauteur de la ligne au-dessus du sol, oxydation des fils de cuivre, présence d'écarteurs en diélectrique à fuites importantes. Néanmoins les résultats obtenus nous donnent un ordre de grandeur des caractéristiques à respecter (valeurs du diamètre des fils et de l'impédance caractéristique) lors de la construction d'une ligne de transmission, en vue de l'obtention du meilleur rendement.

APPENDICE

Nous avons obtenu :

$$dH = \beta e^{-j\beta R} \frac{\sin \theta}{R} 2 \sin [\beta h \sin \theta \sin \varphi] I e^{-j\beta x \cos \theta} dx$$

avec $I = \frac{U_1}{Z_c} [e^{-(\alpha+j\beta)x} - \Gamma e^{-(\alpha+j\beta)(2l-x)}]$

On pose $A = 2\beta \frac{U_1}{Z_c} e^{-j\beta R} \frac{\sin \theta}{R} \sin [\beta h \sin \theta \sin \varphi]$

$$dH = A [e^{-(\alpha+j\beta+j\beta \cos \theta)x} - \Gamma e^{-2(\alpha+j\beta)l} e^{(\alpha+j\beta-j\beta \cos \theta)x}] dx$$

$$H = \int_0^l dH = A \left[\frac{1 - e^{-(\alpha+j\beta+j\beta \cos \theta)l}}{\alpha + j\beta(1 + \cos \theta)} + \Gamma e^{-2(\alpha+j\beta)l} \frac{1 - e^{(\alpha+j\beta-j\beta \cos \theta)l}}{\alpha + j\beta(1 - \cos \theta)} \right]$$

$$P_r = \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \int |H|^2 ds = \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \int \left| \frac{H}{A} \right|^2 |A|^2 ds.$$

$$\left| \frac{H}{A} \right|^2 = \frac{1 + e^{-2\alpha l} - 2 e^{-\alpha l} \cos [\beta(1 + \cos \theta)l]}{\alpha^2 + \beta^2(1 + \cos \theta)^2} + \Gamma^2 e^{-2\alpha l} \frac{1 + e^{-2\alpha l} - 2 e^{-\alpha l} \cos [\beta(1 - \cos \theta)l]}{\alpha^2 + \beta^2(1 - \cos \theta)^2} + \frac{2 \Gamma e^{-2\alpha l}}{(\alpha^2 + \beta^2 \sin^2 \theta)^2 + 4\alpha^2 \beta^2 \cos^2 \theta} E'$$

Avec $E' = e^{-\alpha l} [\alpha^2 + \beta^2 \sin^2 \theta] (1 + \cos 2\beta l) + 2 e^{-\alpha l} \alpha \beta \cos \theta \sin 2\beta l - (\alpha^2 + \beta^2 \sin^2 \theta) [\cos \beta(1 + \cos \theta)l + e^{-2\alpha l} \cos \beta(1 - \cos \theta)l] - 2\alpha \beta \cos \theta [\sin \beta(1 + \cos \theta)l + e^{-2\alpha l} \sin \beta(1 - \cos \theta)l]$

$\left| \frac{H}{A} \right|^2$ est donc une fonction de $\cos \theta$ $\left| \frac{H}{A} \right|^2 = f(\cos \theta)$

$$P_r = \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left| \frac{H}{A} \right|^2 4\beta^2 \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \sin^2(\beta h \sin \theta \sin \varphi) R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$P_r = \frac{1}{2\pi} \beta^2 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 \int_0^\pi \left| \frac{H}{A} \right|^2 \sin^2 \theta \int_0^{2\pi} \sin^2(\beta h \sin \theta \sin \varphi) d\varphi$$

or $\int_0^{2\pi} \sin^2(\alpha \sin u) du = \pi [1 - J_0(\alpha)]$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

En posant $\cos \theta = u$

$$P_r = \frac{1}{2} \beta^2 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 \int_{-1}^{+1} f(u) (1 - u^2) [1 - J_0(2\beta h \sqrt{1 - u^2})] du.$$

L'intégrale comporte des termes de la forme

$$I = \int_{-1}^{+1} \cos \beta l (1 + u) g(u) du. \text{ En posant } \beta l = k.$$

$$I = \sum_n \int_{\frac{2n\pi}{k} - 1}^{\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{2\pi}{k}} \cos k(1 + u) g(u) du$$

ou, avec $u = \frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{v}{k}$

$$I = \sum_n \int_0^{2\pi} \cos v g \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{v}{k} \right) \frac{1}{k} dv.$$

Si k est assez grand, on peut remplacer $g \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{v}{k} \right)$ par

$$g \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{v}{k} \right) = g \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 \right) + \frac{v}{k} g' \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 \right) + \frac{v^2}{2k^2} g'' \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{x}{k} \right) \quad 0 < x < 1.$$

alors, I se réduit à

$$I = \frac{1}{k^2} \sum_n \frac{2\pi}{k} g'' \left(\frac{2n\pi}{k} - 1 + \frac{x}{k} \right)$$

Cette somme est de l'ordre de

$$\int_{-1}^{+1} g''(u) du = g'(1) - g'(-1)$$

Cette différence est finie, par conséquent I tend vers zéro comme $\frac{1}{k^2}$.

On supposera k assez grand pour pouvoir négliger les termes de la forme de I . Ceci est réalisé pour $l = 500 \lambda$ ou $k = \beta \lambda = 1000 \pi$.

On supprime de même dans P_r les termes impairs dont la somme de -1 à $+1$ est nulle. Ou pose

$$p = \frac{\alpha}{\beta}. \text{ Il vient alors.}$$

$$P_r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 \int_{-1}^{+1} \left[\frac{(1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l})(1 + e^{-2\alpha l})}{p^2 + (1 + u)^2} + 4 \Gamma e^{-2\alpha l} \cos^2 \beta l \frac{p^2 + 1 - u^2}{(p^2 + 1 - u^2) + 4 p^2 u^2} \right] (1 - J_0(2 \beta h \sqrt{1 - u^2})) (1 - u^2) du. \quad (1)$$

$$[1 - J_0(2 \beta h \sqrt{1 - u^2})] (1 - u^2) du.$$

On décompose $1 - J_0$ en série

$$1 - J_0(2 \beta h \sqrt{1 - u^2}) = \beta^2 h^2 (1 - u^2) - \frac{\beta^4 h^4}{(2!)^2} (1 - u^2)^2 + \dots$$

En posant

$$I_n = \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - u^2)^{n-1}}{(1 + u^2)^2 + p^2} du \quad (2)$$

$$J_n = \int_{-1}^{+1} \frac{(p^2 + 1 - u^2)(1 - u^2)^{n-1}}{(p^2 + 1 - u^2)^2 + 4 p^2 u^2} du \quad (3)$$

$$A' = (\beta h)^2 J_1 - \frac{\beta^4 h^4}{(2!)^2} J_2 + \frac{\beta^6 h^6}{(3!)^2} J_3 + \dots \quad (4)$$

$$B' = \beta^2 h^2 J_1 - \frac{\beta^4 h^4}{(2!)^2} J_2 + \frac{\beta^6 h^6}{(3!)^2} J_3 + \dots \quad (5)$$

il vient

$$P_r = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \left| \frac{U_1}{Z_c} \right|^2 [A' (1 + \Gamma^2 e^{-2\alpha l})(1 + e^{-2\alpha l}) + 2 B' \Gamma e^{-2\alpha l} (1 + \cos 2 \beta l)] \quad (6)$$

I_n et J_n font intervenir les quantités

$p \operatorname{Arctg} \frac{2}{p}$, $\frac{p^2}{2} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{4}{p^2} \right)$ et des termes d'ordre supérieur en p^2 . Pour $p \simeq 10^{-3}$ ces termes sont négligeables.

Le calcul devient alors très simple et conduit aux courbes données plus haut.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CARSON. — *Journal of AIEE*, octobre 1921, vol. XL.
- [2] CARSON. — *Journal of AIEE*, octobre 1924, vol. XLIII, n° 10, p. 908-913.
- [3] Voir par exemple Cours de l'Ecole Supérieure d'Electricité.
- [4] ROUBINE : Lignes H₀F₀ (cours de l'E.S.E.)
- [5] STORER and KING : Radiation Resistance of a two-wire line. *Proceeding IRE*, 39, p. 1408, nov. 1951.

VIE DE LA SOCIÉTÉ

RÉUNION DU CONSEIL

Le Conseil s'est réuni le mardi 5 Janvier 1954 sous la présidence de M. P. DAVID, *Président de la Société des Radioélectriciens*.

Etaient présents : MM. P. BESSON, BOULIN, BOUTHILLON, BUREAU, CABESSA, L. CAHEN, CARBENAY, CAZALAS, CHARLET, CHAVASSE, CHEDEVILLE, DANZIN, DAUPHIN, DOCKÈS, FLAMBARD, LAFFINEUR, LESCHI, LÈRE, DE MARE, MATRAS, MERCIER, PICAULT, RABUTEAU, F. RAYMOND, R. RIGAL, THURIN, DE VALROGER.

Etaient excusés : MM. FREYMAN, FROMAGEOT, FROMY, LIBOIS, MARIQUE, PONTE

Au cours de la séance les principaux points suivants ont été examinés :

1^o Prix Henri Abraham.

M. MATRAS signale que la Société a reçu 5 dossiers de candidats.

2^o Election partielle du Conseil pour 1954 et préparation de l'Assemblée Générale (rapport moral et rapport du Trésorier).

3^o Compte-rendu du Colloque sur les Impulsions.

4^o Compte-rendu sur l'état d'avancement du « Congrès sur les procédés d'Enregistrement sonore et leur extension à l'enregistrement des informations ».

5^o Prévisions d'activité de la Société pendant le premier semestre 1954 (conférences, congrès, visites).

A la fin de la séance M. P. DAVID se fait l'interprète de tous les membres du Conseil pour faire connaître les regrets que suscite la mort récente de M. de VALBREUZE, ancien Président de la Société des Radioélectriciens.

RÉUNIONS EN SORBONNE

Réunion du Samedi 19 décembre 1953.

Conférence de M. L. BOURASSIN, *Ingénieur à la S.A. « La Radiotechnique »* sur :

« Les systèmes de transmission de Télévision à bandes latérales non symétriques »

Cette conférence avait déjà été prononcée au cours de la réunion de la 4^e Section « Télévision » le vendredi 13 novembre 1953.

Etant donné l'intérêt des questions traitées par le conférencier il avait été demandé à M. BOURASSIN de répéter sa conférence en Sorbonne.

Nous reprenons le résumé de cette communication qui a déjà été publié dans la « Vie de la Société » du n^o de décembre 1953 de l'Onde Electrique dans la rubrique « *Activité des Sections* ».

Après avoir rappelé que, pour limiter l'encombrement dû aux spectres de fréquences importants nécessités par les procédés actuels d'analyse, on a été amené à ne transmettre intégralement qu'une bande latérale, l'autre étant tronquée, le conférencier examine les systèmes anglais, américain, C.C.I.R. ; il montre que, pour une même bande tronquée de 0,75 MHz, la bande intégralement transmise est respectivement pour chacun d'eux de 3 MHz, 4 MHz, 5 MHz et qu'en conséquence, le rapport de dissymétrie, rapport de la bande intégralement transmise à la bande tronquée, est sensiblement différent entre ces systèmes.

Le conférencier étudie ensuite le comportement d'un système idéal standardisé à bandes latérales non symétriques $A_1(\omega)$ en décomposant ce dernier en deux systèmes associés en parallèle, l'un symétrique $A_2(\omega)$ l'autre antisymétrique $A_3(\omega)$, tels que :

$$A_1(\omega) = A_2(\omega) + A_3(\omega)$$

il montre que les signaux sortant de $A_2(\omega)$ et $A_3(\omega)$ se composent quadratiquement pour donner le signal résultant tel qu'il apparaîtrait à la sortie de $A_1(\omega)$.

Une première série de projections donne, en coordonnées universelles, de nombreuses figures qui représentent pour des rapports de dissymétrie de 3,3 ; 5 ; 8 ; et des profondeurs de modulation de 23 % ; 33 % ; 43 % ; 60 % ; 100 % ; le comportement d'un signal « unité » dans un tel système. Les figures mettent clairement en évidence que $A_2(\omega)$ tient compte de la composante continue du signal transmis alors que $A_3(\omega)$ ne la contient pas ; ceci permet d'expliquer très simplement pourquoi la composition quadratique des signaux issus de $A_2(\omega)$ et $A_3(\omega)$ donne des signaux résultants d'autant moins altérés que la profondeur de modulation est faible.

Une seconde série de projections permet d'examiner les déformations subies par une impulsion unique, puis par 2 impulsions successives, et de comparer les signaux ainsi déformés avec ce qu'ils seraient s'ils étaient transmis dans un système à deux bandes latérales symétriques dont la plage de fréquence serait identique à celle du système examiné ; on met ainsi en évidence le pouvoir de séparation d'un système de transmission à bandes latérales non symétriques.

Une troisième série de projections fait apparaître, à l'aide du « spectre vidéo équivalent », l'influence sur les régimes transitoires de la forme de la fonction de transmission autour de la fréquence porteuse, ainsi que l'influence du niveau de la fréquence porteuse par rapport au maximum de la fonction de transmission globale.

Passant ensuite au cas réel, le conférencier montre que les systèmes à bandes latérales non symétriques sont caractérisés par de la distorsion de phase dans la partie inférieure du spectre des fréquences de modulation. Il envisage la possibilité d'une pré-correction de cette distorsion dans les étages vidéo de l'émetteur. Il met en évidence que les systèmes à bandes non symétriques sont plus favorables avec modulation positive qu'avec modulation négative. Il indique enfin quelles seraient les modifications à apporter à un système standardisé, de rapport de dissymétrie donné, pour améliorer la transmission. Ces modifications peuvent porter, soit sur l'émetteur (cas de la modulation positive) soit sur le récepteur en changeant sa fonction de transmission pour l'amener aux gabarits indiqués (gabarit HF + FI et gabarit vidéo).

Le conférencier termine en indiquant les possibilités offertes à l'analyse des cas réels par l'emploi de signaux à spectres limités

A l'issue de cette communication M. DUBEC, *Chef du Laboratoire de Télévision à « La Radiotechnique »* indique toute l'importance de ces études sur la bande latérale unique et sur la phase en renouvelant ses remerciements pour l'aide que M. BOURASSIN lui a apportée pour la rédaction d'une précédente communication sur « *La phase en Télévision* ».

Réunion du Samedi 16 Janvier 1954.

Conférence sur « *La Maison de la Radio de Paris* ».

Présentation par M. J. MATRAS, *Ingénieur Général des Télécommunications*. « *Le Projet actuel* » par M. H. TESTEMALE, *Ingénieur des Télécommunications*.

M. MATRAS fait un historique des vicissitudes qu'a subies le projet de la Maison de la Radio de Paris. Il rappelle que l'équipement du réseau d'émetteurs n'a pas permis aux Services alors squelettiques de la Radiodiffusion, de s'occuper de la construction d'une

Maison de la Radio de Paris avant 1937. Les premières études ont été interrompues par la tension internationale et la guerre.

Après la Libération, de nouvelles difficultés sont apparues. Il a été nécessaire, en effet, de reconstruire en priorité le réseau d'émetteurs, mais par ailleurs, les difficultés relatives aux procédures administratives ont compliqué d'une façon considérable les recherches et la mise à notre disposition d'un terrain convenable.

Depuis 1953, la Radiodiffusion Française possède, à la fois un terrain situé quai de Passy et un projet, d'ailleurs tout à fait remarquable dû à Henri BERNARD, Architecte, 1^{er} Grand Prix de Rome, retenu à la suite d'un important concours d'Architectes.

C'est ce projet dont la réalisation s'avère extrêmement urgente en raison de la dispersion des Services de la Radiodiffusion à Paris, qui fait l'objet de l'exposé de M. TESTEMALE.

Après avoir rappelé les nombreuses réalisations étrangères, en matière de Maison de la Radio, M. TESTEMALE décrit la situation actuelle de la Radiodiffusion Télévision Française à Paris ; les services de gestion administrative d'une part, les éléments intervenant dans la préparation, la réalisation et la diffusion des programmes d'autre part, sont dispersés dans une vingtaine d'immeubles, ce qui conduit à des difficultés d'exploitation considérables.

Après avoir obtenu le terrain et les crédits nécessaires, la R.T.F. a ouvert un concours d'architecture pour l'exécution de l'avant projet de la Maison de la Radio à Paris.



Maquette de la maison de la Radio à Paris

Le projet du lauréat se présente sous la forme d'un vaste édifice circulaire de 140 m de diamètre qui comprend :

A la périphérie, une couronne de bureaux s'élevant sur 9 étages vers l'arrière, 6 étages vers l'avant.

On y trouve de bas en haut :

sur toute la circonférence, les foyers du public et des artistes desservant les studios.

vers l'avant :

- le Cabinet du Ministre de l'Information ;
 - la Direction Générale ;
 - le Service de l'Exploitation Technique ;
 - le Service des Programmes de Télévision ;
 - le Service du Contrôle Artistique des Émissions ;
- vers l'arrière :
- les Services des Émissions Parlées et des Émissions vers l'Étrangers ;

- le Service des Programmes Artistiques ;
- les Services Techniques ;
- les Services Administratifs et Financiers ;
- le Service de la Taxe Radiophonique ;
- les Services Sociaux.

Protégés des bruits extérieurs par cette couronne de bureaux, on trouve ensuite l'ensemble des grands et moyens studios : Salles publiques vers l'avant, studios de musique, théâtre, et variétés vers l'arrière.

Un bâtiment central, également circulaire contient tous les éléments techniques communs :

- Centre de Montage ;
- Cabines de Programme ;
- Centre distributeur de Modulation ;
- Atelier de copie.

Enfin, une tour parallélépipédique de 20 étages, placée à l'aplomb des locaux de Montage et de Diffusion, a été prévue pour le stockage de tous les enregistrements et de tous les documents littéraires et musicaux.

Les circulations ont fait l'objet d'une étude minutieuse de la part de l'architecte :

circulations du public, des artistes, des techniciens, des visiteurs, des enregistrements.

Le volume total du bâtiment sera de 350 000 m³ et la surface de plancher de 85 000 m².

Il est prévu 70 studios se répartissant comme suit :

- | | |
|-------------------------|------------------------------------|
| — 3 salles publiques | de 3 000 à 12 000 m ³ ; |
| — 5 studios de musique | » 400 à 8 000 m ³ ; |
| — 5 studios de variétés | » 400 à 1 000 m ³ ; |
| — 9 studios de théâtre | » 400 à 1 000 m ³ ; |
| — 26 — de parole | » 100 à 200 m ³ . |
| — 22 — de montage | |

Du fait de l'utilisation de plus en plus poussée de l'enregistrement, liée au développement du magnétophone, la surface des locaux correspondants à l'enregistrement proprement dit, au montage, et au stockage est presque aussi importante que celle prévue pour les studios.

Une évolution aussi importante est en cours dans le domaine du matériel de prise de son : les performances se sont considérablement améliorées alors que les encombrements se sont réduits dans des proportions très importantes.

Cette amélioration de qualité sera pleinement mise à profit par les futures chaînes à modulation de fréquence.

En définitive, la Maison de la Radio permettra d'améliorer la qualité des émissions non seulement sur le plan technique, mais aussi sur le plan artistique ; elle constituera enfin un puissant moyen de propagande et de diffusion de la pensée française à l'étranger.

ACTIVITÉ DES SECTIONS

1^{re} Section « Etudes Générales », Groupe de Mathématiques appliquées à la Radioélectricité.

Réunion du Vendredi 8 Janvier 1954, présidée par M. l'Ingénieur général militaire ANGOT.

Au cours de cette réunion M. R. CAZENAIVE, Docteur ès-sciences, Ingénieur à la Société L.T.T. fit un exposé sur le

« Calcul des Intégrales elliptiques de première et de seconde espèces de Legendre »

Le conférencier expose successivement les points suivants :

1^o Interpolation de tables fournissant l'approximation désirée.

Calcul des intégrales E et K , d'après leurs formes hypergéométriques.

Emploi du développement taylorien du second ordre en u , pour le calcul de $sn u$, $cn u$, $dn u$.

2^o Calcul direct des intégrales elliptiques en vue d'une approximation supérieure à celle des tables.

Calcul de u et K par les transformations de LANDEN et de GAUSS.

Cas du modèle voisin de I .

Méthodes de calcul de E : développement de J. BERTRAND, approximation de P. APPELL, application de la transformation de LANDEN.

Relation d'EULER. Cas du module voisin de I .

3^o Calcul de $sn u$, $cn u$, $dn u$, au moyen des fonctions theta de Jacobi ou des développements en série de Fourier.

4^o Relations de l'intégrale elliptique K avec les fonctions de Legendre et les fonctions de Bessel. Intégrales elliptiques eulériennes.

5^o Section « Hyperfréquences ».

Réunion du vendredi 15 Janvier 1954.

Cette séance, présidée par M. WARNECKE, était consacrée à un exposé de MM. G. MOURIER et B. EPSZTEIN, du Département « Recherches Electroniques » de la C.S.F. sur la « Mesure des impédances de couplage des lignes à retard ».

Les conférenciers rappellent d'abord que la notion d'impédance de couplage apparaît dans le calcul de tous les tubes utilisant l'interaction d'une onde progressive et d'un faisceau. On la définit par le rapport du carré du champ utile dans la direction du faisceau au double de la puissance transmise par la ligne à retard. On montre que cette grandeur est étroitement liée à la valeur de la bande passante du tube ; cette relation est précisée par le calcul de la résistance de couplage maximum qu'il est possible d'obtenir pour une bande passante donnée.

A titre d'exemple, les conférenciers procèdent au calcul complet de l'impédance de couplage dans le cas d'une ligne interdigitale, moyennant quelques hypothèses simplificatrices.

On effectue la mesure de l'impédance de couplage :

— soit en approchant de la ligne à retard une substance diélectrique, ce qui modifie la vitesse de phase ; l'impédance de couplage se déduit de la valeur de cette modification.

— soit en approchant une couche mince résistive, ce qui provoque une atténuation supplémentaire directement proportionnelle à l'impédance de couplage.

INFORMATIONS

Nous avons le plaisir d'annoncer que M. le Prince Louis de BROGLIE, membre de l'Académie Française, prix Nobel, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences de Paris et ancien Président de notre Société (1948), a été élevé à la dignité de Grand Officier de la Légion d'Honneur.

Soixantenaire de l'Ecole Supérieure d'Electricité (E.S.E.)

Les manifestations pour le Soixantenaire de l'E.S.E. organisé par

La Société Française des Electriciens,

L'Ecole Supérieure d'Electricité,

La Société Amicale des Ingénieurs de l'Ecole Supérieure d'Electricité,

auront lieu les 10, 11, 12, et 13 Mai 1954 à Paris : suivant le programme provisoire ci-après.

Lundi 10 Mai, 9 h. à 12 h., Ouverture du Secrétariat.

14 h. 30 à 17 h. 30, Séance consacrée aux questions d'enseignement de l'électricité.

— Présidence de M. P. BESSON, Directeur de l'E.S.E.

— Exposés de MM. François CAHEN, R. RIGAL et P. DAVID, Professeurs à l'E.S.E.

— Visite de l'E.S.E.

20 h., Dîner.

Mardi 11 Mai, 9 h. à 12 h., Séance consacrée à l'utilisation des hyperfréquences.

— Présidence de M. LEPRINCE-RINGUET, Membre de l'Académie des Sciences, Professeur à l'Ecole Polytechnique et à l'E.S.E.

— Exposés et démonstrations par Ingénieurs, anciens élèves de l'E.S.E.

15 h. à 18 h., Séance solennelle (nous espérons que M. le Président de la République voudra bien honorer de sa présence cette séance, ainsi que MM. les Ministres de l'Industrie et de l'Education Nationale).

— Allocutions diverses.

— Conférence de M. le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, Professeur à l'E.S.E.

— Orchestre.

Mercredi 12 Mai, 10 h. 30 à 12 h. 30, Présidence de M. R. GASPARD, Directeur général de l'E.D.F.

— Conférence de M. P. AILLERET, Directeur des Etudes et Recherches d'E.D.F., sur la production et le transport de l'énergie électrique (séance commune avec la C.I.G.R.E.).

14 h. 30 à 18 h., Séance consacrée aux courants forts.

— Présidence de M. G. BELFILS, Directeur des services techniques électriques de la Société Alsthom et Professeur à l'E.S.E.

— Exposés de MM. LETRILLIART, DORMONT et LABORDE, Professeurs à l'E.S.E.

— Visite de l'E.S.E.

22 h., Spectacle et bal de l'E.S.E. (Amicale)

Judi 13 Mai, 9 h. à 12 h., Séance consacrée à la télévision en couleurs.

— Présidence de M. le Général LESCHI, Ingénieur radio E.S.E., Directeur des services techniques de la Radiodiffusion-Télévision Française.

— Exposés et démonstrations par Ingénieurs, anciens élèves de l'E.S.E.

15 h. à 18 h., Inauguration du haut-relief de René MESNY.

— Visite de l'E.S.E.

20 h., Concert à la Radiodiffusion-Télévision Française (Théâtre des Champs-Élysées).

La Séance solennelle et les séances techniques organisées par la Société Française des Electriciens auront lieu au Palais de Chaillot.

Le droit d'inscription pour l'ensemble des manifestations sera de 1 500 F environ (non compris le dîner, le spectacle et le bal), et sera ramené à 1 200 F pour les participants âgés de moins de 29 ans.

Il donne droit :

1^o à toutes les séances et au concert de la Radiodiffusion-Télévision Française ;

2^o à la brochure contenant le compte-rendu des manifestations et le texte intégral de tous les exposés.

Le prix du dîner sera de 1 500 F environ, par personne. Les dames seront les bienvenues.

OFFRES D'EMPLOI

0.10. — Ingénieur licencié ès-sciences Physiques (de préférence certificat physique générale — Electronique et radioactivité) — lisant Anglais et Allemand, pour diriger service de documentation d'un organisme d'Etat s'occupant de questions atomiques. Ecrire à la Société qui transmettra.

0.11. — Laboratoire d'essais, banlieue Sud Paris, recherche ingénieurs et agents techniques radioélectriciens pour effectuer essais et mesures sur matériels radioélectriques. Envoyer renseignements et curriculum vitae à la Société qui transmettra.

0.12. — Ingénieurs électro-mécaniciens, recherches et études de prototypes de pré-séries. Ingénieurs physicien-électroniciens, recherches laboratoire et expérimentation extérieure. Ecrire à la Société qui transmettra.

DOCUMENTATION

Bibliographie : relative à l'article de M. J. WEILL, ingénieur au Commissariat à l'Energie Atomique sur le « Contrôle du réacteur de Saclay » (Onde Electrique, décembre 1953).

- B. JACROT, F. NETTER, V. RAIEVSKI. — Les piles atomiques. *Electricité*. — Mars 1953, Tome 192, 49-56.
- W. J. OZEROFF. — The Science and Engineering of Nuclear Power. Edited by Clark Goodman — Addison-Wesley Press Inc Cambridge 42 — Mars.
- J. WEILL. — Appareillage pour la mesure de la réactivité dans une pile atomique. — *Journal de Phys. et Rad.* — Tome 14, Fév. 53, 77-81. — *Nucleonics*, mars 53, 36-39.
- J. WEILL, M. BRIERE. — Dispositif pour la mesure du niveau d'eau lourde dans le réacteur de Saclay. — *Journal de Phys. et Rad.* — Tome 14, Janv. 53, 46-49.
- J. LABEYRIE, C. LALLEMANT et J. WEILL. — Chambre d'ionisation à dépôt de carbure de bore pour la mesure des flux

- de neutrons thermiques. — *Journal de Phys. et Rad.* — Tome 12, oct. 51. — 32_A — 36_A.
- C. VAN BLITZ, J. WEILL. — Commutateur potentiométrique pour la mesure des tensions continues. — *Journ. de Phys. et Rad.* — Tome 12. — Oct. 51, 78_A — 80_A.
- A. ROGOZINSKI. — Les lampes électromètres. — *Techniques générales du Laboratoire de Physique II.* — PARIS 1950.
- J. WEILL, G. RASTOIX. — La mesure des températures dans les piles atomiques françaises. — *Rapport Commissariat à l'Energie Atomique 1950.* — N° 51.
- Odd DAHL, Grunnar RANDERS. — Heavy-Water reactor at Kjeller Norway. — *Nucleonics*, nov. 51. — 5-17.
- J. M. HARRER. — Controlling a power-producing Nuclear Reactor. — *Nucleonics*, Mars 50, 58-65.
- H. S. ISBIN. — Nuclear Reactor Catalog. — *Nucleonics*, mars 52, 10-17.
- R. V. MOORE. — The control of a thermal neutron reactor. *Institution of Electrical Engineers.* — January 53.
- J. H. BOWEN. — Automatic control characteristics of thermal neutron reactor. — *Institution of Electrical Engineers.* — January 53.
- T. A. J. JACQUES, H. A. BALLINGER, F. WADE. — Neutron detectors for reactor instrumentation. — *Institution of Electrical Engineers.* — January 53.
- J. D. TRIMMER, W. H. JORDAN. — Instrumentation and control of reactors. — *Nucleonics*, oct. 51. — 60-68.
- J. POTTIER, V. RAIEVSKI. — Télécommande de la réactivité de la pile. — *Onde Electrique.* — Juillet 1950.
- W. C. BRIGHT. — Spiral fission chambers. — *Declassified Document 7/30/46.* — M. DD. C. 91.
- J. WEILL. — Les appareils de mesure destinés à la protection du personnel contre les rayonnements radio-actifs. — *Onde Electrique (1950)* n° 270, p. 328.
- J. LABEYRIE, M. PELLÉ. — Enregistreur pour aérosols radio-actifs. — *Journal de Phys. et Rad.* — Sous presse.
- C. LEDUC. — Contrôle des installations de refroidissement du réacteur de Saclay. — *Onde Electrique (1953)*. N° 321, p. 702.
- J. LABEYRIE et al. — Les détecteurs de particules nucléaires. — *Techniques de l'Ingénieur.*
- S. GLASSTONE et M. C. EDLUND. — *Nuclear Reactor Theory.* — Mc. Millan et Co. Ltd. Londres 1952.

CONGRÈS INTERNATIONAL SUR LES PROCÉDÉS D'ENREGISTREMENT SONORE ET LEUR EXTENSION A L'ENREGISTREMENT DES INFORMATIONS

PARIS — 5-10 Avril 1954

Ce Congrès est organisé à la Maison de la Chimie, 28 bis, Rue St-Dominique, à PARIS, du 5 au 10 Avril 1954

par

LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

avec le concours :

- du Groupement des Acousticiens de Langue Française,
- du Centre National de la Cinématographie Française,
- de la Commission Supérieure Technique du Cinéma,
- de la Radiodiffusion-Télévision Française,
- de la Fédération Nationale des Syndicats des Industries Radioélectriques et Electroniques,
- de la Fédération des Syndicats des Industries Techniques du Cinéma Français.

Le Congrès comporte également, au même lieu, du 4 au 11 Avril, une Exposition publique de matériel

COMITÉ D'HONNEUR DU CONGRÈS

Président :

- M. le Prince Louis de BROGLIE, *Membre de l'Institut, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences.*
M. ANGLÈS D'AURIAC H., *Directeur du Centre Technique de l'Union Européenne de Radiodiffusion.*
M. BASTIEN P., *Président de la Société des Ingénieurs Civils de France.*
M. BELLIER, *Directeur des Industries Mécaniques et Electriques,*
M. le Général BERGERON, *Président du Comité d'Action Scientifique de la Défense Nationale,*
M. BESSON, *Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité.*
M. CAHEN F., *Président de la Société Française des Electriciens.*
M. CAQUOT A., *Membre de l'Institut — Président de l'Association Française de Normalisation.*
M. DAMELET H., *Président de la Fédération Nationale des Syndicats des Industries Radioélectriques et Electroniques.*
M. DAVEZAC H., *Vice-Président, Délégué du Syndicat Général de la Construction Electrique.*
M. DE BOURBON-BUSSET, *Directeur des Relations Culturelles,*
M. DUPOUY G., *Membre de l'Institut — Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique.*
M. EMON, *Président du Syndicat des Constructeurs et Négociants en Matériel Cinématographique.*
M. FLAUD J., *Directeur Général du Centre National de la Cinématographie.*
M. FRÉDÉRIC-DUPONT E., *Président du Conseil Municipal de Paris.*
M. LABROUSSE P., *Secrétaire Général des P.T.T.*
M. le Général LESCHI, *Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion-Télévision Française.*
M. MARZIN, *Directeur du Centre National d'Etudes des Télécommunications.*
M. MATHIEU F.C., *Président de l'Association Française des Ingénieurs et Techniciens du Cinéma.*
M. MAUGE, *Directeur de l'Ecole Technique de Photo et Cinéma.*
M. MÉTRAL A., *Président du Syndicat Général des Industries Mécaniques et Transformation des Métaux.*
M. MEUNIER M., *Président du Syndicat Général de la Construction Electrique.*
M. PAUTHENIER M., *Président de la Société Française de Physique.*
M. PORCHE W., *Directeur Général de la Radiodiffusion-Télévision Française.*
M. RAGEY L., *Directeur du Conservatoire National des Arts et Métiers.*
M. REMAUGÉ A., *Président de la Confédération Nationale du Cinéma Français.*
M. ROUVIÈRE, *Directeur Général des Télécommunications.*
M. SUCHET, *Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.*
M. TESSONNEAU, *Administrateur Général de l'Institut des Hautes Etudes Cinématographiques.*
M. VALENSI, *Directeur du Comité Consultatif International (Téléphone).*
M. VAN DER POL, *Directeur du Comité Consultatif International (Radio).*

COMITÉ D'ORGANISATION

Président du Comité : M. RABUTEAU G., *Président de la Société des Radioélectriciens.*

Membres du Comité :

Mme ANGEL	MM. CHAVASSE	MM. DUFOUR	MM. MERCIER
MM. ADAM	CLAVIER	GUIRAUDON	ORAIN
AUJAMES	DECEZ	LEHMANN	PIRAUX
BRAILLARD	DERIAUD	LOVICHI	PROTEAU
CHARLES	DIDIER	MATRAS	TESTEMALE
			WEIL-LORAC

GÉNÉRALITÉS

La présente brochure remplace les deux circulaires déjà publiées et contient tous les renseignements qui peuvent être donnés sur le Congrès au moment de son édition.

Le programme définitif sera remis aux participants le 5 Avril, à l'ouverture du Congrès.

Date et lieu.

Le Congrès aura lieu du Lundi au Samedi 10 Avril 1954, à la Maison de la Chimie, 29 bis, Rue St-Dominique, PARIS (VII^e).

Située dans un quartier agréable, à 100 mètres de l'Esplanade des Invalides et de l'Aérogare, la Maison de la Chimie offre l'avantage d'un garage facile des voitures et la possibilité, pour les Congressistes qui viennent par avion, d'arriver le lundi matin quelques minutes avant l'ouverture du Congrès.

Secrétariat.

Pendant la durée du Congrès un Bureau d'Accueil et le Secrétariat, donneront aux Congressistes tous renseignements utiles : inscriptions diverses, documents, etc...

Un représentant de l'American Express, dont le Comité d'Organisation s'est assuré le concours, se tiendra à la disposition des Congressistes du 5 au 10 Avril, à la Maison de la Chimie, pour toutes les questions concernant : hôtels, devises, billets et location (chemins de fer, avion, théâtres, music-halls), renseignements touristiques.

Hôtels.

Le nombre de visiteurs attendus à Paris dans les premiers jours du mois d'Avril qui marque généralement le début de la saison touristique sera, en 1954, encore plus important par suite de la proximité des Fêtes de Pâques.

Il est donc vivement recommandé à MM. les Congressistes de s'assurer le plus rapidement possible de leur logement en s'adressant directement à leur hôtel habituel ou à l'Agence locale de l'American Express.

Une liste des hôtels par catégorie, et un questionnaire sont joints au présent programme pour les personnes susceptibles d'être intéressées par cette question.

Restaurants.

Une liste des restaurants situés dans les environs immédiats de la Maison de la Chimie sera remise aux Congressistes avec le programme définitif.

Courrier et téléphone.

1^o Jusqu'au 5 Avril 1954 : Société des Radioélectriciens, 10, Avenue Pierre Larousse, MALAKOFF (Seine). Téléphone, ALEsia 04-16.

2^o Du 5 au 11 Avril 1954 : Congrès de l'Enregistrement Sonore, Maison de la Chimie, 28 bis, Rue St-Dominique, PARIS (VII^e). Téléphone INValides 10-73. MM. les Congressistes pourront se faire adresser leur courrier personnel à cette adresse.

BUT DU CONGRÈS

Les travaux du Congrès porteront sur :

— Les techniques de base utilisées : Enregistrement mécanique, photographique, magnétique, etc...

— Les domaines d'application : disques, cinéma, radiodiffusion, télévision, dispositifs à mémoire, calculateurs électroniques, machines comptables ou statistiques, dispositifs de téléphonie automatique, etc...

— Les développements récents des matériaux ou produits utilisés : émulsions photographiques, produits magnétiques (ferrites, ferro-cristaux), semi-conducteurs (diodes ou triodes au germanium ou au silicium).

Cette manifestation doit permettre des échanges de vues fructueux entre les chercheurs et techniciens. Les comptes-rendus des communications présentées au Congrès constitueront une documentation précieuse pour le développement de techniques qui paraissent devoir prendre une place importante dans la science et l'industrie.

Ainsi qu'il a été indiqué dans les précédentes circulaires, le programme du Congrès comprend :

- des conférences,
- des visites techniques d'usines et laboratoires,
- des réceptions,
- une exposition publique de matériel.

CONFÉRENCES

Les propositions de communications qui n'auraient pas été adressées aux dates prévues dans la circulaire n° 2 doivent être envoyées de toute urgence et avant le 15 Mars dernier délai, à la Société des Radioélectriciens, Congrès de l'Enregistrement Sonore, 10, Avenue Pierre Larousse, à Malakoff. Elles doivent comporter : les nom et prénom du conférencier, le titre qui doit accompagner son nom, le titre de la conférence, un résumé de 2 à 4 lignes pour édition d'un sommaire qui sera remis aux Congressistes à l'ouverture du Congrès. Le texte même de la conférence doit être également envoyé le plus rapidement possible pour édition dans un numéro de l'ONDE ELECTRIQUE. Les indications utiles concernant les projections éventuelles : diapositives, films sonores ou muets (indiquer format), et la durée approximative de l'exposé doivent être jointes au texte envoyé.

La répartition des communications reçues à ce jour a été faite en 5 sections :

- Section 1 Généralités, historique, problèmes communs, mesures.
- Section 2 Enregistrement magnétique.
- Section 3 Enregistrement cinématographique.
- Section 4 Enregistrement mécanique.
- Section 5 Applications diverses et extension au domaine des informations.

Il est prévu pour chaque communication une durée moyenne d'une heure, comprenant le temps de présentation de l'exposé, les projections et les discussions.

L'horaire définitif de chaque séance sera établi par le Secrétaire du Congrès en accord avec les conférenciers.

Liste provisoire des conférences reçues

<i>Nom et titre du conférencier</i>	<i>Titre de la conférence</i>
Section 1 — Généralités, historique, problèmes communs, mesures.	
M. AGINSKY P., CYTRIN O., KAHN A., Laboratoire Industriel d'Electricité	Les tendances actuelles dans la constitution d'une chaîne d'enregistrement.
BERNHART J., Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F.	Enregistrements et Reproductions stéréophoniques suivant le principe de Stéréophonie dirigée.
BRINER, Assistant à l'Institut de Physique de l'Université de Fribourg (Suisse)	L'emploi de l'enregistrement sonore pour l'analyse des phénomènes transitoires.
BROUGHTON W.B., B. Sc.	Méthodes économiques pour l'examen oscillographique de signaux modulés.
BRUEL, Directeur de la Société Bruel et Kjaer (Danemark)	Mesureur automatique de distorsion des enregistrements sonores.

<i>Nom et titre du conférencier</i>	<i>Titre de la conférence</i>
{ CACIOTTI, <i>Chef Service Enregistrement R.A.I.</i> SACERDOTE, <i>Docteur en Physique</i> Mlle BORDONNE (<i>Italie</i>)	Le pleurage dans les systèmes de reproduction sonore.
CHAVASSE, <i>Ingénieur en Chef des Télécommunications</i>	Sur l'application de l'enregistrement à l'étude de l'audition et à l'audiométrie.
VALLANCIEN <i>Médecin O.R.L.</i>	Evolution des techniques d'enregistrement et de reproduction des sons.
DIDIER, <i>Professeur, Conservatoire National des Arts et Métiers</i>	Evolution des méthodes de restitution de l'espace auditif.
GARRET J.W., <i>Laboratoire de Téléphonovision du Conservatoire National des Arts et Métiers.</i>	L'enregistrement des fluctuations de vitesse des enregistreurs à l'aide d'un analyseur de fréquences musicales.
GRÜTZMACHER et KALLENBACH, <i>Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Allemagne)</i>	Compteur électronique pour la détermination de la probabilité du niveau du signal enregistré.
KORN, <i>Ingénieur-Chef de travaux à l'Université de Bruxelles (Belgique)</i>	Les distorsions dans l'enregistrement et la reproduction des sons.
LUBSZINSKI, <i>Laboratoire de Téléphonovision du C.N.A.M.</i>	Les problèmes d'enregistrement et l'acoustique sous-marine.
MEUNIER, <i>Ingénieur en Chef du Génie Maritime</i>	Enregistrement sonore et Sciences humaines.
ROUGET, G. <i>Attaché au département d'ethnologie musicale du Musée de l'Homme</i>	La qualité musicale des enregistrements et l'utilisation des compresseurs-décompresseurs.
WARNIER Albert, <i>Ingénieur, Cie Française Thomson-Houston (groupe électronique)</i>	
Section 2 — Enregistrement magnétique.	
MM. ARNAUD Pierre, <i>Gérant de la Diffusion Magnétique sonore</i>	Problèmes soulevés par l'exploitation de la bande magnétique enregistrée et normalisation de la fabrication des magnétophones mis à la disposition des amateurs.
BORNE, <i>Ingénieur, Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée</i>	Etude du processus d'enregistrement magnétique avec courants alternatifs superposés.
FONTAN-PEREZ, <i>Ingénieur des Télécommunications (Espagne)</i>	Divers aspects de l'exploitation de l'enregistrement magnétique en radiodiffusion.
GALLET, <i>Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F.</i>	Contrôle de la qualité des bandes magnétiques.
GALLET, <i>Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F.</i>	Origine et particularités des bruits de fond dans l'enregistrement sur bande magnétique.
GUILLAUD, <i>Directeur du Laboratoire de Magnétisme de Bellevue (C.N.R.S.)</i>	Propriétés générales des ferrites et oxydes magnétiques.
KLEIS, <i>Sté Philips Eindhoven (Pays-Bas)</i>	Dynamique de l'enregistrement magnétique.
LOVICHI et DERIAUD, <i>Laboratoires de Recherches Kodak-Pathé.</i>	Les oxydes de fer utilisés dans la fabrication des films magnétiques.
MAYER G. <i>Représentant technique de R.C.A. pour l'Europe</i>	Développements récents sur l'enregistrement magnétique des signaux de Télévision.
PERILHOU, <i>Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquées</i>	L'enregistrement magnétique des fréquences supérieures à 100 kc/s. Conditions physiques à observer. Limites actuelles.
SCHIESSER, <i>Docteur-Ingénieur, Rundfunk Technisches Institut Nuremberg (Allemagne)</i>	Nouveaux appareils d'enregistrement magnétique employés par les Sociétés de Radiodiffusion de la République Fédérale en Allemagne.
SOUBRIER M.	Où en est actuellement le magnétophone du point de vue de l'utilisateur.
VERCELY et LEHMANN, <i>Ingénieurs C.N.E.T.</i>	Un enregistreur-lecteur magnétique pour l'enregistrement des radiocommunications air-sol-air dans l'Aviation Civile.
Dr W.K. WESTMIJZE, <i>Laboratoire de Recherches. Sté Philips, Eindhoven (Pays-Bas)</i>	Reproduction des petites longueurs d'ondes enregistrées sur bande magnétique.
Section 3 — Enregistrement cinématographique.	
MM. CORDONNIER J.	La stéréophonie dans l'enregistrement sonore cinématographique.
DIDIER, <i>Professeur, Conservatoire National des Arts et Métiers</i>	Application des procédés magnétiques à la sonorisation des films cinématographiques.
MARTIN, <i>Ancien Elève de l'Ecole Polytechnique</i>	
LOVICHI, <i>Ingénieur, Laboratoires de Recherches Kodak-Pathé</i>	Comparaison entre les propriétés électro-acoustiques des enregistrements photographiques et des enregistrements magnétiques.
LOVICHI, <i>Ingénieur, Laboratoires de Recherches Kodak-Pathé</i>	Nouveau procédé d'enregistrement sonore photographique à densité variable.

<i>Nom et titre du conférencier</i>	<i>Titre de la conférence</i>
MM. OLIVÈRES, <i>Directeur de la Société Olivèr.</i>	Synchronisation des magnétophones et des projecteurs d'amateurs.
PICOT M., <i>Sté Charollois, Picot et Cie.</i>	Mesure par une méthode de diffraction optique des propriétés dynamiques d'une émulsion photographique et en particulier de son pouvoir résolvant. Application de la mesure de la distortion des enregistrements sonores photographiques.
VIVIÉ J., <i>Secrétaire Général de la Commission Supérieure Technique du Cinéma.</i>	L'incidence des techniques nouvelles d'enregistrement du son sur la normalisation du cinéma.
Section 4 — Enregistrement mécanique.	
MM. BUTEZ, <i>Société Phonographique Philips.</i>	Les problèmes de la gravure.
CAILLIEZ, <i>Ingénieur, Industries Musicales et Electriques Pathé Marconi</i>	Le bruits de fond du disque, difficultés de fabrication.
CHARLIN, <i>Directeur des Laboratoires Charlin.</i>	Matériels d'enregistrement magnétique et techniques de prise de sons utilisés dans la réalisation de disques microsillons.
GILOTAUX, <i>Ingénieur E.S.E. Industries Musicales et Electriques Pathé-Marconi.</i>	Les caractéristiques d'enregistrement des disques.
JULSRUD Erik, <i>Ass. chief Eng. Norsk Rikskringkasting (Norvège)</i>	Recherches récentes sur les différences entre l'enregistrement avec burin chauffé et la méthode classique pour différents profils de saphirs.
MEUNIER, <i>Ingénieur de la Radiodiffusion-Télévision française.</i>	Etude de la suspension des graveurs de disques et des conditions de coupe dans la gravure des disques souples.
RAVEL et ST-HILAIRE, <i>Directeurs de la Sté Pyral.</i>	Le disque pour enregistrement direct.
Section 5 — Applications diverses et extension au domaine des informations.	
MM. BALP, <i>Ingénieur en Chef Laboratoire de Recherches Electro-mécaniques.</i>	Enregistrement automatique de la pluviométrie d'une haute vallée en vue de travaux hydroélectriques.
CHALLIER, <i>Elève de l'Ecole Pratique des Hautes Etudes. Rédacteur en Chef de la Revue Générale P.T.T.</i>	Le typosonographe phonétique ou phonétographe de M. Dreyfuss-Graf.
DRUET et KUHNE, <i>Ingénieurs à l'O.N.E.R.A.</i>	Sur un dispositif d'enregistrement des impulsions.
DUFOUR, <i>Chef de Service à la Cie Générale de T.S.F.</i>	Quelques applications des tubes cathodiques à mémoire électrostatique.
DUMOUSSEAU, <i>Chef de Service L.C.T.</i>	Mémoire de grande capacité à bande magnétique et quelques-unes de ses applications.
DUPON-TERSEN, <i>Oto-Rhino-Laryngologiste. Conseiller Médical Cie Française d'Audiologie.</i>	L'enregistrement magnétique et son utilisation en audiologie clinique : le phénomène de l'auto-audition retardée.
DUPOUY, <i>Ingénieur Ponts et Chaussées</i>	Enregistrement géophysique sur bande de magnétophone.
A.S. FORTY, B.A. A.M.I.E.E. <i>British Post Office (Angleterre)</i>	Une technique photographique de l'enregistrement sonore sur disques de verre.
GARREAU, <i>Directeur de la Société S.A.R.E.G.</i>	Mesure et transmission de grandeurs physiques par le moyen de l'enregistrement magnétique : télé-indicateur parlant de niveau d'eau.
GARREAU, <i>Directeur de la Société S.A.R.E.G.</i>	Enregistrement magnétique de longue durée : un dispositif à tête tournante utilisant le film magnétique perforé de 35 mm.
Général GILSON, <i>Directeur et OEMICHEN, Ingénieur Etablissements Belin.</i>	L'enregistrement appliqué à la mesure du temps, à l'étude des bases de temps, et au contrôle des positions d'un mobile.
Colonel LOCHARD, <i>des Transmissions Chef de la Division Interception du C.N.E.T.</i>	Enregistrement et corrélation optique.
PASQUINELLY, <i>Attaché au Laboratoire de Physiologie Acoustique</i>	Extension à la bande infra-sonore des procédés mécaniques d'enregistrement. Application à l'étude des mouvements physiologiques de très faible amplitude.
POTIER, <i>Ingénieur Société L.M.T.</i>	Nécessité d'enregistrer les informations dans les transmissions par modulation d'espace de impulsions.
POULLIN, <i>Chef de Travaux. Groupe de Recherches sur la Musique Concrète de la Radiodiffusion-Télévision Française.</i>	L'apport des techniques d'enregistrement dans la fabrication de matières et de formes musicales nouvelles. Application à la musique concrète.
RAYMOND, <i>Directeur de la Société d'Electronique et d'Automatisme.</i>	L'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer.
TOUTAN, <i>Ingénieur au C.N.E.T.</i>	Ligne à retard variable à ruban magnétique.
VASSEUR, <i>Sté Française Radioélectrique.</i>	Possibilités d'améliorer le rendement d'une liaison par un enregistrement des informations. Application à la retransmission d'une image de radar ou de télévision.
VILLE, <i>Docteur ès-Sciences. Ingénieur en Chef de la Sté Alsacienne de Constructions Mécaniques.</i>	Problèmes généraux sur l'enregistrement des informations.

VISITES TECHNIQUES

Des visites techniques de Studios, Laboratoires, Usines, seront organisées les Mercredi 7 et Vendredi 9 après-midi, le Samedi 10 dans la matinée avant la séance de clôture du Congrès.

Les visites prévues actuellement sont les suivantes :

- Visites des usines Kodak-Pathé à Vincennes (films cinématographiques, photographiques, magnétiques).
- Visite des Usines Pyral à Créteil (disques pour enregistrement direct et films magnétiques).
- Visite du Centre Pierre Bourdan de la Radiodiffusion-Télévision Française.
- Visites de Studios et Laboratoires Cinématographiques à Joinville, Epinay, Boulogne.
- Visite de l'Usine Pathé-Marconi à Chatou.
- Visite des installations techniques du Cinéma Gaumont-Palace.

Les inscriptions pour ces visites seront faites le matin de l'ouverture du Congrès.

RÉCEPTIONS

Lundi 5 Avril. Réception en fin d'après-midi à l'Hôtel de Ville par le Conseil Municipal de Paris.

Mardi 6 Avril. Soirée de variétés offerte par la Radiodiffusion-Télévision Française.

Mercredi 7 Avril et Vendredi 9. A l'issue des visites techniques faites dans l'après-midi à Kodak-Pathé ou Société Pyral, cocktails offerts par chacune de ces deux Sociétés.

Jeudi 8 Avril. Concert symphonique par l'Orchestre National de la Radiodiffusion-Télévision Française. A l'issue du concert présentation éventuelle de musique concrète et de stéréophonie par le Groupe de Recherches de la R.T.F.

Vendredi 9 Avril. Dîner du Congrès (prix du dîner 1 500 frs).

Samedi 10 Avril. Vin d'honneur offert par le Comité d'Organisation, à l'issue de la séance de clôture. Dans l'après-midi, départ pour l'excursion aux Châteaux de la Loire. Spectacle de nuit au Château de Chenonceaux.

Dimanche 11 Avril. Visite des Châteaux de Cheverny et Chambord. Déjeuner à Blois, retour à Paris en fin d'après-midi.

Prix total de l'excursion, 6 200 frs par personne tout compris (transport, repas, visites, logement).

Toutes ces réceptions se feront en tenue de ville.

PROGRAMME DU CONGRÈS

Lundi 5 Avril.

8 h. 30 à 10 h. 45. Enregistrement individuel des Congressistes au Bureau d'accueil.

Inscriptions pour les visites techniques, confirmation pour les réceptions, excursions, dîner officiel.

Remise de documents et informations.

Lundi 5 Avril.

11 heures. Séance d'ouverture dans le grand amphithéâtre. Adresse de bienvenue par M. RABUTEAU, Président du Comité d'Organisation du Congrès.

Allocution par M. le Prince Louis DE BROGLIE, Président du Comité d'Honneur.

14 h. à 15 h. Confirmation des inscriptions pour les visites, réceptions, excursions, dîner officiel.

15 h. à 16 h. 30. Inauguration de l'Exposition.

17 h. à 18 h. Réception à l'Hôtel de Ville par le Conseil Municipal de Paris (Transport de la Maison de la Chimie à l'Hôtel de Ville en autocar).

Mardi 6 Avril.

9 h. à 12 h. Réunion des sections techniques.

14 h. 30 à 17 h. 30. Réunion des sections techniques.

21 heures. Soirée de variétés offerte par la Radiodiffusion-Télévision Française.

Mercredi 7 Avril.

9 h. à 12 h. Réunion des sections techniques.

14 h. 30. Visites techniques.

(Transport aller et retour en autocar depuis la Maison de la Chimie. Retour à Paris vers 19 h.).

Jeudi 8 Avril.

9 h. à 12 h. Réunion des sections techniques.

14 h. 30 à 17 h. 30. Réunion des sections techniques.

20 h. 30. Concert symphonique, au théâtre des Champs-Élysées, par l'Orchestre National de la Radiodiffusion-Télévision Française.

Vendredi 9 Avril.

9 h. à 12 h. Réunion des sections techniques.

14 h. 30. Visites techniques.

(Transport aller et retour en autocar depuis la Maison de la Chimie. Retour à Paris vers 19 h.).

20 h. 30. Dîner du Congrès.

Samedi 10 Avril.

9 h. à 10 h. Visite des installations techniques du Cinéma Gaumont.

11 heures. Séance de clôture présidée par M. G. RABUTEAU, Président de la Société des Radioélectriciens.

Allocutions. A l'issue de la séance, un vin d'honneur sera offert par le Comité d'Organisation du Congrès.

14 h. 30. Départ pour l'excursion aux Châteaux de la Loire.

Dimanche 11 Avril.

Fin d'après-midi, Retour à Paris.

INVITATIONS

Dans le but d'agrémenter le séjour à Paris des dames qui accompagneront certains Congressistes, le Comité d'Organisation a établi un programme comportant notamment :

- Réception à l'Hôtel de Ville de Paris,
- Excursion au Château de la Malmaison,
- Présentation de la Collection d'été chez un grand couturier,
- Visite du Musée du Louvre,
- Places de Cinéma et de Théâtre.
- Visites techniques (voir programme du Congrès).

Le programme détaillé et les invitations correspondantes seront données par le Bureau d'Accueil le lundi 5 Avril.

INSCRIPTIONS ET PAIEMENT

Congrès.

1 500 F par personne inscrite au Congrès.

Inscriptions donnant droit au numéro spécial de l'Onde Electrique, aux sommaires des conférences et comptes-rendus des discussions, visites d'usines ou laboratoires, transports pour ces visites, réceptions officielles (dîner du Congrès exclu), carte d'entrée permanente à l'Exposition.

Dîner du Congrès le vendredi 9 Avril.

Le prix du dîner est de 1 500 frs par personne, boisson, service, taxe compris.

Excursion aux Châteaux de la Loire et spectacle de nuit au Château de Chenonceaux.

Samedi 10 et Dimanche 11 Avril.

Prix total 6 200 frs par personne, tout compris (transport, repas, visite, hôtel).

Date limite pour inscriptions et paiements.

La date limite pour l'inscription des auditeurs ou des conférenciers est fixée au 1^{er} Mars 1954.

Les frais d'inscription (1 500 frs par personne) devront être payés pour cette même date.

A titre tout à fait exceptionnel, les Congressistes Etrangers qui auraient des difficultés de change, pourraient payer les frais d'inscription le matin de l'ouverture du Congrès.

Dans le but de faciliter le travail du secrétariat le Comité d'Organisation demande instamment aux Congressistes qui désirent participer au dîner du Congrès et à l'excursion aux Châteaux de la Loire de s'inscrire et de régler les frais correspondants avant le 1^{er} mars 1954.

Toutefois, les inscriptions et le paiement des frais pour ces manifestations seront reçus jusqu'au lundi 5 avril dernier délai.

Modes de règlement.

Les règlements doivent être effectués à l'adresse de la Sté des Radioélectriciens, 10, Avenue Pierre Larousse MALAKOFF (Seine), de l'une des façons suivantes.

Chèque bancaire — Mandat poste — Mandat carte,

Compte courant postal n° 697.38 Paris,
Banque de Paris et des Pays-Bas, 3, rue d'Antin, Paris (2^e).

EXPOSITION

Une exposition publique de matériel aura lieu à la Maison de la Chimie en même temps que le Congrès. Elle sera ouverte, du Lundi 5 au Dimanche 11 Avril inclus.

Il ne reste plus que quelques stands disponibles (stands de 2 m² et 4 m² au prix de 5 000 frs le m², décoration, assurance et électricité en sus).

Les Sociétés qui ne sont pas encore inscrites et qui désirent exposer du matériel sont priées de se faire connaître le plus rapidement possible, les formalités à remplir leur seront indiquées par retour du courrier.

Les Sociétés exposantes recevront prochainement une notice contenant le règlement de l'Exposition.

VOCABULAIRE TECHNIQUE

TÉLÉVISION

Télévision. — Art d'assurer à distance, au moyen d'un système de télécommunication, la vision de scènes ou bien d'images animées ou fixes.

Téléviser. — Transmettre par télévision.

Téléviseur. — Opérateur qui téléviser.

Télévision directe. — Télévision d'une scène réelle avec prise de vue directe.

Télécinéma. — Télévision de scènes enregistrées sur film cinématographique.

Prise de vue directe. — Ensemble des opérations nécessaires pour téléviser une scène réelle.

Camera (de télévision). — Appareil dans lequel s'effectue la traduction des images optiques en signaux électriques de télévision.

Radioviseur. — Appareil recevant les signaux de télévision par voie radioélectrique (ou par câble) et reconstituant une image.

Tube analyseur. — Tube électronique traduisant, sans l'intervention de moyens mécaniques, une image latente électronique à téléviser en signaux électriques de télévision.

Image latente électronique. — Dans certains tubes analyseurs, traduction électrique de l'image optique sous forme de charges élémentaires durables réparties sur une surface.

Tube analyseur à accumulation. — Tube analyseur dans lequel se forme une image latente électrique.

Cinescope. — Tube à faisceau électronique comportant un écran fluorescent et traduisant en image les signaux électriques de télévision.

Monoscope. — Tube analyseur spécial permettant, sans le secours d'aucune lumière, ni d'aucun système optique, la transmission d'une image fixe placée, une fois pour toutes, à l'intérieur du tube.

Format d'image. — Rapport de la largeur de l'image à sa hauteur.

Exploration (en télévision). — 1^o A l'émission, opération par laquelle on prospect successivement les différents points de l'image à téléviser, en vue de traduire la brillance de ces points en signaux électriques correspondants.

2^o A la réception, opération par laquelle on rend lumineux successivement, en fonction des signaux électriques reçus, les différents points de l'écran fluorescent en vue de reproduire l'image.

Analyse. — Exploration à la prise de vue.

Synthèse. — Exploration ayant pour effet de reconstituer l'image sur l'écran d'un cinescope.

Spot analyseur. — Surface élémentaire d'exploration que l'on fait se déplacer sur toute la surface de l'image à transmettre, afin d'en effectuer l'analyse.

Spot synthétiseur. — Surface élémentaire d'exploration que l'on fait se déplacer sur toute la surface de l'écran d'un récepteur afin de reconstituer l'image transmise.

Balayage (de télévision). — Action matérielle de déplacer un spot (analyseur ou synthétiseur) pour effectuer l'exploration d'une image.

Système à modulation de vitesse (de balayage). — Système de réception de télévision dans lequel on fait varier la vitesse de balayage du spot pour moduler la brillance des points de l'image.

Lignes de balayage. — Lignes d'exploration limitées par les bords de l'image, en général rectilignes et horizontales, et parcourues successivement par un spot.

Définition d'une image. — Grandeur caractérisant la finesse de détails d'une image, susceptibles d'être transmis par un système donné de télévision. Elle est fonction, notamment du nombre de lignes de balayage et du nombre de points séparables par ligne.

Imperfection effective. — Grandeur mesurant la dimension des défauts apparaissant sur une image par suite de son mode d'exploration.

Distorsion d'ouverture. — Affaiblissement relatif des signaux à fréquences les plus élevées du signal vidéo dû aux dimensions du spot dans les tubes utilisés. (tube analyseur ou cinescope).

Déviations-lignes. — Mouvement de va-et-vient, généralement horizontal, imposé au spot en vue d'effectuer point par point l'analyse des lignes successives.

Déviations-images. — Mouvement de va-et-vient, généralement vertical, imposé au spot en vue d'effectuer ligne par ligne l'analyse des images successives.

Trame. — Figure constituée par l'ensemble des lignes balayées au cours d'un aller et retour du spot dans le sens vertical.

Image (géométrique). — Dans l'exploration entrelacée, ensemble des trames explorées entre deux passages consécutifs du spot au même point (sans tenir compte de la couleur dans le cas de la télévision en couleurs). Dans l'exploration non entrelacée, l'image géométrique se réduit à une trame.

Exploration entrelacée ou entrelacement. — Mode d'exploration dans lequel deux trames balayées consécutivement sont légèrement décalées normalement aux lignes, des trames de même position étant toutefois balayées à des intervalles de temps égaux.

Collier de déviation. — Ensemble des bobinages et circuits magnétiques disposés autour du col d'un cinescope ou d'un tube analyseur pour réaliser le balayage par champs magnétiques.

Cadrage. — Réglage permettant de placer correctement l'image dans le cadre de l'écran d'un cinescope. Ce réglage est obtenu au moyen des organes de cadrage.

Télévision (en couleurs) séquentielle. — Système de télévision en couleurs, utilisant la trichromie additive, dans lequel les trois images élémentaires impressionnent successivement l'œil de l'observateur.

Télévision (en couleurs) simultanée. — Système trichrome de télévision, dans lequel les trois images élémentaires sont utilisées simultanément pour composer l'image présentée à l'observateur.

Image colorée. — En télévision en couleurs séquentielle, ensemble des trames explorées entre deux passages consécutifs du spot au même point, avec la même couleur de trame.

Ordre d'entrelacement. — Nombre de trames constituant une image géométrique.

Séquence d'entrelacement. — Suite de chiffres indiquant les positions respectives des trames constituant l'image.

Signal de vision. — Signal traduisant la brillance des divers éléments d'image explorée au cours du temps.

Signal de synchronisation. — Signal déterminant le synchronisme du balayage.

Signal vidéo. — Ensemble des signaux de vision et de synchronisation, passant par la voie de transmission normale.

Vidéo fréquence. — Fréquence d'une composante du spectre d'un signal vidéo.

Signal vidéo sonore ou signal composite. (de télévision). — Signal comprenant en plus du signal vidéo, un signal transmettant le son.

Composante alternative du signal de vision. — Composante alternative à videofréquence traduisant les fluctuations relatives de brillance des différents points de l'image.

Composante continue du signal de vision. — Composante continue ou à variation très lente, fonction de la brillance moyenne des images, et qui, ajoutée à la composante alternative permet de traduire les brillances absolues des différents points.

Transmission avec composante continue. — Système de transmission d'un signal de télévision dans lequel la composante continue du signal produit dans l'équipement de prise de vue accompagne ce signal jusqu'au tube récepteur.

Circuit éliminateur (du son). — Dans un récepteur de télévision, circuit éliminateur accordé sur la fréquence de l'onde porteuse du son pour l'empêcher de pénétrer dans la chaîne amplifiant les signaux de vision (en anglais : *Sound Rejector*).

Fréquence des lignes. — Nombre de lignes balayées par seconde.

Fréquence des trames. — Nombre de trames balayées par seconde. (Dans le cas de la télévision en noir et blanc, *frame frequency* en Grande Bretagne et *field frequency* aux Etats-Unis. Dans le cas de la télévision en couleur, *color field frequency* aux Etats-Unis).

Fréquence des images (géométriques). — Nombre d'images géométriques transmises par seconde. (En Grande-Bretagne, *picture frequency* ; aux Etats-Unis *frame frequency*).

Fréquence des couleurs. — Nombre des trames d'une même couleur transmises par seconde. (Aux Etats-Unis, *color frame frequency*).

Fréquence des images colorées. — Nombre d'images colorées transmises par seconde (Aux Etats-Unis, *color picture frequency*).

Impulsion de lignes. — Signal unique ou combinaison de signaux dont l'ensemble détermine la synchronisation du balayage, lignes, généralement horizontal.

Impulsion d'image. — Signal unique ou combinaison de signaux dont l'ensemble détermine la synchronisation du balayage-image, généralement vertical.

Signaux d'égalisation. — Signaux additionnels ajoutés dans certains systèmes de synchronisation, en vue d'accroître la facilité de l'entrelacement. Le mot allemand *trabant* désigne un signal d'égalisation particulier.

Retour du spot. — Mouvement du spot s'étendant de la fin de la transmission d'une ligne au début de la transmission de la ligne suivante. De même, mouvement du spot s'étendant de la fin de la transmission d'une trame au début de la transmission de la trame suivante.

Signal de blocage. — Signal permettant de faire disparaître la trajectoire de retour du spot lors de l'analyse ou de la synthèse.

Signal de suppression. — Signal bloquant le fonctionnement de la chaîne d'amplification afin d'arrêter la transmission de certains phénomènes parasites prenant naissance lors du blocage du spot analyseur.

Signaux de correction. — Signaux additionnels ajoutés aux signaux de vision en vue de compenser les phénomènes parasites (taches) présentés par certains tubes analyseurs.

Niveau du noir. — Valeur de la tension du signal vidéo correspondant au blocage du faisceau électronique du tube cathodique de réception.

Infra-noir. — Valeur de la tension du signal vidéo correspondant à la transmission de la pointe des signaux de synchronisation, lorsque ces signaux et ceux de vision sont situés de part et d'autre du niveau au noir.

Ultra-blanc. — Valeur de la tension du signal vidéo correspondant à la transmission de la pointe des signaux de synchronisation, lorsque ces signaux et ceux de vision sont situés du même côté du niveau du noir.

Modulation positive. — Modulation dans laquelle le passage du noir au blanc provoque une augmentation d'amplitude de l'onde à haute fréquence.

Modulation négative. — Modulation dans laquelle le passage du noir au blanc provoque une diminution d'amplitude de l'onde à haute fréquence.

Mire. — Image conventionnelle qui, transmise par télévision, permet de juger de la qualité de la transmission.

Mire de définition. — Mire permettant de chiffrer la définition d'une transmission de télévision.

Coin de définition. — Élément de mire de définition en forme de coin, comportant des lignes alternées noires et blanches disposées en éventail.

Papillotement. — Défaut d'une image de télévision dont la luminosité moyenne varie à une cadence plus ou moins rapide, mais visible à l'œil.

Papillotement d'interligne. — En application entrelacée, effet résiduel de papillotement provenant du fait que les explorations de deux lignes contigües s'effectuent avec un décalage dans le temps non négligeable.

Papillotement chromatique. — Défaut d'une image de télévision en couleurs dans laquelle la couleur d'un point varie visiblement au cours du temps.

Papillotement chromatique d'interligne. — En télévision en couleurs entrelacée, effet résiduel du papillotement chromatique provenant du fait que les explorations de deux lignes contigües appartiennent à des trames colorées différentes.

Parallaxe de déplacement (Erreur de). — Distorsion dans la couleur ou la géométrie affectant une image mobile, due à la non simultanéité de l'exploration de tous ses points.

Visibilité de la trame. — Défaut d'une image dans laquelle la structure des lignes d'analyse est apparente pour un spectateur normalement placé.

Défilement des lignes. — Défaut d'une image dans laquelle la trame paraît se déplacer d'un mouvement régulier.

Pairage. — Défaut d'une image entrelacée dans laquelle l'équidistance des lignes des trames entrelacées n'est pas respectée.

Distorsion géométrique. — Défaut d'une image dans laquelle les formes géométriques des figures transmises, même immobiles, ne sont pas respectées.

Effet d'écho. — Défaut d'une image se manifestant par la superposition de deux ou plusieurs images correspondant à des signaux différés par un phénomène d'écho, prenant naissance soit au cours de la propagation, soit dans les appareillages de la chaîne de transmission (en anglais : *ghost*).

Franges. — Défaut d'une image dans laquelle les contours nets paraissent bordés de franges, ressemblant à des franges de diffraction.

Trainée. — Défaut d'une image dans laquelle une zone fortement contractée sur un fond assez uniforme perturbe, sur chaque ligne, la restitution des points extérieurs à la zone, de telle sorte que la valeur moyenne de la teinte se trouve modifiée à l'intérieur d'une bande limitée horizontalement par les frontières inférieure et supérieure de la zone contrastée.

Plastique. — Combinaison des deux défauts de franges et de trainée, donnant une impression de relief sur des figures planes (des titres, par exemple).

Distorsion de demi-teinte. — Distorsion par laquelle les brillances relatives des différentes surfaces ne sont pas correctement restituées.

Drapeau. — Déformation d'une image provenant d'un défaut de synchronisation et se traduisant par le glissement d'un groupe de lignes sur elles-mêmes, généralement dans le haut de l'image.

Sautillement d'image. — Défaut de synchronisation d'une image de télévision se traduisant par un déplacement saccadé et irrégulier de cette image.

Brouillard (de fond). — Sur un écran de télévision ou de radio-détection à modulation d'intensité, effet produit par le bruit de fond de la chaîne de transmission, se traduisant par des perturbations erratiques de brillance.

Neige (effet de). — Sur un écran de télévision, ou de radiodétection à modulation d'intensité, effet produit par des parasites et se traduisant par des perturbations erratiques de brillance ayant l'aspect de taches isolées (en anglais : *snow*).

Tache. — Défaut de certains tubes analyseurs se traduisant par une non-uniformité du niveau du « noir » sur toute la surface de l'image.

Stries de ronflement. — Perturbations causées sur une image par un signal parasite périodique à basse fréquence.

Correction de trapèze. — Correction permettant d'éviter la distorsion en trapèze introduite systématiquement par l'inclinaison du canon à électrons de certains tubes analyseurs ou cinescopes.

Moirure. — Défaut de l'image provenant, par exemple, du battement entre la structure spatialement périodique des lignes du balayage, et, éventuellement, celle de certaines parties de l'objet.

ANALYSES

Transmission téléphonique. — Théorie des lignes, par R. CROZE et L. SIMON, *Ingénieurs généraux des télécommunications*. (Editions Eyrolles, 61, boulevard Saint-Germain, Paris-5^e).

La théorie des lignes de télécommunication, qui fait l'objet du cours de transmission téléphonique, s'applique maintenant aux câbles pour radiofréquences, puisque les auteurs de ce livre y ont inclus les câbles de télévision : une partie importante de l'ouvrage est consacrée au câble coaxial et à son emploi en haute fréquence ; c'est dire que cet ouvrage présente un intérêt nouveau pour ceux qui s'occupent de radiotechnique, où les conducteurs coaxiaux sont fréquemment employés. Il en sera d'autant plus apprécié que les auteurs ont exposé la théorie dans tous ses détails, et qu'ils ont complété leur ouvrage par des tables numériques qui permettent de traiter les applications pratiques.

Le contenu de l'ouvrage est indiqué par l'énumération de ses principaux chapitres :

PREMIERE PARTIE. — Transmission.

Chapitre I, Fréquences des courants mis en jeu dans les différentes catégories de transmissions — Chapitre II, Les paramètres primaires des lignes — Chapitre III, Les paramètres secondaires les lignes homogènes — Chapitre IV, Généralités sur les défauts de la transmission — Chapitre V, Les câbles chargés — Chapitre V, Les réflexions — Chapitre VII, Extension de la notion d'affaiblissement ; équivalent et niveaux.

DEUXIEME PARTIE. — La diaphonie.

Chapitre VIII, Diaphonie entre paires symétriques — Chapitre IX, La diaphonie dans les câbles coaxiaux — Chapitre X, Mesures relatives à la diaphonie.

Des annexes contiennent les tables de e^x , e^{-x} et des fonctions hyperboliques, les caractéristiques des lignes aériennes et souterraines du réseau français, des courbes relatives au calcul du coefficient de réflexion, au calcul de la diaphonie.

E.P

La Télévision en Couleurs, par L. CHRETIEN, une brochure de 96 pages, 13,5 × 21 cm, Editions Chiron, 40, rue de Seine à Paris-6^e. Prix 360 F.

Dans la collection « Précisions sur... » M. Lucien CHRETIEN vient de publier un ouvrage sur la télévision en couleurs. Après avoir dit ce que l'on doit savoir de la couleur et de la colorimétrie l'auteur indique comment peut se faire le passage de la télévision en noir à la télévision en couleurs et dans quelles conditions les deux systèmes sont « compatibles » ; il donne le principe des premières solutions utilisées pour terminer par une description du tube tricolore de la R.C.A.

D'une lecture facile, rigoureux dans sa présentation, l'ouvrage de M. CHRETIEN doit permettre à tous ceux qu'intéresse la télévision en couleurs d'avoir une connaissance suffisante des problèmes posés et de se faire une opinion non dirigée sur les différents systèmes présents ou futurs en concurrence technique ou commerciale.

R. R.

ERRATUM

Article de H. FEISSEL : « Lignes à retard à constantes localisées ». *Onde Electrique*, n° 322, de Janvier 1954, pages 53 à 58. Nous nous excusons auprès de nos lecteurs de l'exécution défectueuse des clichés des figures 5 et 6 que nous présentons ci-dessous pour une meilleure compréhension de l'article

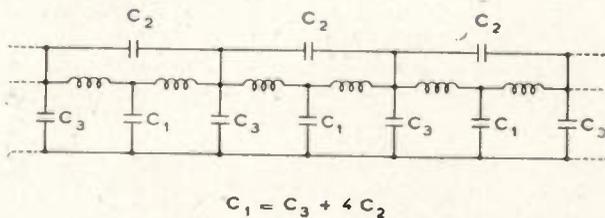
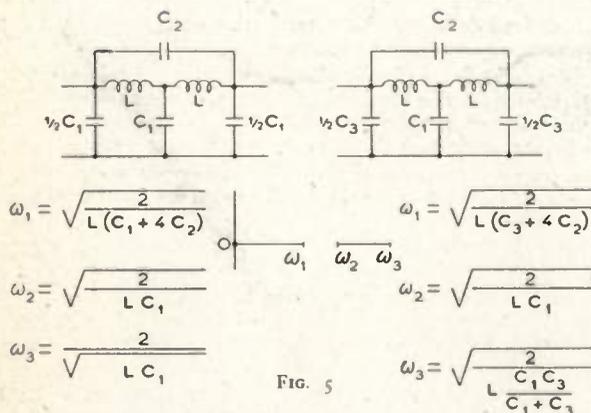


FIG. 6 — Structure coaxiale corrigée