

L'ONDE ÉLECTRIQUE

34^e ANNÉE. N° 329-330

AOUT-SEPTEMBRE 1954

PRIX : 250 FRANCS

Library
Boulder Laboratories
National Bureau of Standards
Boulder, Colorado

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



NOTRE COUVERTURE

GAMME de TUBES COMP.
TEURS GEIGER-MULLER fabri-
qués en série par le Laboratoire
Central de Télécommunications sous
licence du Commissariat à l'Énergie
Atomique.

LIRE DANS CE NUMÉRO

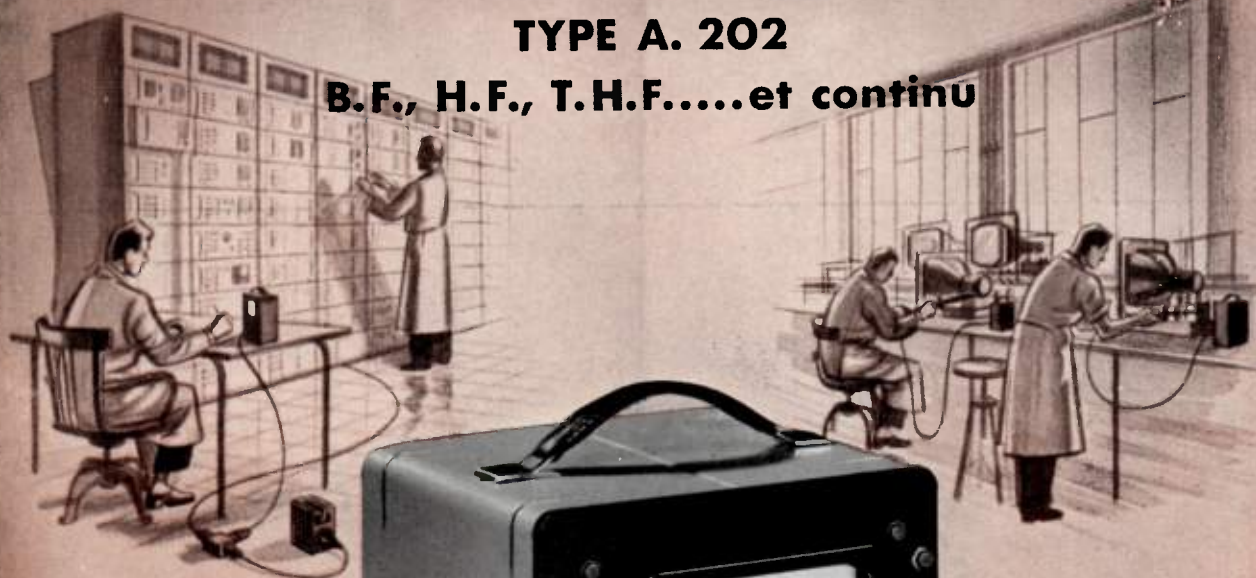
Photoconductivité : A. ROSE — Compteurs
G.M. : PICARD et BENOIT — Impédance para-
sitaire de cathode : M. BERTHAUD, et Appareil
pour la mesure : P. SEVIN — Transmissions
à niveau de bruit élevé : de JAGER — Im-
pulsions déformées et déplacées : R. FOR-
TET — Réseaux correcteurs en servomé-
canismes : P. BONNET — Enregistre-
ment d'impulsions : DESNEIGES
et PAGES — 60 ans d'E.S.E.,
etc., etc., etc.

700 MHz... 30.000 V.

VOLTMÈTRE ÉLECTRONIQUE

TYPE A. 202

B.F., H.F., T.H.F.....et continu



★ Mesures des tensions alternatives de 20 Hz à 700 MHz

0 à 150 volts directement

0 à 1.500 volts avec diviseur extérieur type DT 101

Capacité d'entrée < 2 pF

★ Mesures des tensions continues

0 à 1.500 volts directement (R d'entrée = 100 MΩ)

0 à 30.000 volts avec diviseur extérieur type DT 201 (R d'entrée = 11.000 mégohms: Émission, Télévision

★ Mesures sur lignes coaxiales

A l'aide du T de mesures type A. 8357

★ Mesures des valeurs de crête d'impulsions

Émission, Réception, Radar, Télévision.



★ AUTRES FABRICATIONS

Générateurs T.B.F., B.F., H.F., T.H.F., U.H.F.

MÉG OHMMÈTRES
Q MÈTRES - FRÉQUENCE-
MÈTRES - ÉTALONS,
ETC., ETC...



Ets GEFROY & Cie — 7 à 9, RUE DES CLOYS

PARIS - XVIII — TÉL. : MONTMARTRE 44-45

L'ONDE ÉLECTRIQUE

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

ABONNEMENT D'UN AN

FRANCE 2500 F
ETRANGER 2800 ,

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine — PARIS (6^e)

C. C. P. PARIS 53-35

Prix du

Numéro :

250 francs

Vol. XXXIV

AOUT-SEPTEMBRE 1954

Numéro 329-330

SOMMAIRE

	Pages
La Photoconductivité	A. ROSE 645
Les compteurs de Geiger-Müller (G. M.). Les circuits associés et techniques de comptage	E. PICARD A. BENOIT 652
L'impédance parasite de cathode	M. BERTHAUD 663
Appareil sensible pour la mesure de la résistance parasite de cathode	P. SEVIN 673
Les limites théoriques de la transmission en cas de niveau de bruit élevé, pour différents systèmes de modulation continue et de modulation codée	P. DE JAGER 675
Spectre moyen d'une suite d'impulsions en principe périodiques et identiques mais déplacées et déformées aléatoirement	R. FORTET 683
Les réseaux correcteurs pour servomécanismes à fréquence porteuse	P. BONNET 688
Description d'un dispositif d'enregistrement	P. DESNEIGES A. PAGES 700
Soixantenaire de l'Ecole Supérieure d'Electricité	705
In memoriam : Michel ADAM	P. LIZON 722

Sur la couverture :

Gamme de tubes compteurs GEIGER-MÜLLER fabriqués en série par le Laboratoire Central de Télécommunications sous licence du Commissariat à l'Energie Atomique.

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. POMEY, Inspecteur Général des P.T.T.
- 1926 E. BRYLINSKI, Ingénieur.
- 1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
- 1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
- 1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
- 1930 Ed. BELIN, Ingénieur.
- 1931 C. GUTTON, Membre de l'Institut.
- 1932 P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
- 1933 L. BRÉGUET, Ingénieur.
- 1934 Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T.S.F.
- 1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
- 1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Central d'Electricité
- 1937 † F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur es-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 — Télévision Française.
- 1952 J. de MARE, Ingénieur Conseil.
- 1953 P. DAVID, Ingénieur en chef à la Marine.

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1954)

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

Président désigné pour 1955 :

M.H. PARODI, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.

Vice-Présidents :

MM. R. AUBERT, Directeur Général adjoint de la S.F.R.
E. FROMY, Directeur de la Division Radioélectricité du L.C.I.E.
A. ANGOT, Ingénieur militaire en Chef, Directeur de la Section d'Etudes et de Fabrications des Télécommunications.

Secrétaire Général :

M.J. MATRAS, Ingénieur Général des Télécommunications.

Trésorier :

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

Secrétaires :

MM. G. ESCULIER, Ingénieur Conseil.
R. CHARLET, Ingénieur des Télécommunications.
J.M. MOULON, 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.	Mme ANGEL.
8	Electronique appliq.	M. RAYMOND.	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. MOUSSEIGT, 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 Secrétariat de la Société des Radioélectriciens, 10, Avenue Pierre-Larousse, à Malakoff (Seine).

CONSEIL DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

- MM. A. BLANC-LAPIERRE, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger.
L. CAHEN, ancien Ingénieur en Chef des Télécommunications.
A. CAZALAS, Ingénieur aux Laboratoires de Télévision et Radar. de la Cie pour la fabrication des Compteurs.
P. CHAVASSE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
A. DANZIN, Directeur de la Société « Le Condensateur Céramique »
A. DAUPHIN, Ingénieur Militaire Principal des Télécommunications.
J. DOCKES, Ingénieur des Télécommunications, Service des Recherches et du Contrôle Technique des P.T.T.
C. MERCIER, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
J. BOULIN, Ingénieur des Télécommunications à la Direction des Services Radioélectriques.
F. CARBENAY, Ingénieur en Chef au Laboratoire National de Radio-électricité.
G. CHEDEVILLE, Ingénieur Général des Télécommunications.
R. FREYMAN, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
J. MIARQUE, Secrétaire Général du C.C.R.M. à Bruxelles.
F.H. RAYMOND, Directeur de la Société d'Electronique et d'Automatisme.

- MM. J.L. STEINBERG, Maître de Recherches au C.N.R.S.
L. DE VALROGER, Directeur du Département Radar-Hyperfréquences de la Cie Française Thomson-Houston.
J. ICOLE, Ingénieur en chef des Télécommunications, Chef du Département Faisceaux-Hertziens, Direction des Lignes Souterraines à Grande Distance.
J. LOCHARD, Lieutenant Colonel, Chef des Services Techniques du Groupe de Contrôle Radioélectrique.
N'GUYEN THIEN CHI, Chef de Département à la Cie Gle de T.S.F., Ingénieur-Conseil Cie Industrielle des Métaux électroniques.
G. POTIER, Ingénieur à la Société « Le Matériel Téléphonique ».
P. RIVÈRE, Chef du Service « Multiplex » de la Sté Française Radioélectrique.
M. SOLLIMA, Directeur du Groupe Electronique de la Cie Française Thomson-Houston.
H. TESTEMALE, Ingénieur des Télécommunications.
A. VIOLET, Chef de Groupe à la Sté « Le Matériel Téléphonique »

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LA PHOTOCONDUCTIVITÉ, par A. ROSE, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 645 à 651).

La photoconductivité est la variation de la conductivité de certains corps sous l'action de la lumière ou d'un rayonnement électromagnétique, X ou γ par exemple. Les phénomènes de photoconductivité dépendent de la durée de vie des porteurs de charges, électrons ou trous, et du temps de réponse du photoconducteur. Leur étude permet de déterminer la disposition des niveaux d'énergie dans les zones interdites des photoconducteurs.

LES COMPTEURS DE GEIGER-MÜLLER (G. M.), CIRCUITS D'UTILISATION ET TECHNIQUES DE COMPTAGE, par E. PICARD et A. BENOIT, *Ingénieurs au Commissariat à l'Energie Atomique*, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 652 à 662).

Considérant le développement de plus en plus important des applications des radioéléments, à la fois dans le domaine scientifique et industriel, on examine dans cet article l'utilisation des compteurs G. M. qui présentent de très grands avantages de la simplicité et de la stabilité sur les autres types de détecteurs courants.

Après une étude du fonctionnement du compteur on définit ses limitations de réponse en « temps ». Une description est faite des principaux circuits d'utilisation des compteurs G. M.

Etant donné que dans beaucoup d'applications des radioéléments on est amené à mesurer le taux relatif de désintégrations pour plusieurs échantillons de même espèce, les principes techniques de ces mesures sont exposés pour la détection des rayonnements α , β et γ .

L'IMPÉDANCE PARASITE DE CATHODE, par Mlle M. BERTHAUD, *Ingénieur à la Radiotechnique*, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 663 à 672).

L'impédance parasite de cathode (I_{pk}) est un défaut qui se développe sur certains tubes électroniques au cours de leur vie et qui est constitué par l'apparition d'une impédance située à l'intérieur du tube, dans la cathode. Elle a pour effet de faire pivoter les caractéristiques statiques du tube et provoque des effets de contre-réaction sélective qui sont à l'origine des différentes méthodes de mesure.

La résistance parasite de cathode est une résistance physiquement réelle, sa valeur varie avec les conditions de mesure (courant débité et température de la cathode); la croissance de cette résistance au cours de la durée est influencée aussi par la température de la cathode et par le débit du tube.

Diverses hypothèses sur les causes de ce phénomène ont été proposées : décollements de la couche d'oxydes, résistance élevée de la couche d'interface manchon-oxyde. Ces hypothèses sont insuffisantes pour expliquer l'ensemble du phénomène, auquel il semble que toute la cathode participe.

APPAREIL SENSIBLE POUR LA MESURE DE LA RÉSISTANCE PARASITE DE CATHODE, par P. SEVIN, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 673 et 674).

Un tube électronique présentant une impédance parasite de cathode a un gain plus élevé en haute fréquence qu'en basse fréquence. Les mesures de gain classiques sont délicates et ne permettent pas de déceler les faibles valeurs de résistance parasite. Dans cet article, l'auteur montre comment une mesure différentielle d'amplification en haute et basse fréquence, obtenue en appliquant simultanément les deux signaux à la grille du tube à contrôler, augmente la sensibilité, et simplifie la construction et l'utilisation de l'appareil.

LES LIMITES THÉORIQUES POUR LA TRANSMISSION EN CAS DE NIVEAU DE BRUIT ÉLEVÉ, DANS QUELQUES SYSTÈMES DE MODULATION CONTINUE ET DE MODULATION CODÉE, par F. DE JAGER, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954, (pages 675 à 682).

Le rapport signal/bruit est examiné dans les systèmes de modulation de fréquence, modulation d'impulsions en temps, modulation codée (à code binaire) et modulation en delta, en regardant spécialement un niveau de bruit élevé. En choisissant la valeur de la bande passante optimale on trouve une limite théorique pour le rapport signal/bruit qui est plus ou moins égale pour tous les systèmes. Afin d'obtenir, par exemple, un rapport signal/bruit de 30 ou resp. 40 dB, la puissance minimum doit être, dans chaque système, 17 ou resp. 20 dB plus élevée que la puissance du bruit qu'on trouve dans une bande passante conforme au signal original.

Enfin les limites théoriques du rapport signal/bruit sont examinées pour la transmission dans une chaîne de 50 sections.

SPECTRE MOYEN D'UNE SUITE D'IMPULSIONS EN PRINCIPE PÉRIODIQUES ET IDENTIQUES MAIS DÉPLACÉES ET DÉFORMÉES ALÉATOIREMENT, par R. FORTET, *Ingénieur au Laboratoire Central des Télécommunications*, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 683 à 687).

La technique des impulsions a naturellement conduit au problème suivant : un signal $S(t)$ est constitué par une suite, en principe périodique, d'impulsions en principe identiques; mais en fait la périodicité de la suite et l'identité des impulsions sont troublées, soit d'une façon déterminée (cas où le train d'impulsions est modulé), soit d'une façon aléatoire pour des raisons quelconques; il s'agit de déterminer le spectre moyen de $S(t)$.

Ce problème est envisagé ici dans le deuxième cas (trouble aléatoire), qui a déjà donné lieu à un article de G. G. Mac Farlane et à une conférence de J. Oswald qui traitent de cas particuliers. Le présent travail apporte des formules générales : faciles à établir, elles évitent de reprendre certains calculs pour chaque application particulière et donnent en outre la possibilité d'une discussion.

Il apparaît que le spectre comporte deux parties :

a) Un spectre de raies, placées aux divers harmoniques de la fréquence théorique des impulsions : l'emplacement de ces raies est déterminé d'avance, mais leur amplitude dépend des modes de déformation et de décalage dans le temps des impulsions;

b) Un spectre continu, dépendant à la fois de la déformation et du décalage.

Naturellement, si le train d'impulsions n'était pas troublé, le spectre continu disparaîtrait et le spectre de raies existerait seul, de sorte que le rapport de l'énergie totale relative au spectre continu à l'énergie totale relative au spectre de raies à la signification d'un rapport bruit signal et mérite d'être étudié à ce titre.

PAPERS SUMMARIES

SENSITIVE APPARATUS FOR MEASURING PARASITIC CATHODE RESISTANCE, by P. SEVIN. *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 673 and 674).

A thermionic tube having a parasitic cathode impedance gives more gain at higher frequencies than at lower. Conventional gain measuring apparatus is difficult to use and does not allow the small values of parasitic resistance to be identified. In this article the author shows how a measurement giving the differential gain between high and low frequencies, achieved by the simultaneous application of both signals to the grid of the tube to be checked, increases the sensitivity and simplifies the construction and use of the instrument.

THEORETICAL TRANSMISSION LIMITS FOR SOME SYSTEMS OF CONTINUOUS AND CODE MODULATION AT HIGH NOISE LEVELS, by F. DE JAGER. *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 675 to 682).

Signal-to-noise ratio is examined in frequency modulated, pulse time modulated, code (binary) modulated, and delta modulated systems with special regard to high noise level conditions. When selecting a value for the optimum pass band, a theoretical limit for the signal-to-noise ratio is found which is approximately equal for all systems. In order to obtain, for example, a signal-to-noise ratio of 30 or 40 dB, the minimum power level must be, in each system, 17 or 20 dB, respectively higher than the noise power level which is associated with the pass band corresponding to the original signal.

Finally, theoretical limits for the signal-to-noise ratio are examined in a transmission chain of 50 sections.

MEAN SPECTRUM OF A TRAIN OF PULSES OF GENERAL PERIODIC CHARACTER BUT DISPLACED AND DEFORMED IN A RANDOM MANNER, by R. FORTET, *Ingénieur au Laboratoire Central des Telecommunications*, *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 683 to 687).

Pulse technique naturally leads to the following problem: a signal $S(t)$ is made up of a train which is in principle periodic and consists of identical pulses, but in fact this periodicity and identity of the pulses are disturbed either in a predetermined manner (in the case of a modulated pulse train) or in a random fashion for a variety of reasons, and the problem is to determine the mean spectrum $S(f)$.

The second case of random disturbance is considered here and particular cases of this problem have already been dealt with in an article by G. G. MacFarlane and at a lecture by J. Oswald. The present work deduces general formulae which are easy to derive and which make it unnecessary to repeat certain calculations. Moreover they are in a form which facilitates discussion of the problem.

It seems that the spectrum is composed of two parts:

a) A discontinuous spectrum with components at harmonic frequencies of the theoretical repetition rate of the pulses; the location of these components is predetermined but their amplitude depends on the nature of the deformation and time displacement of these pulses.

b) A continuous spectrum depending both on the deformation and time displacement.

Obviously if the pulse train is not disturbed, the continuous spectrum disappears, and the spectral components exist alone; hence the ratio of total signal energy of the continuous spectrum to the total energy of the spectral components is of the nature of a noise to signal ratio and should be considered as such.

PHOTOCONDUCTIVITY, by A. ROSE. *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 645 à 651).

Photo-conductivity is the variation of the conductivity of certain materials when subjected to light or electro-magnetic radiation, X or γ for example. The phenomena of photo-conductivity depend on the duration of the existence of charge-carriers, electrons or holes, and on the response time of the photo-conductor. The study of these quantities permits the disposition of energy levels in the "forbidden zones" of the photo-conductor to be determined in regions where photo-conductors are excluded.

GEIGER-MÜLLER (G.M.) COUNTERS, THEIR CIRCUITS AND COUNTING TECHNIQUES, by E. PICARD et A. BENOIT, *Ingénieurs au Commissariat à l'Energie Atomique*, *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 652 to 662).

In account of the ever growing development of radio-element applications in both scientific and industrial activities, this article reviews G.M. counter use since they offer great advantages of simplicity and stability over other usual detectors.

After studying counter operation, its time limitations are defined. Principal G.M. counter circuits are described.

Many radio-element applications requiring the measure of the relative disintegration rate for several same kind samples, technical principles of these measures are presented for detection of α , β and γ radiation.

PARASITIC CATHODE IMPEDANCE, by Mlle M. BERTHAUD, *Ingénieur à la Radiotechnique*, *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 663 to 672).

Parasitic cathode impedance (I_{pk}) is a faulty condition which develops in certain electronic tubes in the course of their lives and appears as a cathode impedance internally in the tube. It results in a change of slope in the static characteristics and causes selective negative reaction effects which form the basis for different methods of measurement.

The parasitic cathode resistance is physically real, its value varies with the conditions of measurement (emission and temperature of the cathode). The growth of this resistance during the life of the tube is also influenced both by the cathode temperature and the output of the tube.

Various hypotheses to account for this phenomena have been suggested: the peeling off of the oxide layer, high resistance of the interface layer between the nickel tube and the oxide coating. These hypotheses do not explain all of the phenomena, to which the whole of the cathode contributes.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LES RÉSEAUX CORRECTEURS POUR SERVO-MÉCANISMES A FRÉQUENCE PORTEUSE, par P. BONNET, *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 688 à 699).

La première partie de cette étude expose une méthode permettant de passer des caractéristiques courantes de gain et de phase d'un réseau en fonction de la fréquence qui lui est appliquée à la fonction de transfert qu'il introduit sur la modulation sinusoïdale d'une fréquence porteuse. Cette méthode permet, grâce à un abaque simple, d'analyser l'effet de réseaux tels que des filtres d'harmoniques sur la stabilité des servomécanismes à fréquence porteuse et de faire la synthèse de réseaux stabilisateurs en déterminant les caractéristiques courantes de gain et de phase nécessaires pour obtenir une fonction de transfert donnée sur le signal de modulation.

La deuxième partie indique une méthode de synthèse des réseaux physiques en partant des caractéristiques courantes de gain et de phase désirées. Les impédances d'entrée et de sortie du réseau sont prises en considération. On aboutit ainsi dans le cas le plus général à un réseau quadripôle en treillis, réductible dans certains cas à un réseau tripôle en « T parallèle symétrique généralisé ».

Dans la troisième partie seront données sous forme de réseaux de courbes, les caractéristiques courantes de gain et de phase de deux types de réseaux fréquemment employés en pratique : le « T ponté symétrique » et le « T parallèle symétrique accordé » fonctionnant entre des impédances données.

DESCRIPTION D'UN DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT par P. DESNEIGES et A. PAGES. *Onde Electrique*, Août-Septembre 1954 (pages 700 à 704).

Un dispositif d'enregistrement a été réalisé pour accompagner le sélecteur d'amplitudes décrit par M. H. Guillon (*Onde Electrique* Juillet 1954). Ce sélecteur délivre à l'entrée de l'appareil d'enregistrement des trains d'impulsions proportionnelles en nombre à l'amplitude du signal analysé. Un train de n impulsions devra donner lieu à l'enregistrement de « une unité » dans le $n^{\text{ième}}$ des 25 canaux de numération. Chacun de ces canaux comprend un tube décade EIT et un numérateur téléphonique.

PAPERS SUMMARIES

DESCRIPTION OF A RECORDING INSTRUMENT, by P. DESNEIGES and A. PAGES. *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 700 to 704).

A recording instrument has been developed to work with the amplitude selector described by M. H. GUILLON (*Onde Electrique* July 1954). This selector delivers to the input of the recorder trains of pulses where the number of pulses is proportional to the amplitude of the signal to be analysed. A train of n pulses must register in the recording a "unity" at the n th of the 25 counting channels. Each of these channels comprises an EIT decade tube and a telephone message register.

EQUALISER SYSTEMS FOR SERVO-MECHANISMS AT CARRIER FREQUENCY, by P. BONNET, *Onde Electrique*, August-September 1954 (pages 688 to 699).

The first part of this article puts forward a method of deducing from the gain phase frequency characteristic an equivalent transfer function which is introduced into a sinusoidal modulation on a carrier frequency. With the help of a simple abacus this method permits the analysis of effects of systems such as harmonic filters, on the stability of carrier frequency servo mechanisms, and to synthesise the gain phase characteristic of a stabilising system to obtain a given transfer characteristic which is effective on the modulation signal.

The second part shows a method of synthesising physical systems from desired gain and phase current characteristics. The input and output impedance of the system is taken into account. In the more general case this tends towards a lattice section, which is reducible in some cases to a generalised symmetrical parallel T section.

The third part contains, as a series of curves, the gain and phase characteristics of two types of network frequently employed in practice. Symmetrical Bridge T and the Tuned Symmetrical Parallel T, working between given impedances.

LA PHOTOCONDUCTIVITÉ⁽¹⁾

PAR

Albert ROSE

R. C. A. Laboratories, Princeton. N. J. (U. S. A.)

Cette communication met en évidence trois idées principales : la première idée est que la théorie de la photoconductivité est extrêmement simple ; le second point établit que les données des expériences sont complexes et paraissent habituellement contredire la théorie simple ; enfin le troisième point montre que la mise en accord de la théorie et de l'expérience est une méthode efficace pour préciser la disposition des niveaux d'énergie dans la « zone interdite » d'un photoconducteur. On traite particulièrement la catégorie des photoconducteurs qui se comportent comme des isolants dans l'obscurité et on a choisi le sulfure de cadmium CdS, sous forme de monocristal, comme type de ces semi-conducteurs.

Avant de discuter ces trois questions, nous décrivons succinctement les phénomènes de photoconductivité dont nous ferons un bref historique.

La photoconductivité, c'est-à-dire l'influence de la lumière sur le nombre des électrons libres dans les solides, a été observée pour la première fois il y a quelque 75 ans, soit près de 20 ans avant l'identification de l'électron libre dans le vide. Un coup d'œil sur l'histoire de ces deux phénomènes, électrons libres dans le vide et électrons libres dans les solides permet d'indiquer la différence frappante qui existe entre eux. Il suffit d'énumérer seulement une partie de la grande variété des tubes à vide, qui contraste avec l'absence presque complète d'appareils formés de solides. En fait, c'est seulement au cours des toutes dernières années qu'il a commencé à apparaître des appareils formés de solides sous une forme utilisable. Il est évident que cette histoire succincte, plus que toute autre chose, résume la différence importante qui existe entre les propriétés des électrons libres dans les solides et celles des électrons libres dans le vide. Les dernières propriétés peuvent facilement être décrites et soumises au calcul, et elles permettent de faire le projet d'un tube avec quelque certitude au sujet du résultat final. Au contraire les premières propriétés ont un caractère exclusivement expérimental. Cela ne signifie pas

que les propriétés des porteurs de charges libres dans les solides soient nécessairement complexes ; cela signifie plutôt que nous devons attendre que les fabricants de solides produisent des échantillons aussi parfaitement simples que les niveaux d'énergie employés par les physiciens pour décrire un solide. Dans le cas des corps relativement isolants, par exemple, le degré de perfection qui est susceptible de conduire à des performances améliorées est bien au-delà de ce que l'on considère comme le fini usuel. La perfection dans une partie sur 10¹⁵ serait facilement reconnue et elle rendrait possible la création de nouveaux types d'appareils.

Après les observations initiales de photoconductivité de 1875, il a été fait peu d'études de caractère quantitatif avant le travail de base de HILSCH, GULDEN et POHL, vers les années 1920. L'Ecole de Goettingue se proposait d'établir la nature quantique du phénomène de photoconductivité. Cela signifie que les expérimentateurs voulaient montrer qu'un photon unique pouvait produire seulement un électron libre unique dans un solide, comme cela avait été établi pour l'effet photoélectrique externe dans le vide. Pour cette raison, ces auteurs mettaient en évidence ce qu'ils nommaient le photo-effet « primaire », où l'on enregistre dans le circuit extérieur une charge électronique pour chaque photon absorbé par le photoconducteur. En cela, ils ont réussi. Mais le photo-effet « primaire » est seulement un exemple très particulier de photoconductivité. Le caractère particulier du travail de l'Ecole de Goettingue a fait négliger, longtemps, les effets photoconductifs où l'on observe plus qu'une seule charge électronique dans le circuit externe pour chaque photon absorbé. Ils les dénommèrent « courants secondaires » et ils les écartèrent comme ayant peu de valeur scientifique ; cette mise à l'écart dura longtemps, même après que HILSCH lui-même, en 1937, eût reconnu⁽²⁾ le caractère fondamental des photocourants « secondaires ». En fait, le travail de HILSCH et POHL de 1937 fut suivi, dix ans plus tard, par une seconde étude de POHL et STOCK-

(1) Réunion commune de la Société française de Physique et de la Société des Radioélectriciens, le 12 octobre 1953.

(2) R. HILSCH et R. POHL. « Courants d'électrons photoélectriques stationnaires primaires et secondaires dans les cristaux ». *Z. f. Phys.*, t. 108, p. 55, 1937.

MANN⁽¹⁾, exposant à nouveau l'essentiel de l'article de 1937 d'une manière plus simple, parce que l'on n'avait porté que peu d'attention à l'étude de 1937.

Vers 1937, cependant, et certainement vers 1947, on avait obtenu une meilleure connaissance de plusieurs parties de la nature essentielle de la photoconductivité. Les bases de cette théorie nouvelle ont été établies en 1930 par la théorie des bandes dans les solides. La nouvelle théorie a consisté simplement à prendre dans son sens littéral le mot « photoconductivité » : une variation de la conductivité produite par la lumière. Quand on considère la photoconductivité comme une variation de la conductivité, c'est une question tout à fait secondaire que de savoir si pour chaque photon absorbé, on observe dans le circuit secondaire une charge électronique, ou $\frac{1}{10}$ de charge électronique, ou 1000

charges électroniques. Le nombre particulier des charges électroniques produites par un photon absorbé dépend du temps de relaxation de la variation de conduction produite par la lumière et ce nombre varie avec la distance des électrodes et avec la tension appliquée. En résumé on peut écrire d'une manière tout à fait générale :

$$\frac{\text{nombre des charges électroniques produites}}{\text{nombre des photons absorbés}} = \text{gain}$$

$$= G = \frac{\tau}{T_r} \quad (1)$$

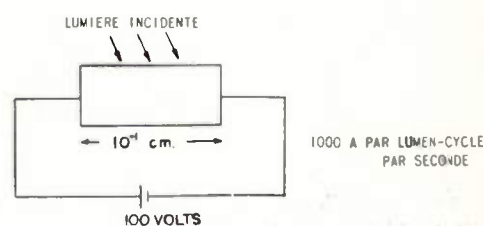
où τ est la durée de vie dans la bande de conduction d'un porteur de charge produit par photo-excitation et T_r le temps de transit entre les électrodes d'un porteur de charge libre. En fonction des quantités observables, la relation (1) devient :

$$I = e F G = e F \frac{\tau}{T_r} = e F \frac{V \mu}{L^2} \quad (2)$$

où I est l'intensité du photo-courant observé ; e la charge d'un électron, F le nombre de photo-excitations par seconde, et V , μ , L respectivement la tension appliquée, la mobilité et la distance des électrodes. Il est clair que la quantité physique importante est τ , durée de vie d'un porteur de charges photoexcité dans la bande de conduction⁽²⁾. Quand cette durée de vie est grande par rapport au temps de transit des porteurs, on peut observer beaucoup de charges électroniques produites dans le circuit extérieur pour chaque photon absorbé, à condition que le contact au photoconducteur soit ohmique ; cette condition signifie que, à la frontière entre le métal et le semi-conducteur, il existe une réserve de porteurs prêts à pénétrer dans le semi-conducteur quand ils y seront « appelés ». Par exemple si un électron supplémentaire est produit par la lumière, et que cet électron soit transporté vers l'extérieur

jusqu'à l'anode, il laisse derrière lui une charge positive qui « appelle » un autre des électrons du réservoir pour qu'il entre dans le photoconducteur. Ce mouvement des électrons persistera jusqu'à ce que l'une des séries des électrons passant à travers le photoconducteur se combine à nouveau à l'un des centres à partir duquel le photoélectron avait été excité en premier lieu.

Dans le but de l'orientation, la figure 1 indique les performances à attendre d'un photoconducteur



DURÉE DE VIE (τ) SECONDES	LARGEUR DE BANDE CYCLES/SECONDE	SENSIBILITÉ AMPERES/LUMEN
1	1	10^3
10^{-4}	10^4	10^1
10^{-7}	10^7	10^{-4}

FIG. 1

soumis à une différence de potentiel, appliquée entre deux électrodes écartées de 1 millimètre. Si la distance entre les deux électrodes était de $\frac{1}{10}$ de millimètre au lieu de 1 millimètre, il conviendrait de multiplier par 10 tous les nombres relatifs à la sensibilité. En fait, la performance d'un photoconducteur tend vers l'infini quand la distance entre les électrodes tend vers 0.

Il doit être clair maintenant que la photoconductivité, considérée au point de vue de la description des phénomènes, n'est qu'un moyen parmi beaucoup d'autres de faire varier la conductivité d'un solide. On pourrait, par exemple, convertir l'énergie d'un signal en chaleur et employer cette chaleur à échauffer le semi-conducteur, augmentant par là sa conductivité. On peut aussi appliquer un champ électrique au semi-conducteur au moyen d'une électrode voisine de sa surface pour modifier la charge de surface. On peut injecter des porteurs en observant la neutralité de la charge comme dans le transistor⁽³⁾, ou en n'observant pas la neutralité de la charge comme cela se produit pour le courant limité par la charge d'espace dans un isolant⁽⁴⁾. L'emploi d'électrons, de particules α , de rayons X, de rayons γ

⁽¹⁾ R. POHL et F. STOCKMANN. « Le rôle des électrons secondaires dans la photoconductivité ». *Ann. de Phys.*, t. 1, p. 275, 1947.

⁽²⁾ Corrélativement, pour les trous, la durée de vie dans la bande pleine.

⁽³⁾ J. BARDEEN et W. BRATTAIN. « Transistor, a semiconductor triode » (Le transistor, triode formée d'un semi conducteur), *Physical Review*, 74, 230, 1948.

⁽⁴⁾ R. W. SMITH et A. ROSE. « Current Voltage Characteristics of CdS Crystals Using Ohmic Contacts » (Caractéristique tension intensité des cristaux de CdS employant des contacts ohmiques). *Bulletins de American Physical Society*, t. 28, article S1.

A. ROSE et W. SMITH. « Space-Charge-Limited Currents in Insulators » (Courants limités par la charge d'espace dans les isolants). *Bulletins der American Physical Society*, t. 28, article S2.

et d'autres rayonnements d'énergie élevée pour moduler la conductivité d'un solide est une variante évidente de l'emploi de la lumière visible. Une dernière méthode, apparemment vulgaire, pour moduler la conductivité de l'espace compris entre deux électrodes est d'employer un moyen mécanique pour y amener des porteurs, par exemple de placer un morceau de cuivre entre ces deux électrodes. Il apparaîtra rapidement que cette méthode n'est pas vulgaire.

Dans le problème général de la commande, on cherche à obtenir la quantité la plus élevée possible à la sortie pour une quantité aussi faible que possible à l'entrée. Suivant ces règles, les méthodes différentes de modulation de la conductivité d'un solide peuvent être classées suivant l'énergie nécessaire pour produire un porteur supplémentaire. Dans la photoconductivité, par exemple, en employant la lumière visible, il faut deux ou trois électrons-volts pour créer un porteur libre. L'emploi de la chaleur est une méthode particulièrement coûteuse, car plusieurs centaines d'électrons-volts sont nécessaires pour produire un porteur dans les matériaux où il

transportés par des oscillations mécaniques, par exemple par le déplacement d'un fragment d'un métal; cette énergie est de l'ordre de quelques millivolts même quand la période de mouvement atteint un mégacycle par seconde.

Revenant à la photoconductivité, le caractère physique essentiel de ce phénomène est contenu dans la notion relative à τ , durée de vie d'un porteur de charges. On pense tout d'abord qu'il est possible d'observer cette durée de vie, qu'on peut identifier avec la vitesse de réponse d'un photoconducteur, définie comme étant le temps nécessaire pour que la photoconductivité décroisse jusqu'à la moitié de sa valeur après que l'on a supprimé la lumière excitatrice. Quand on procède à une vérification même sommaire, des performances des cristaux de CdS sous faible intensité lumineuse, ou des propriétés des matériaux relativement isolants employés comme cibles photoconductrices dans les tubes de télévision du type Vidicon, on voit facilement que la vitesse de réponse observée atteint jusqu'à 10^6 à 10^8 fois la durée de vie nécessaire pour satisfaire à la relation (1). On doit signaler particulièrement que l'équation (1) a un caractère général et qu'elle ne se rapporte pas à un type particulier de photoconducteur. Elle s'applique aux semi-conducteurs uniformes, aux jonctions P-N, aux jonctions N-P-N et même aux cellules photoélectriques dans le vide. Il n'y a qu'un cas d'exception : le phénomène où les photoélectrons sont multipliés par un processus

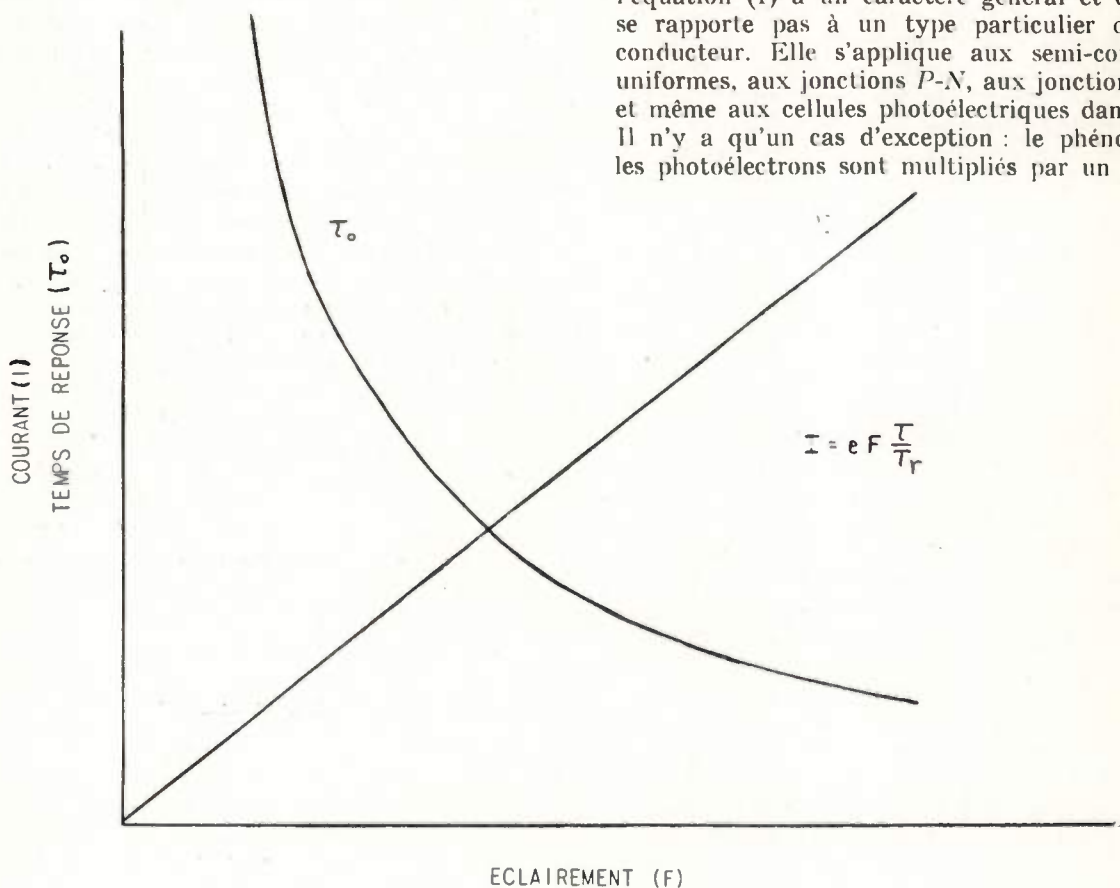


FIG. 2

existe des intervalles interdits entre $\frac{1}{2}$ V et 1 V. D'autre part, l'injection de porteurs de charges, comme dans le transistor, est une méthode particulièrement économique, nécessitant seulement quelques centièmes d'électron-volt pour produire un porteur de charges. Finalement, on peut calculer l'énergie pour un porteur quand les porteurs sont

d'avalanche ou d'ionisation interne, qui se produit près de l'intensité du champ disruptif. La plus grande partie des expériences de photoconductivité a été faite sous des champs d'intensité suffisamment faible pour éviter la production d'avalanches d'électrons.

Ce désaccord extraordinaire entre la vitesse de

réponse observée et la durée de vie déduite de l'équation (1) nous a conduit à distinguer entre ces deux quantités, de sorte que, pour les intensités d'excitation faibles la vitesse de réponse (τ_0) est beaucoup plus grande par l'effet des électrons des trappes superficielles que la durée de vie d'un porteur libre (1). Pour les intensités d'excitation élevées (ou pour des courants noirs intenses dans les semi-conducteurs) quand le nombre des porteurs libres dépasse le nombre des porteurs retenus dans les trappes superficielles, la vitesse de réponse observée approche de très près la durée de vie d'un porteur libre.

Le désaccord entre ces quantités durée de vie d'un porteur de charges et vitesse de réponse observée ne constitue par le seul écart entre la théorie et l'expérience. Un second désaccord apparaît dans les cristaux de CdS où le photocourant augmente à peu près linéairement avec l'intensité lumineuse alors que la vitesse de réponse observée décroît quand l'intensité lumineuse croît. On déduit immédiatement de l'équation (2) que si le photocourant I est proportionnel à l'intensité lumineuse F , la durée de vie d'un porteur de charges libres doit être constante; ce que l'on désire est un modèle de photoconducteur qui donne une durée de vie indépendante de l'intensité lumineuse et, simultanément une vitesse de réponse observée décroissant en même temps que l'intensité lumineuse. En résumé on désire un modèle qui rende compte des deux résultats expérimentaux suivants du premier ordre sur les cristaux de CdS.

$$I \sim F \quad (3)$$

$$\tau_0 \sim \frac{1}{F} \quad (4)$$

ces résultats sont indiqués schématiquement figure 2.

Le but de l'étude qui suit est de montrer que, pour rendre compte des deux résultats des expériences du premier ordre indiqués par les équations (3) et (4), il faut qu'il existe dans la région interdite des trappes réparties en énergie d'une manière continue. En conséquence il ne serait pas d'une grande importance de montrer que l'hypothèse d'une répartition continue des trappes rend compte des relations (3) et (4). Une distribution de trappes continue forme un modèle très flexible et très souple susceptible d'expliquer une grande variété de phénomènes. Ce qui est important dans ce qui suit est que tout modèle que ne comprend pas une distribution continue des trappes ne permet pas de rendre compte des résultats expérimentaux définis par les équations (3) et (4). La méthode appliquée dans la suite consiste à prendre comme point de départ les modèles les plus simples, à comparer leurs propriétés à celles qu'expriment les équations (3) et (4) et enfin à augmenter la complexité du modèle seulement quand cela est logiquement nécessaire.

(1) A. ROSK. « An Outline of some Photoconductive Processes », (Principe de quelques processus de photoconductivité) R. C. A. Review, t. XII, p. 362, 1951.

Le modèle le plus simple est celui de la figure 3. Ce modèle comprend une bande pleine et une bande de conduction séparées par une bande interdite où

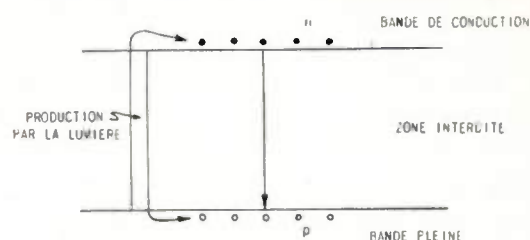


FIG. 3

il n'y a aucun état électronique. Sous l'effet de l'excitation par la lumière, des électrons libres et des trous libres sont créés en proportions égales. De plus les concentrations en régime permanent des électrons et des trous doivent être égales, puisqu'il n'y a aucun état électronique dans la zone interdite. Pour la même raison les électrons libres se recombinent directement aux trous libres. Ce modèle conduit aux relations familières de recombinaison bimoléculaire, dans lesquelles la concentration des porteurs de charges, en régime permanent, est proportionnelle à la racine carrée de l'intensité de la lumière excitatrice. Ce résultat contredit l'équation (3) qui nécessite une concentration des porteurs croissant suivant une fonction linéaire de l'intensité lumineuse. Une seconde contradiction provient du fait que, dans ce modèle, la durée de vie d'un porteur libre et le temps de réponse du photoconducteur sont des paramètres identiques. On déduit des équations (3) et (4) que : la durée de vie est une constante, indépendante de l'intensité lumineuse, et que le temps de réponse décroît quand l'intensité lumineuse croît. Enfin il convient de noter que la recombinaison directe des porteurs libres est un phénomène si improbable que les durées de vie qui en résultent pour les porteurs dépasseraient de beaucoup celles que l'on observe dans les expériences.

La première complication introduite dans le modèle est indiquée figure 4. Ici on a inséré dans

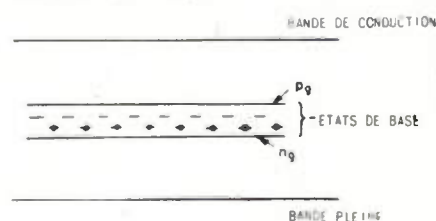


FIG. 4 a

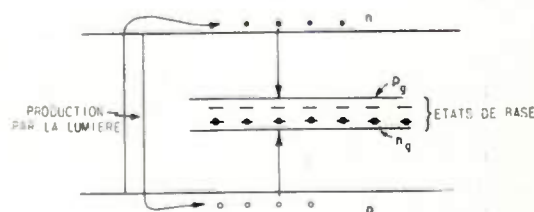


FIG. 4 b

la zone interdite un ensemble d'états discrets, à

grande profondeur. Ces états discrets sont, au point de vue énergétique, suffisamment assez éloignés de la bande pleine et de la bande de conduction pour que les électrons ou les trous qui y parviennent continuent à y séjourner jusqu'à ce que de nouveaux trous et de nouveaux électrons se combinent à eux. La probabilité pour que des électrons ou des trous soient produits par excitation thermique en dehors de ces états est assez faible pour être négligée. Pour cette raison ces états peuvent être appelés états de base. Maintenant, bien que l'excitation optique crée des électrons libres et des trous libres en proportions égales, les concentrations en régime permanent des électrons libres et des trous libres ne sont pas forcément égales. En fait, ces concentrations sont exprimées, d'une manière indépendante par les relations qui suivent :

Concentration des électrons libres

$$n = f \tau_n = f \frac{1}{v s_n p_g}$$

Concentration des trous libres

$$p = f \tau_p = f \frac{1}{v s_p n_g}$$

Ici f désigne le nombre d'excitations optiques par seconde et par unité de volume, v la vitesse thermique des porteurs de charges, s_n , s_p les sections transversales de capture pour les électrons et les trous dans les états de base. Il y a maintenant deux durées de vie indépendantes τ_n et τ_p qui déterminent les concentrations respectives des électrons libres et des trous libres. Pour des intensités excitatrices telles que n et p soient respectivement inférieurs à n_g et p_g , les concentrations des électrons et des trous restent substantiellement les mêmes après l'excitation qu'avant l'excitation (ceci résulte de la condition de neutralité de la charge totale). Il en résulte que les durées de vie τ_n et τ_p sont des constantes, indépendantes de l'intensité de la lumière. Pour cette raison les concentrations des porteurs libres sont proportionnelles à l'intensité de la lumière, conformément à l'équation (3). Ce modèle, cependant, conduit à l'identité entre la durée de vie d'un porteur et le temps de réponse du conducteur, qui sont l'un et l'autre des invariants en fonction de l'intensité de la lumière. Il n'est pas possible, en conséquence, de satisfaire à l'équation (4) au moyen de ce modèle, puisqu'il conduit à une durée de réponse qui décroît quand l'intensité de la lumière croît.

La complication formelle que l'on introduit ensuite dans le modèle est représentée figure 5. Ici on introduit deux nouveaux états discrets, superficiels, en plus des états discrets profonds de la figure 4. Le terme « superficiel » signifie que ces états sont, au point de vue énergétique, suffisamment voisins de la bande de conduction (bande pleine) pour qu'ils soient en équilibre thermique avec les électrons libres (ou les trous libres). On peut encore énoncer cette condition comme suit : un électron dans un état superficiel a une probabilité plus grande d'être éjecté par

effet thermique dans la bande de conduction que de se combiner à un trou provenant de la bande pleine. Comme ils sont en équilibre thermique avec

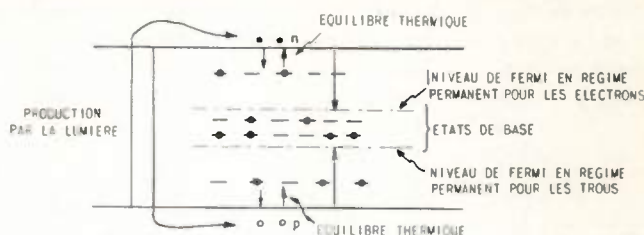


FIG. 5

les électrons libres le rapport des électrons libres aux électrons observés dans les trappes superficielles est une constante, indépendante de l'intensité de la lumière. Ce rapport dépend forcément de la température puisqu'il contient le facteur de BOLTZMANN $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ où ΔE est la distance énergétique entre le fond de la bande de conduction et les états discrets superficiels.

Il convient d'étudier avec soin la figure 5. Les états situés à grande profondeur se comportent comme des centres de recombinaison et ils déterminent les durées de vie des électrons libres et des trous libres comme ils le faisaient dans le modèle de la figure 4. Pour cette raison les durées de vie des électrons et des trous sont des constantes indépendantes, invariantes par rapport à l'intensité de la lumière. Cela signifie que ce modèle satisfait à l'équation (3). Les états superficiels, par définition, n'ont que peu de part à la recombinaison des électrons et des trous et, par conséquent, ils influent peu sur les durées de vie. Le rôle de ces états superficiels est de séparer la durée de vie des porteurs de charges libres et le temps de réponse du photoconducteur. Par exemple, quand on supprime l'excitation optique du modèle de la figure 5, il ne faut pas seulement que les porteurs de charge libres se recombinent avec les états de base, mais il faut aussi que les porteurs de charge qui se trouvent dans les trappes superficielles soient excités par action thermique, qu'ils parviennent jusqu'aux états libres et qu'ils soient ensuite combinés à nouveau aux états fondamentaux. Cela signifie que le temps nécessaire à la diminution du photocourant est plus élevé que la durée de vie d'un porteur libre et le rapport de ces deux quantités est le même que le rapport entre les électrons dans les trappes superficielles et les porteurs libres. Dans les photoconducteurs relativement isolants employés dans les tubes de télévision du type Vidicon, le nombre des porteurs de charges libres par centimètre cube est vraisemblablement de l'ordre de 10^6 seulement. D'autre part la concentration des états discrets superficiels est vraisemblablement de plus de 10^{15} par centimètre cube. Le temps nécessaire à la diminution du photocourant dépasse donc de plus de 10^9 fois la durée de vie d'un porteur libre. Comme on l'a indiqué ci-dessus, c'est le résultat que donne l'expérience.

Maintenant, le modèle de la figure 5 satisfait à l'équation (3), puisqu'il donne un courant linéaire

en fonction de la courbe de la lumière. Il a aussi satisfait à la condition relative à la séparation des temps de réponse et de la durée de vie, de sorte que le temps de réponse peut devenir plus important que la durée de vie. Cette séparation est nécessaire pour satisfaire à l'équation (4). Les équations (3) et (4) imposent cependant cette condition que le

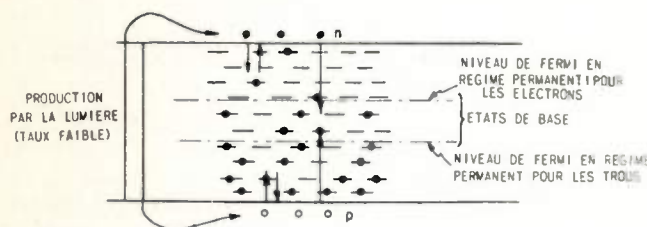


Fig. 6 a

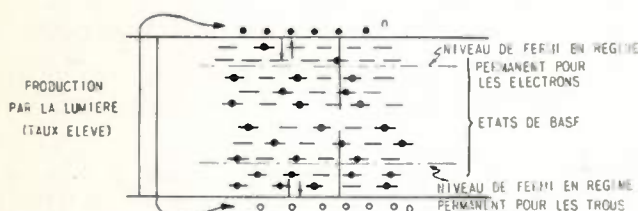


Fig. 6 b

rapport du temps de réponse à la durée de vie décroisse et tende vers l'unité quand l'intensité de la lumière augmente. Le modèle de la figure 5 ne rend pas compte de cette variation du temps de réponse avec l'intensité de la lumière, puisque le rapport des électrons retenus dans les trappes aux porteurs libres est une constante indépendante de l'intensité de la lumière. Nous devons en conclure que, si complexe qu'apparaisse le modèle de la figure 5, il est encore inadéquat, au point de vue logique, pour rendre compte des deux relations simples exprimées par les équations (3) et (4).

La complication formelle qu'il reste à introduire dans cette série de modèles est indiquée figure 6, où les états discrets de la zone interdite sont distribués d'une manière continue au point de vue énergétique. Ce modèle, qui a des états discrets profonds et des états discrets superficiels, conserve les deux propriétés caractéristiques du modèle de la figure 5, à savoir : un courant dont l'intensité varie en fonction linéaire de la courbe de lumière et un temps de réponse supérieur à la durée de vie d'un porteur de charges libre. Au moyen de la distribution continue des états discrets, on ajoute une troisième propriété : la décroissance du temps de réponse quand l'intensité de la lumière croît. Cela se produit comme suit :

Les lignes de démarcation entre les états superficiels et les états situés à grande profondeur ne sont pas fixes, mais elles varient avec l'intensité de la lumière. Leur position, au point de vue énergétique, peut être considérée comme celle des deux niveaux de FERMİ en régime permanent qui correspondent respectivement aux concentrations des électrons libres et des trous libres. (Comme ces lignes de séparation ne peuvent pas être définies d'une manière précise et qu'elles peuvent varier

d'un solide à un autre selon les sections transversales de capture des états discrets pour les électrons et les trous, le niveau de FERMİ en régime permanent représente une bonne approximation. L'argument n'est pas en défaut si les lignes de séparation sont voisines du niveau de FERMİ en régime permanent, mais ne coïncident pas avec lui). La « distance énergétique » du niveau de FERMİ en régime permanent à la bande de conduction, par exemple, est définie par la relation

$$\frac{n}{N_0} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$$

où $\frac{n}{N_0}$ désigne la fraction représentant l'occupation des niveaux au fond de la bande de conduction par les électrons, N_0 est le nombre des états dans la tranche du fond, de largeur kT , de la bande de conduction et est de l'ordre de 10^{19} à la température ambiante. ΔE est la « distance énergétique » entre le niveau de FERMİ en régime permanent et le fond de la bande de conduction.

Les états de base sont les états discrets qui se trouvent entre les deux niveaux de FERMİ en régime permanent. Pendant que le nombre des états de base croît quand l'intensité de la lumière croît, le taux de variation est si bas que l'on peut considérer le nombre des états fondamentaux comme sensiblement constant. Un exemple numérique éclaircira ce point. Quand la séparation entre les deux niveaux de FERMİ en régime permanent varie de 0,5 volt à 1,0 volt le nombre des états fondamentaux est seulement doublé, alors que la concentration des porteurs libres est multipliée par un facteur qui dépasse 10^5 . Ainsi sont conservés la constance de la durée de vie et le caractère linéaire de la relation entre l'intensité du courant et l'éclairement.

Si on regarde maintenant les états superficiels, ceux qui se trouvent entre les niveaux de FERMİ en régime permanent et leurs bandes respectives, on trouve que la plus grande partie des porteurs retenus dans les trappes se trouvent dans les états qui sont voisins des niveaux de FERMİ en régime permanent. Par exemple le taux d'occupation, par les électrons, des états discrets près des niveaux de FERMİ en régime permanent est seulement de $\frac{1}{2}$.

Quand on se dirige vers la bande de conduction à partir du niveau de FERMİ en régime permanent ce taux d'occupation diminue comme $e^{-\frac{\Delta E}{kT}}$ où ΔE est la « distance énergétique » entre l'état en question et le niveau de FERMİ en régime permanent. Par ce raisonnement on conclut que le nombre des porteurs qui sont retenus dans les trappes superficielles est sensiblement constant et qu'il est indépendant de l'intensité de la lumière.

Il est maintenant possible de calculer le temps de réponse comme suit :

Temps de réponse =

$$\frac{\text{Nombre des électrons dans les trappes}}{\text{Nombre des électrons libres}} \times \text{durée de vie d'un électron}$$

Constante

Constante

Nombre des électrons libres

Intensité de la lumière

$$\sim \frac{1}{F}$$

C'est justement la relation expérimentale exprimée par l'équation (4).

Nous pouvons maintenant conclure que le modèle de la figure 6, qui a une distribution continue d'états discrets, donne les deux relations (3) et (4) fournies par l'expérience, qui ne sont données par aucun modèle plus simple. Ce raisonnement n'exclut pas la possibilité d'établir encore des modèles plus complexes que celui de la figure 6, qui satisfassent aux équations (3) et (4). Ce raisonnement définit la limite la plus faible de la complexité nécessaire pour satisfaire aux relations expérimentales.

Le raisonnement présent a été établi pour montrer que la photoconductivité est un outil puissant qui permet d'obtenir des informations précises au sujet de la structure des niveaux d'énergie dans la zone interdite. Ce sont les résultats expérimentaux exprimés par les deux équations simples (3) et (4) qui ont conduit logiquement au besoin d'une distribution continue d'états discrets. D'autre part il est évident que cette distribution continue d'états discrets est rencontrée dans les courbes de luminescence des matériaux luminescents ⁽¹⁾ et dans les courbes de conductivité-luminescence pour ZnS ⁽²⁾ et CdS ⁽³⁾; ainsi, nous avons montré d'une manière simple comment ce continuum d'états discrets rend compte de la règle empirique de MEYER ⁽⁴⁾.

(1) R. H. BUBE, « Luminescence and Trapping in Zinc Sulphide Phosphors with and without Copper Activator » (Luminescence et action des trappes d'électrons dans les matériaux luminescents de sulfure de zinc, avec ou sans activateur de cuivre), *Phys. Rev.*, t. 80, p. 665, 1950.

(2) R. H. BUBE, « A Comparative Study of Photoconductivity and Luminescence », (Etude Comparative de la photoconductivité et de la luminescence), *Phys. Rev.*, t. 80, p. 393, 1951.

(3) Résultats non publiés de R. H. BUBE et de GARLICH.

(4) I. BROSER, « The significance of Meyer's rule » (Signification de la règle de Meyer), *Réunion de la Physical Society*, Innsbruck, sept. 1953.

(5) A. ROSE, « An Outline of some Photoconductive Processes » (Principes de quelques processus de Photoconductivité) *R.C.A. Review*, t. XII, p. 362, 1952.

REMARQUES ET CONCLUSIONS

La discussion actuelle s'applique principalement aux photoconducteurs qui sont relativement isolants quand ils sont soumis à une excitation de niveau faible ou intermédiaire. Aux niveaux d'excitation très élevés, le nombre des porteurs libres dépasse le nombre des électrons retenus dans les trappes superficielles et on trouve les résultats simples de l'équation (1). De plus il est possible d'aller plus loin dans le calcul de la section transversale de capture des états fondamentaux pour les électrons libres. Cette section transversale de capture dans le sulfure de cadmium est d'environ 10^{-22} cm², c'est-à-dire qu'elle est inférieure aux dimensions atomiques de 7 puissances de 10. C'est cette faible étendue de la section de capture qui rend compte de la grande sensibilité du sulfure de cadmium et des autres photoconducteurs sensibles. Jusqu'ici il n'a pas encore été établi de description théorique satisfaisante du processus de capture, sauf quand les sections transversales sont très faibles. Il y a des raisons valables de penser que les sections transversales atteignent 10^{-13} cm² pour les centres de capture chargés. C'est pour les sections très faibles qu'une explication est nécessaire.

La discussion présente a mis en évidence les cas où la relation entre le courant et l'éclairement est linéaire et ceux où elle ne l'est pas. Au point de vue expérimental, on rencontre assez fréquemment des exposants compris entre 0,6 et 1,0. Une publication précédente ⁽⁵⁾ a mis en évidence la distribution des trappes qui est la conséquence de ces exposants. Il y a également des exemples de photoconducteurs où il existe une relation de degré supérieur au premier entre le photocourant et l'intensité de la lumière incidente. Ce problème a un intérêt particulier parce qu'il entraîne des complications non encore discutées dans cette étude. C'est-à-dire que les états discrets de la zone interdite qui sont considérés ici avaient tous le même caractère ou la même section transversale pour les porteurs libres. Pour rendre compte d'une relation de degré supérieur au premier, il apparaît qu'il faut introduire au moins deux catégories d'états fondamentaux caractérisés par des sections transversales de capture différentes pour les porteurs de charges libres.

LES COMPTEURS DE GEIGER-MÜLLER (GM)

LES CIRCUITS ASSOCIÉS ET TECHNIQUES DE COMPTAGE

PAR

A. BENOIT et E. PICARD

*Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*

I. — INTRODUCTION.

Avec la place de plus en plus importante prise par les méthodes de mesure et de contrôle utilisant des radio-isotopes, on constate actuellement une certaine stabilisation dans la technique des détecteurs de particules. Parmi ceux-ci les compteurs de Geiger-Müller offrent le très grand avantage de la simplicité et de la stabilité sur les autres types de détecteurs connus. C'est le but de cet article, de passer en revue, d'un point de vue pratique les différents problèmes qui sont posés par l'emploi des compteurs de Geiger-Müller et de montrer comment ils interviennent dans le choix de l'appareillage.

On peut séparer l'utilisation des compteurs *GM* en deux principaux groupes :

1° L'emploi des compteurs *GM* par les physiciens nucléaires qui utilisent plus particulièrement les caractéristiques de définition en temps (coïncidence de temps entre deux ou plusieurs phénomènes). Dans ce domaine, les compteurs *GM* sont maintenant concurrencés par les détecteurs à scintillations utilisant des photomultiplicateurs, néanmoins ils sont encore très utilisés dans les recherches sur les rayons cosmiques.

2° Dans presque toutes les applications de radio-isotopes on est amené à compter le nombre de particules émises par les matières radio-actives, aussi l'emploi des compteurs *GM* dans ce domaine s'accroît de jour en jour parallèlement au développement des radio-isotopes. C'est dans ces diverses applications que nous préciserons l'emploi de ce type de détecteur de particules.

II. — FONCTIONNEMENT DES COMPTEURS G M

Les compteurs de Geiger-Müller comportent essentiellement deux électrodes cylindriques coaxiales, disposées dans une enceinte gazeuse. Le remplissage de cette enceinte, variable suivant les types de compteurs, est constitué d'un mélange de deux ou

trois gaz différents : la pression totale est de l'ordre de quelques centaines de mm Hg.

Lorsqu'une différence de potentiel convenable est appliquée entre les deux électrodes, la libération d'une seule paire d'ions dans l'espace interélectrode provoque dans le gaz un processus de multiplication, aboutissant à une décharge de Townsend. Une particule ionisante peut, dans ces conditions, être détectée lors de son passage dans le compteur en recueillant aux bornes d'une résistance *R* l'impulsion de tension engendrée par la décharge (fig. 1). Le

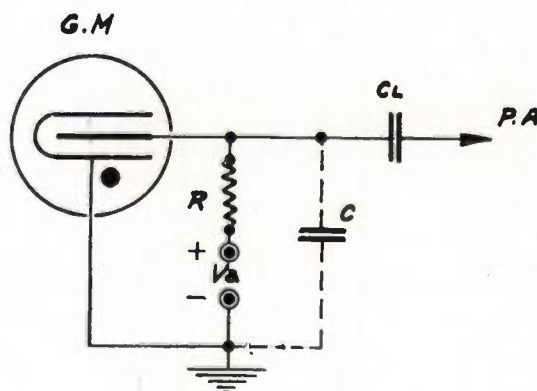


Fig. 1. — Montage électrique d'un compteur :

GM : Compteur Geiger-Müller.
R : Résistance de charge.
V_a : Haute tension d'alimentation.
C : Capacité parasite.
C_L : Capacité de liaison.
P.A. : Pré-amplificateur.

nombre de charge ainsi recueillies est généralement beaucoup plus élevé que celui créé initialement par la particule incidente. Le compteur se comporte comme un amplificateur de charges dont le coefficient d'amplification (10^4 à 10^{10}) dépend de la géométrie des électrodes, de la tension appliquée et du remplissage du tube.

Si l'on trace la courbe représentant le nombre *N* de décharges par unité de temps en fonction de la tension *V_a*, on obtient, pour des valeurs de *V_a*

supérieures à V_0 , un palier (plateau) dans lequel N est sensiblement constant (fig. 2). Si l'on continue à augmenter V_a , N augmente assez brusquement pour $V_a = V_1$, tension pour laquelle des décharges parasites sont enregistrées. L'existence de la zone d'utilisation $V_0 < V_a < V_1$ est liée à la géométrie

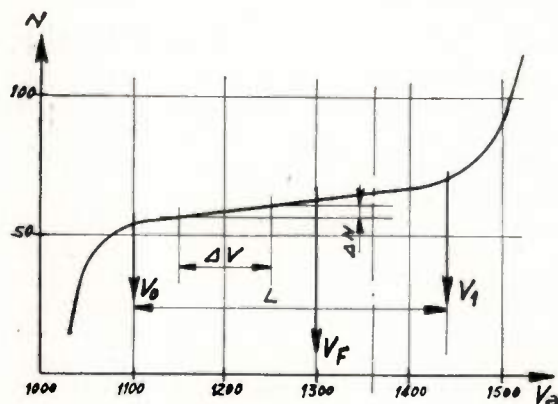


FIG. 2. — Caractéristiques d'un compteur Geiger-Müller.

- N : Taux de comptage (coup par seconde).
 V_a : Haute tension d'alimentation du compteur (Volts).
 V_0 : Tension seuil.
 V_f : Tension de fonctionnement choisi arbitrairement.
 $\Delta N/N$: Pente relative pour un ΔV de 100 V.
 L : Longueur du palier.

du compteur et à la nature du remplissage gazeux.

La détermination théorique des processus mis en œuvre au cours d'une décharge et la mesure des constantes qui les expriment ont été entreprises depuis 1940 environ, à la suite, en particulier, des travaux de MONTGOMÉRY, DEN HARTOG, WILKINSON et KOFF (1).

On peut distinguer trois principales phases dans la décharge d'un compteur GM suivant qu'il s'agit de l'initiation de la décharge (quelques 10^{-7} sec.), de sa propagation le long de l'anode (quelques 10^{-6} sec.) et enfin de la restitution des conditions initiales par la collection des charges libérées (quelques 10^{-4} sec.). Dans la description qui suit, on considère le cas usuel d'un compteur cylindrique dont les caractéristiques sont :

longueur utile	: 1 = 50 cm
rayon de la cathode	: $a = 1,25$ cm
rayon de l'anode	: $b = 0,05$ cm
remplissage	: Argon 9 cm.Hg Alcool 1 cm.Hg

a) Initiation de la décharge.

Lorsqu'une particule chargée traverse le compteur, elle libère un certain nombre de paires d'ions qui sont statistiquement répartis le long de sa trajectoire. Ces ions primaires, négatifs et positifs, formés dans le mélange gazeux, sont soumis à l'action du champ électrique et seront attirés selon leur signe vers l'anode et la cathode avec leur mobilité respective. Mais, si les électrons ont des mobilités assez élevées qui leur permettent d'atteindre l'anode

dans un temps de l'ordre de 10^{-7} sec. par contre les ions positifs ont des mobilités environ 1 000 fois plus faibles, de sorte qu'ils seront pratiquement immobiles dans cette première phase de la décharge. Puisque le champ électrique est inversement proportionnel à la distance r du centre du compteur, un électron primaire se déplace dans un champ de plus en plus élevé lors de son trajet vers l'anode. Il acquiert ainsi, malgré les chocs subis durant ce parcours, une énergie cinétique moyenne croissante, qui, au voisinage de l'anode, lui permet d'exciter et d'ioniser les molécules et les atomes du gaz. On admet que ce processus de multiplication intervient à une distance de l'anode égale à 4 ou 5 fois le rayon du fil central [2], région où le champ est de l'ordre de plusieurs milliers de volts par centimètre.

Cette décharge est connue sous le nom de décharge de Townsend, et ses propriétés ont été étudiées depuis longtemps. On sait qu'elle est extrêmement localisée dans l'espace par un phénomène de saturation de charges d'espace. Elle dure environ 10^{-8} sec. [3]. Les échanges d'énergies à l'intérieur de la décharge sont déterminées par la nature des gaz en présence. Dans l'exemple choisi, il y a production d'électrons, d'ions positifs d'alcool et d'argon, et d'atomes excités à des niveaux instables et métastables. Les électrons sont collectés très rapidement puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'anode : mais, pour cette même raison, ils ne produisent qu'un faible courant dans le circuit extérieur au compteur. Les ions positifs créés dans cette décharge de Townsend restent sensiblement immobiles, formant ainsi une infime région de charge d'espace positive. Quant aux atomes excités instables, ils possèdent une vie moyenne très courte et reviennent à leur état stable en émettant un photon. Les atomes d'argon excités à un niveau métastable ont une durée de vie très grande (de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} sec.). Mais des chocs de seconde espèce entre atomes d'argon métastables et molécules d'alcool neutres suppriment les premiers.

b) Propagation de la décharge.

Les photons émis au cours de la décharge décrite plus haut sont très fortement absorbés dans la vapeur organique et ne peuvent parvenir jusqu'à la paroi de la cathode. Des photoélectrons sont donc formés au voisinage de la première décharge. Un certain nombre d'entre eux seront cependant émis assez loin de la charge d'espace pour engendrer de nouvelles décharges, identiques à la première.

Ainsi, de proche en proche, les avalanches se propagent et un étalement discontinu se produit, chaque saut durant environ 10^{-8} sec. Puisque les ions positifs sont pratiquement stationnaires durant cette période, la décharge s'arrêtera d'elle-même une fois l'anode entièrement « brûlée ». Celle-ci se trouve alors entourée d'une gaine plus ou moins épaisse d'ions positifs d'alcool aussi bien que d'argon. La partie de cette gaine qui est la plus ancienne s'est déjà quelque peu diffusée alors que la région la plus récente est encore nettement définie. Quelques 10^{-6} sec. ont été nécessaires pour « embraser »

(1) Une bibliographie générale a été récemment rassemblée par BLANC [1].

le fil sur toute sa longueur. Des photographies récentes [4] du nuage ionique d'un compteur incorporé dans une chambre de Wilson sont une magnifique illustration de ces phénomènes. Pour observer convenablement le nuage d'ions positifs, la cathode du compteur était constituée de fils concentriques parallèles au fil central d'anode. Etant donné le temps de détente de la chambre de Wilson, les photographies ne sont prises qu'au bout d'un temps non négligeable, de sorte qu'il n'a pas pu être vérifié par cette méthode quel est le volume autour du fil central affecté initialement par la décharge.

c) *Collection des ions positifs. — Courant dans le compteur.*

Les électrons formés dans le cours de la décharge sont collectés très rapidement par l'anode. L'énergie ainsi délivrée au circuit extérieur sera très réduite puisqu'ils proviennent du voisinage immédiat de l'électrode centrale [5]. On a démontré [6] que le courant produit par collection électronique est très faible, environ 1 000 fois plus petit que le courant ionique. Celui-ci prend naissance dès la première avalanche et, comme le montrent les très importants résultats de ALDER et al. [7], il croît jusqu'à un maximum qui intervient un temps variable après la première décharge suivant l'endroit où celle-ci s'est produite le long du fil. Les auteurs cités ont mesuré par une méthode oscillographique la vitesse de propagation moyenne de la décharge d'après la forme des impulsions de courant.

En fait, le courant ne s'annulera qu'à la complète collection des ions positifs par la cathode. Le temps de collection joue un rôle important, puisque la présence de particules chargées dans l'enceinte du compteur modifie la répartition du champ. Lorsque la gaine d'ions positifs est au voisinage du fil, on a vu, qu'elle empêchait la poursuite de la décharge. Il faut un temps assez long, de plusieurs centaines de microsecondes, pour que le compteur soit de

nouveau capable d'être déclenché par une particule ionisante. Ce temps d'insensibilité, ou temps mort, impose des pertes dans la fréquence des déclenchements lorsque le compteur est sollicité au hasard dans le temps. Il est cependant plus faible que le temps de collection des ions positifs (temps de restitution) comme le montrent les expériences de STEVER [8] et DEN HARTOG [9] (fig. 3). Lorsque les ions positifs arrivent au voisinage de la cathode, ils vont se neutraliser en arrachant des électrons de la paroi métallique. Les ions qui parviennent au voisinage de la cathode sont exclusivement formés d'ions d'alcool, car les ions d'argon existant initialement cèdent, très rapidement après leur formation, leur charge aux molécules neutres d'alcool dont le potentiel d'ionisation est plus faible que celui de l'argon. Il est connu que les ions d'alcool se prédissocient à leur arrivée sur une cathode métallique. Ce processus entraîne donc une certaine consommation de molécules d'alcool qui est à l'origine de la détérioration du compteur au bout d'un grand nombre de décharges, mais il évite le déclenchement parasite du compteur qui se produirait si des ions positifs d'argon atteignaient la cathode.

III. — LIMITATION D'EMPLOI DES COMPTEURS DE GEIGER-MÜLLER.

La description précédente fait apparaître les principales limitations de l'emploi des compteurs de Geiger-Müller.

a) Le temps de migration des électrons primaires vers la région de l'anode, où une première avalanche de Townsend est déclenchée, représente le retard de la réponse du compteur. Il en résulte une limite inférieure de la précision en temps du compteur, et par conséquent du temps de résolution minimum que l'on peut utiliser. Le temps de réponse, ou temps de latence, est fonction à chaque décharge de la distance d parcourue par l'électron primaire, et de la tension V_a appliquée au compteur. Des mesures effectuées récemment [10] ont montré que pour des compteurs à remplissage Argon-Vapeur organique ces retards étaient compris entre 10^{-8} sec. et 10^{-6} sec. suivant la distance d . Dans le cas des compteurs à remplissage Argon-Halogène, ces retards peuvent être très supérieurs [11].

b) Le temps de migration des ions positifs introduit un temps mort après chaque décharge du compteur. Il en résulte une perte de comptage du compteur dont la fréquence moyenne des décharges est plus faible que le nombre moyen N_0 de particules qui traversent le compteur par unité de temps. La fréquence moyenne N des décharges du compteur est égale à :

$$N = N_0 - N N_0 T_m = \frac{N_0}{1 + N_0 T_m}$$

où T_m est égal au temps mort du compteur (ou au temps de résolution de l'ensemble compteur-dispositif électronique).

La perte de comptage $\Delta N = N_0 - N$ est égale à

$$\Delta N = \frac{N_0^2 T_m}{1 + N_0 T_m}$$

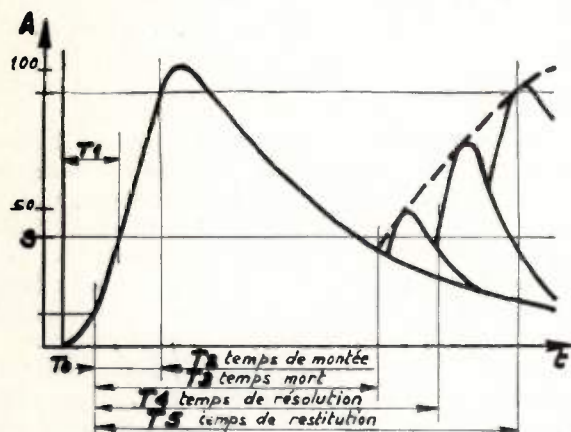


FIG. 3. — Caractéristiques de « temps » des impulsions d'un compteur GM (oscillogramme obtenu à l'aide d'un balayage déclenché).

- t : Echelle des temps (unité arbitraire).
- A : Amplitude (unité arbitraire).
- T_0 : Instant du passage de la particule ionisante.
- T_1 : Temps de latence.
- T_2 : Temps de montée.
- T_3 : Temps mort.
- T_4 : Temps de résolution.
- T_5 : Temps de restitution.
- S : Seuil de comptage de l'appareillage électronique.

Pour effectuer des comptages précis avec un compteur, il est donc nécessaire soit de connaître T_m [12], soit d'imposer par un circuit extérieur au compteur un temps mort T_m' , fixe, plus grand que la valeur supposée de T_m [13], soit, enfin, de réduire au maximum T_m à l'aide, par exemple, de circuits électroniques [14].

c) Comme on l'a vu précédemment, à chaque décharge, il est dissocié un nombre de molécules d'alcool égal au nombre de paires d'ions libérées. La vapeur d'alcool disparaît donc peu à peu au cours du fonctionnement du compteur. Tel n'est pas le cas pour des compteurs à halogène dans lesquels la molécule d'halogène est cassée en deux atomes qui auront une grande probabilité de se recombiner. Ce processus explique la grande durée de vie des compteurs à halogène, environ 100 fois plus longue que celle des compteurs à vapeur organique. Il est cependant possible d'améliorer la durée de vie de ces derniers par des circuits électroniques appropriés qui ont pour effet de confiner la décharge à une partie limitée du fil [14]. Ces circuits ont de plus la propriété de réduire le temps mort T_m du compteur à des valeurs de l'ordre de quelques microsecondes.

IV. — CIRCUIT D'UTILISATION.

Nous envisagerons tout d'abord le cas des compteurs à vapeur organique, les circuits associés à des compteurs à halogènes présentent des caractéristiques très particulières.

a) Sensibilité.

De nombreuses expériences ont montré que l'amplitude v des impulsions augmentait de façon sensiblement linéaire avec la tension appliquée V_a pour $V_0 < V_a < V_1$. Les circuits d'utilisation auront donc à être sensibles aux impulsions d'amplitude v_m correspondant à la tension V_0 de seuil. Cette amplitude v_m est, en première approximation, proportionnelle à la longueur utile du compteur. On adoptera une valeur de 0,1 volt environ qui est suffisante pour la plupart des compteurs de type courant. L'influence de la sensibilité sur la valeur du temps de latence et du temps mort a été analysée dans certains des articles cités plus haut. Il résulte de ces études que, dans tous les cas, on a intérêt à fonctionner avec une sensibilité au moins égale à v_m . Il en est d'ailleurs de même en ce qui concerne la stabilité du comptage, puisque la zone d'utilisation $V_1 - V_0$ (fig. 2) n'est obtenue que pour une valeur correcte du seuil de sensibilité du circuit de comptage.

b) Impédance d'entrée.

Quoique les compteurs à vapeur organique puissent fonctionner avec des résistances R (fig. 1) faibles (quelques dizaines d'ohms), il est préférable de limiter la charge totale Q délivrée par le compteur, ce qui a pour effet de réduire les décharges parasites qui perturbent le taux de comptage. Ce résultat est obtenu, en particulier, lorsque la résistance R et l'impédance d'entrée du circuit d'utilisation, qui sont en parallèle, forment une impédance supérieure à 1 MΩ environ.

c) Exemples de montage des compteurs GM

La figure 4 montre le schéma de principe d'un circuit à cathode asservie associé à un compteur GM. Son gain, voisin de l'unité, est souvent insuffisant pour permettre la commande de circuits de numération ; il sera suivi d'un amplificateur dont le gain est de quelques dizaines. L'emploi d'un tel circuit

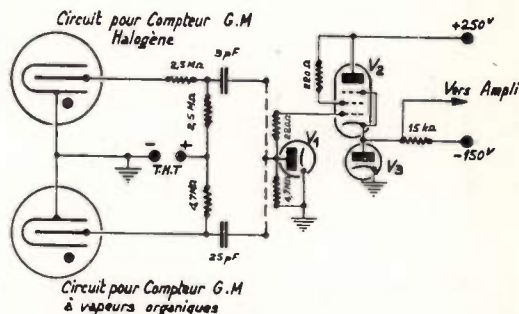


Fig. 4. — Schéma d'un préamplificateur pour compteur GM, comprenant un circuit d'entrée pour les compteurs à vapeurs organiques et un circuit d'entrée pour les compteurs à Halogène.

V_1 : Diode EA 50.

V_2 : Penthode EF 42.

V_3 : Diode au germanium OA 53.

est rendu nécessaire par la seconde condition énoncée précédemment, et de plus il permet la transmission des impulsions sous faible impédance jusqu'au circuit amplificateur qui peut être éloigné de quelques mètres.

La figure 5 représente le schéma d'un circuit, plus spécifique que le précédent, qui permet de réduire la charge Q libérée à chaque décharge du

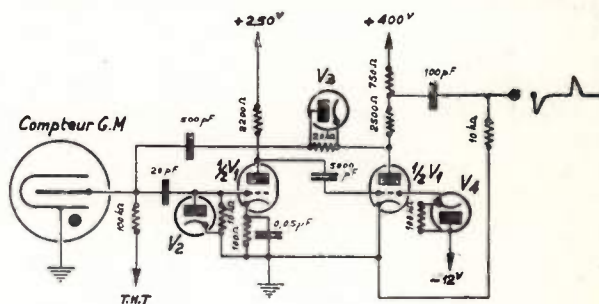


Fig. 5. — Circuit de limitation de la décharge.

V_1 : Double triode ECC 81.

V_2, V_3, V_4 : Diodes au germanium OA 53.

compteur (avec les avantages qui en résultent en ce qui concerne la durée de vie et le temps mort du compteur). Ce résultat est obtenu grâce à la réaction de tension qui abaisse le potentiel de l'anode du compteur en dessous de V_0 avant que la décharge se soit complètement propagée le long de l'anode. Le circuit représenté présente un avantage supplémentaire sur celui de la figure 4 par la mise en forme des impulsions obtenues.

d) Circuits d'utilisation des compteurs à halogène.

Dans le cas des compteurs à halogène, il est absolument nécessaire que le couplage avec le circuit d'utilisation soit extrêmement réduit (fig. 4). S'il n'en est pas ainsi, le palier devient de plus en plus court. Cependant, malgré cet inconvénient, ces

compteurs sont de plus en plus employés, car la tension de seuil peut assez aisément être ramenée à 300 volts environ, alors que l'on a $V_0 \approx 1\,000\text{ V}$ pour les compteurs à vapeur organique. De plus, les compteurs à halogène offrent l'avantage d'une grande robustesse électrique, une décharge disruptive ne les détériore pas.

V. — PROPRIÉTÉS PRINCIPALES DES COMPTEURS G.M. — DIFFÉRENTS FACTEURS À CONSIDÉRER DANS LEUR UTILISATION POUR LE COMPTAGE DES SOURCES RADIO-ACTIVES [15] [16].

Les compteurs GM possèdent trois importantes propriétés qui rendent leur utilisation relativement simple :

a) L'impulsion électrique qu'ils délivrent a, en première approximation, une amplitude constante quelle que soit l'ionisation spécifique de la particule qui a traversé le compteur. Il s'ensuit que le détecteur possède un palier de comptage, qu'il soit déclenché par une particule α , β ou γ . Cette propriété simplifie l'équipement électronique et contribue à la stabilité des mesures. En effet, pour un point de fonctionnement choisi sur le palier, le taux de comptage enregistré par le numérateur électronique est à peu près indépendant de la tension d'alimentation du compteur et de la sensibilité en tension de l'appareillage électronique (dans la mesure où celle-ci reste comprise entre le seuil et la fin de palier), cela quelque soit la composition du rayonnement (par exemple une source émettant à la fois des α , β et γ d'énergies diverses). Cette propriété, qui simplifie l'emploi de ce détecteur pour le comptage des particules nucléaires, le rend inutilisable dans la détermination des énergies de ces différentes particules. On fait, dans ce dernier cas, appel à des détecteurs du type « proportionnel » (il y a par exemple proportionnalité entre l'amplitude de l'impulsion électrique donnée par le détecteur et l'énergie de la particule qui l'a traversée).

b) La fréquence minimum des décharges n'est limitée que par le mouvement propre du compteur (on appelle mouvement propre le taux de comptage enregistré en l'absence de source radio-active ; le mouvement propre est provoqué par les rayons cosmiques et l'activité des matériaux ambiants). Pour les compteurs GM courant, de petites dimensions, le mouvement propre est compris entre 15 et 100 chocs par minute. Avec quelques précautions on peut mesurer des sources émettant quelques particules par minute.

c) Nous avons vu que l'amplitude de l'impulsion électrique donné par le compteur GM (entre 0,1 v et 100 v) permet au système électronique qui l'enregistre d'être relativement simple (amplificateur à faible gain).

Les compteurs GM sont utilisés pour le comptage des particules β où le rendement du compteur est voisin de 100 % (on définit le rendement du compteur comme étant le rapport entre le nombre d'impulsions enregistrées et le nombre de particules qui

ont pénétré dans le volume utile du compteur pendant le même temps), de même pour les particules α . Dans ce dernier cas la difficulté est d'avoir des compteurs à parois très minces (les rayons α ne peuvent traverser que des épaisseurs de quelques mg/cm²). Pour le comptage des particules γ le rendement des compteurs GM est très faible (environ 1 %).

Pour la mesure de faible activité γ , on utilise maintenant les compteurs à scintillations dont le rendement γ est supérieure à 10 %. Les compteurs GM sont également utilisés pour la détection des rayons X. On peut avoir des rendements compris entre 15 et 60 % pour des rayons X de 5 à 20 kV. Pour des rayons X « durs » (jusqu'à 50 kV) il semble difficile d'avoir un rendement supérieur à 30 %.

En résumé, chaque fois qu'un problème de comptage de source radio-active se pose, on doit considérer :

1° la nature de la particule à détecter (rayons α , β , γ et X) ;

2° l'état (solide, liquide ou gazeux) de l'échantillon radioactif à examiner ;

3° l'importance du flux de particules à détecter et précisions des mesures ;

4° les conditions dans lesquelles s'effectuent les mesures :

- température ambiante au détecteur ;
- durée de vie du compteur ;
- robustesse électrique et mécanique ;
- tension d'alimentation disponible ;
- prix de revient compatible avec l'utilisation (particulièrement dans le cas d'application utilisant un grand nombre de compteurs GM : par exemple la prospection radioactive).

VI. — PRINCIPAUX TYPES DE GM. DISPOSITION DE L'ENSEMBLE SOURCE-COMPTEUR.

Dans presque tous les cas, l'ensemble compteur-source est placé dans une chambre de plomb (château de plomb). Ceci a pour but de réduire le mouvement propre du compteur et de le maintenir

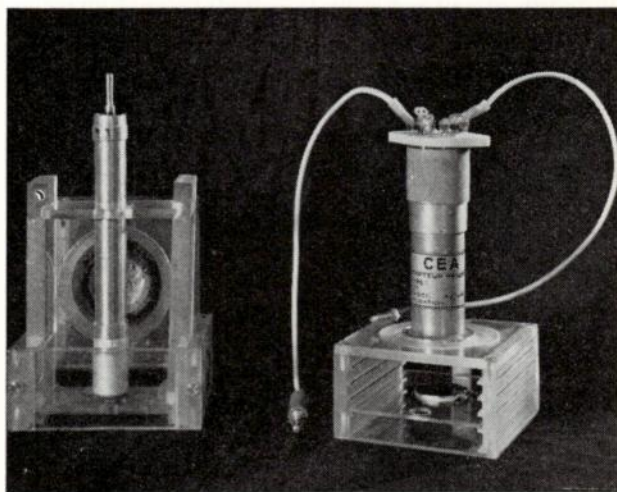


FIG. 6. — Compteur GM — β cylindrique et support source-compteur. Compteur GM — β à fenêtre en bout et support source-compteur.

à une valeur constante au cours des expériences (en évitant l'influence des sources qui se trouvent dans le voisinage par exemple). De toute façon il est toujours nécessaire de protéger le compteur de la lumière ambiante, en effet presque tous les compteurs GM sont plus ou moins photo-sensibles. Dans la fig. 8 est montré un ensemble de comptage complet utilisant un compteur GM.

a) *Compteurs GM pour la mesure des rayons β , α et X.*

Pour les rayons β relativement énergiques ($E_{max} < 1 \text{ MeV}$) on utilise des compteurs GM cylindriques type métallique dont la paroi en alliage d'aluminium a une épaisseur de 27 mg/cm^2 , ou des compteurs à enveloppe de verre aminci (épaisseur 40 mg/cm^2).

Afin d'obtenir une géométrie source-compteur reproductible, ce dernier est fixé mécaniquement sur un support. La source à mesurer entoure complètement le compteur de façon à obtenir l'angle solide maximum, on utilise également des sources plates (fig. 6). Etant donné l'intensité variable des sources à mesurer on prévoit plusieurs positions relatives de la source et du compteur.

En effet, dans le cas de source intense on est conduit à limiter le taux de comptage, les pertes dues au temps mort devenant importantes et la stabilité de certains compteurs étant mauvaise pour des taux de comptage élevés. Dans la pratique le taux de comptage est toujours maintenu en-dessous de 20 000 coup/minute. Pour la mesure d'échantillons radio-actifs en laboratoire, les GM cylindriques à paroi mince sont de moins en moins utilisés (les corrections de comptage dues aux diffusions des particules étant difficiles à faire). Ce type de détecteur est maintenant remplacé par les compteurs à fenêtre en bout. Ce dernier est également de forme cylindrique mais l'une de ses extrémités est fermée par une fenêtre mince en aluminium ou en mica. Pour des rayons β d'énergie comprise entre 0,2 et 0,5 MeV on utilise des fenêtres en aluminium de 10 mg/cm^2 , pour des β très mous ou des α on utilise des compteurs à fenêtre de mica dont le poids est compris entre 1 et 3 mg/cm^2 . De même que pour les compteurs cylindriques un support est prévu. Les sources sont ici de formes plates. Le support du compteur est rainuré de façon à pouvoir faire varier la distance source-compteur. Le système mécanique doit être suffisamment précis pour avoir un centrage correct de la source par rapport à la fenêtre du compteur (Dans la pratique, on s'arrange toujours pour avoir des sources aussi ponctuelles que possible) (fig. 6). Les supports de compteurs et de sources sont construits en matériaux légers plexiglass) afin de réduire au maximum la diffusion des rayons β .

Les GM à rayons X sont du type à fenêtre en bout, mais leur diamètre est généralement plus faible et leur longueur plus importante. Les compteurs à rayons X sont principalement employés dans les appareils de diffractions de rayons X.

Lorsque l'échantillon radio-actif à examiner est liquide, on utilise des compteurs « jupe ». Ce détecteur se présente comme un compteur cylindrique

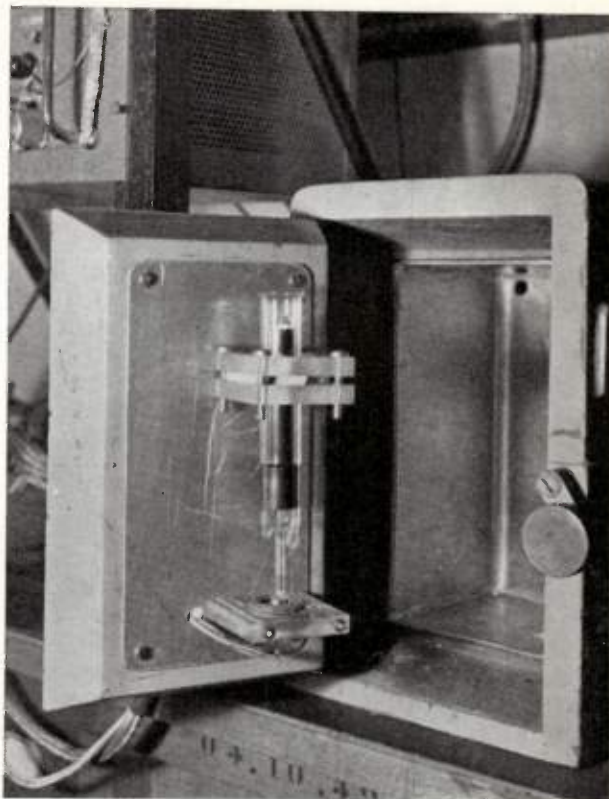


Fig. 7. — Compteur jupe type C.E.A. et sa fixation à l'intérieur du château de plomb.

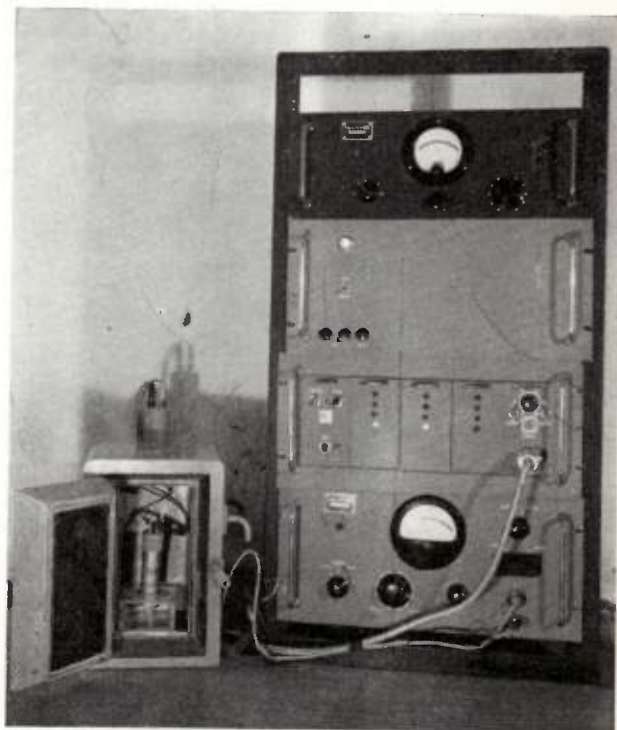


Fig. 8. — Ensemble de comptage utilisant un compteur GM comprenant :

- une alimentation H. T. du compteur GM.
- une échelle de numération et son alimentation.
- un préamplificateur pour compteur GM.
- un compteur à fenêtre en bout placé dans un château de plomb.

à la base duquel on a soudé un tube de façon à définir un volume annulaire dans lequel sera versé le liquide actif à examiner. Ces compteurs sont toujours à enveloppe de verre, aminci par soufflage (épaisseur 40 mg/cm²), la cathode étant constituée par un dépôt interne d'Aquadag par exemple. De la sorte, ils sont faciles à nettoyer et résistent à l'action des liquides corrosifs (fig. 7).

Dans certains cas l'échantillon à examiner se trouve à l'état gazeux (Xénon par exemple). Pour mesurer son activité on ajoute au gaz de remplissage du compteur une quantité plus ou moins grande de l'échantillon à examiner. On est en pratique limité par le fait que le gaz actif à examiner perturbe le fonctionnement du compteur. En outre cette méthode nécessite un équipement pour faire le vide dans le compteur et le remplir avec le mélange de gaz approprié.

Pour la mesure d'échantillons émettant des β d'énergie très faible (carbone 14, eau tritiée) il n'est plus possible d'utiliser des compteurs à fenêtre en bout même à paroi très mince l'absorption des β dans la fenêtre devenant trop importante. Dans ce cas, on met volontairement ces échantillons sous forme gazeuse (CO₂ dans le cas du C¹⁴ et H³ dans le cas de l'eau tritiée).

b) Compteurs GM pour la détection des rayons γ .

Pour la détection des rayons γ on utilise des compteurs cylindriques dont l'épaisseur et la nature de la paroi sont choisies en fonction de l'énergie des rayons à détecter.

Dans certaines applications, on est conduit à localiser une petite région active, on utilise alors des compteurs à fenêtre en bout, la fenêtre pouvant alors avoir une épaisseur importante.

VII. — TECHNIQUES DES MESURES AVEC UN COMPTEUR GM.

Le choix de l'équipement d'une part, et les différentes techniques de mesures d'autre part, sont en grande partie déterminés par la nature des renseignements à obtenir. Par exemple, pour un laboratoire ayant à effectuer toutes les mesures sur les radioéléments (identification des radio-isotopes, mesure de période, mesure absolue etc...) l'équipement sera compliqué et les méthodes de mesures nécessaires imposent un ensemble de techniques délicates demandant la spécialisation d'ingénieurs et de techniciens. Par contre, un grand nombre d'applications pour lesquelles les radio-isotopes utilisés comme traceurs par exemple possèdent une pureté connue et une activité notable, posent des problèmes beaucoup plus simples à résoudre. Ainsi dans beaucoup de cas, on est amené à une mesure du taux relatif de désintégration pour plusieurs échantillons de même espèce ou pour un même échantillon en fonction du temps. Nous nous limiterons dans l'exposé qui suit au domaine des mesures relatives pour les différents rayonnements en donnant rapidement les principes de mesures absolues d'échantillons actifs. Dans un certain nombre d'autres problèmes de détection (par exemple

prospection radio-active ou certaines applications des radioéléments aux contrôles industriels) les techniques deviennent encore plus simples : on est alors amené à une mesure relative assez grossière ou encore à une mesure du type « tout ou rien ».

1) Mesure relative des rayons β .

Les rayons β sont des rayons ionisants dûs à des électrons rapides (positifs ou négatifs). Dans la pratique, les rayons β que l'on est amené à détecter ont des énergies comprises entre 20 KeV et quelques MeV. Lorsque les particules β traversent une substance absorbante, elles ont une trajectoire en zig-zag qui les fait diffuser dans toutes les directions. On peut cependant définir un parcours. Le parcours est l'épaisseur d'absorbant qui ne laisse passer dans la direction primitive que 1 pour mille des particules β incidentes (fig. 9). Les rayons β émis par les éléments

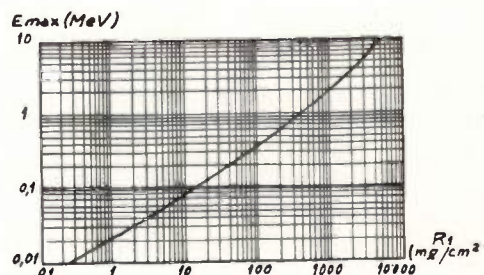


Fig. 9. — Relation énergie-parcours pour les rayons β .

R_1 : parcours dans l'aluminium.

E_{max} : énergie maximum des rayons β .

radioactifs ont des énergies réparties d'une façon continue entre 0 et une valeur maximum donnée, dans les tables spécialisées (fig. 10). Quoi qu'il en soit il existe une relation entre le nombre mesuré et le nombre total de désintégrations dans l'échantil-

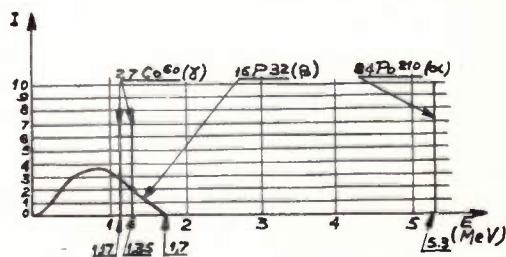


Fig. 10. — Type de spectres d'émission α , β , γ .

I : intensité du rayonnement (unité arbitraire).

E : Énergie du rayonnement.

lon. Nous allons examiner les principaux éléments d'une mesure en nous plaçant tout d'abord dans le cas simple où n'interviennent ni la rétrodiffusion ni l'absorption. On examinera ensuite successivement le cas avec rétrodiffusion, puis l'influence de la présence du compteur GM lui-même sur la mesure, et enfin les perturbateurs introduites par la structure de la source.

a) Relation dans le cas simple entre le nombre de désintégrations et le taux de comptage observé.

Considérons un ensemble idéal où la source active émettrice β pur est ponctuelle (absorption nulle des

rayons β dans la source), le support de source est infiniment mince et placé loin de tous matériaux, évitant ainsi la diffusion des rayons, l'épaisseur de la paroi du compteur est négligeable et où il règne un

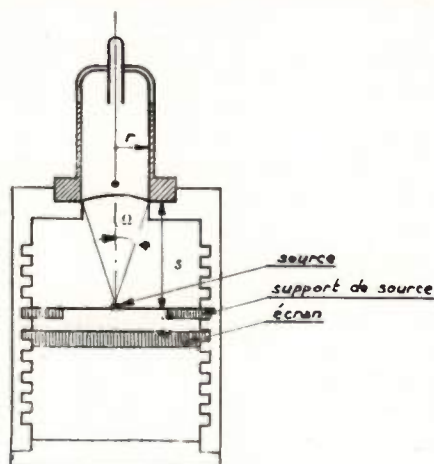


FIG. 11. — Compteur à fenêtre en bout et support source-compteur.

s : distance source-compteur.

Ω : angle solide utile.

r : rayon du compteur.

vide absolu dans l'espace source compteur. Le taux de comptage mesuré N_0 est défini par l'expression :

$$N_0 = D \frac{\Omega}{4\pi} E_p F_p F_\tau \quad (1)$$

D est le taux de désintégration de la source (c'est-à-dire le nombre de particules émises dans l'angle solide 4).

E efficacité propre du compteur est le rapport entre le nombre de particules ayant donné une impulsion perceptible et le nombre de particules ayant pénétré dans le détecteur pendant le même temps. Dans le cas des compteurs GM à vapeur organique, l'efficacité peut être considérée comme étant égale à 100 %. Pour les compteurs à halogène l'efficacité est un peu plus faible (environ 90 %).

F_p représente le facteur de correction dû aux coups parasites du compteur (pente du palier).

F_τ est le facteur de correction dû aux pertes de comptage.

$D \frac{\Omega}{4\pi}$ est le nombre de particules pénétrant dans le compteur.

Dans la pratique il est commode d'écrire le produit $\frac{\Omega}{4\pi} \cdot E_p \cdot F_p$, que l'on appelle efficacité corrigée E_{C_3} .

On peut en connaître la valeur absolue en mesurant le taux de comptage donné par une source étalonée. La mesure absolue d'échantillons de même nature que l'étalon pourra alors être faite en tenant compte de l'angle solide. Dans les mesures relatives, on détermine la valeur de E_{C_3} par rapport à un échantillon qui sert de référence arbitraire. Cette valeur doit être connue pour deux raisons :

1° dans beaucoup d'applications on est amené à

mesurer plusieurs échantillons de même nature, mais d'activité très différente. Afin de ne pas surcharger le compteur, on fait alors varier l'angle solide, soit par la distance S entre source et compteur [on a $\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{S}{\sqrt{s^2 + r^2}} \right)$], soit en diaphragmant la source. Cette dernière méthode est la plus précise étant donné l'efficacité non uniforme dans le volume de certains compteurs (halogène en particulier).

2° la deuxième raison qui conduit à connaître la valeur relative de E_{C_3} est de pouvoir contrôler les variations d'efficacité du compteur. Certains détecteurs peuvent présenter une mauvaise stabilité (en fonction de la vie du compteur, de la température, etc.). Il est donc utile, avant d'effectuer des mesures, de contrôler avec la source de référence que la valeur de E_{C_3} reste constante. Si cette valeur enregistrerait des variations importantes, il y aurait lieu d'en rechercher la cause (compteur défectueux, mauvaise géométrie source-compteur, manque de stabilité du numérateur électronique).

b) Cas avec rétrodiffusion.

Si un ou plusieurs écrans d'épaisseur d sont placés derrière la source (fig. 11), un certain nombre de particules de directions opposées à la fenêtre du GM peuvent être rétrodiffuser. Dans ces conditions, le taux de comptage mesuré est plus grand que dans l'équation (1) par le facteur F_r de rétrodiffusion :

$$N_1 = N_0 F_r \quad (2)$$

F_r augmente en fonction de l'épaisseur de l'écran et devient théoriquement constant lorsque l'épaisseur de celui-ci est égale à la moitié du parcours des rayons β dans le matériau considéré. Ce facteur est également fonction de l'énergie des particules β (il est plus important pour les basses énergies) et du numéro atomique du matériau constituant l'écran (il croît en fonction du numéro atomique). Les valeurs de saturation de F_r sont trouvées indépendantes de l'énergie des particules β entre 0,3 et 2,3 MeV.

On a résumé dans le tableau ci-dessous les valeurs de F_r prises à saturation pour des écrans en divers matériaux :

Ecrans	Numéro atomique du matériau	F_r
Plexiglass	—	1,15
Al	13	1,29
Cu	29	1,48
Pt	78	1,78
Pb	82	2

Étant donné la grande difficulté de préparer des supports de sources suffisamment minces, il est recommandé dans beaucoup de manipulations d'utiliser des supports de sources épais pour lesquels F_r

est à saturation. Dans ces conditions, des mesures reproductibles peuvent être faites.

c) *Absorption et diffusion dans la fenêtre du compteur GM et dans l'air.*

Le taux de comptage N_1 défini dans l'équation (2) est réduit par l'absorption des rayons β dans la fenêtre du compteur GM et le long de leur parcours dans l'air ambiant F_a . Dans ces conditions l'équation (2) devient :

$$N_2 = N_1 F_a \quad (3)$$

Pour déterminer le facteur correspondant F_a des écrans d'épaisseur variable (généralement en aluminium) sont placés sur le chemin des rayons β et permettent de déterminer une courbe d'absorption.

En effet l'expression donnant l'absorption des rayons β est de la forme :

$$N(x) = N(0)e^{-\mu x}$$

x est l'épaisseur de l'écran en cm,
 μ le coefficient d'absorption en cm^{-1} .

Si d représente la masse par unité de surface ($d = \rho x$) l'expression ci-dessus devient :

$$N(d) = N(0) e^{-\frac{\mu}{\rho} d}$$

$\frac{\mu}{\rho}$ est appelé coefficient d'absorption massique en cm^2/g . Cette quantité est à peu près la même pour le mica, l'air et l'aluminium. En appelant d_f la masse par unité de surface de la fenêtre, d_a la masse par unité de surface de l'air, d_e la masse par unité de surface de l'écran, l'expression donnant l'absorption totale peut être mise sous la forme

$$\text{Log } N(0) - \text{Log } N(d) = -\frac{\mu}{\rho} d$$

ou :

$$d = d_f + d_a + d_e$$

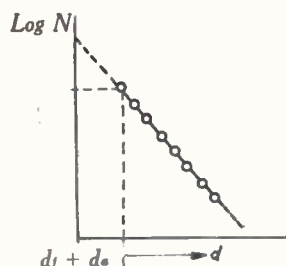


FIG. 12. — Courbe d'absorption.

N : taux de comptage en coup/seconde.

d : masse par unité de surface.

o o : points expérimentaux obtenus avec des écrans d'épaisseur variable.

Si l'on porte en coordonnées semi-logarithmiques $\text{Log } N$ en fonction de d_e , on obtiendra une courbe d'absorption que l'on peut extrapoler pour $d_e = 0$ (fig. 12). Cette méthode est imprécise pour déterminer

l'absorption dans l'air car elle ne tient pas compte de la diffusion des particules β . Une courbe d'absorption peut cependant être déterminée à chaque fois que la composition du rayonnement de la source à examiner est relativement simple.

d) *Influence de l'absorption et de la rétrodiffusion dans la source.*

Si la source et son support ne sont pas infiniment minces, le taux de comptage est différent de celui donné dans l'équation (3) par un facteur F_s , exprimant l'absorption et la rétrodiffusion dans la source.

Si l'on augmente l'épaisseur d'une source d'activité totale constante (en diluant par exemple la matière radioactive dans un matériau stable), le taux de comptage décroît et devient sensiblement constant à partir d'une certaine valeur (fig. 13 a). De même si l'on augmente l'épaisseur de la source en prenant une quantité plus importante d'un matériau d'activité spécifique constante (l'activité totale augmentant) on obtient pour une certaine épaisseur de la source une saturation du taux de comptage (fig. 13 b). Dans les mesures relatives simples on

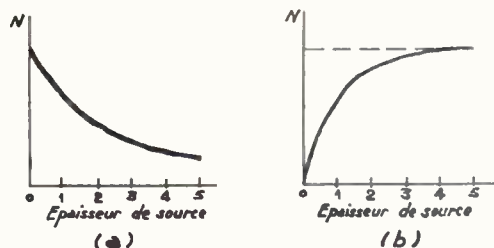


FIG. 13. — Courbe d'absorption des rayons β pour des sources épaisses

a) pour une source d'activité totale constante (activité spécifique variable).

b) pour une source d'activité spécifique constante (activité totale variable).

s'efforcera toujours de travailler avec des sources épaisses, dans ces conditions l'activité mesurée est directement proportionnelle à l'activité spécifique de la source. De même, le support de source sera choisi de manière à obtenir la saturation pour le facteur de rétrodiffusion. Les mesures seront alors reproductibles d'échantillon à échantillon.

En résumé, le taux de comptage est relié au taux de désintégration de la source par l'expression :

$$N = D E_{C\beta} F_{\tau} F_r F_a F_s \quad (4)$$

On détermine le nombre absolu de désintégrations à l'aide d'une source étalon de même nature que l'échantillon en mesurant $E_{C\beta}$. Les différentes corrections pour l'absorption et la rétrodiffusion seront ensuite effectuées.

Durant tous ces essais, on opérera dans des conditions aussi identiques que possible. En effet, des erreurs dans la détermination des différents facteurs que nous avons étudiés sont d'autant plus importantes que la composition du rayonnement de l'échantillon à examiner devient complexe.

2°) Mesure des rayons α .

Les rayons α sont dûs à des noyaux d'atomes d'hélium en déplacement rapide. Chaque particule α est chargée de deux charges élémentaires. Ces particules sont émises en général avec une grande énergie (plusieurs MeV), elles n'ont cependant qu'un parcours très faible dans la matière : elles ne peuvent traverser que des épaisseurs de quelques mg/cm^2 (fig. 14).

Les rayons α émis par un isotope radioactif ont leur énergie répartie suivant une ou plusieurs raies, chacune d'énergie bien déterminée (fig. 10). La mesure des rayons α à l'aide de compteurs GM présente des difficultés dues :

a) à l'absorption importante de ces rayons dans la paroi du compteur (seuls les compteurs type cloche à paroi plus petite que $2 \text{ mg}/\text{cm}^2$ sont utilisables).

b) à l'efficacité des compteurs GM qui est la même pour des rayons α ou β (environ 100 %), d'où la difficulté de mesurer des rayons α avec une source $\alpha + \beta$. Dans les mesures relatives on s'efforcera, comme pour les mesures β , d'effectuer les essais dans des conditions aussi identiques que possible.

3°) Mesures des rayons γ .

Le rayon γ est la trajectoire suivie par un photon ayant une énergie supérieure à environ 0,1 MeV. Entre quelques eV et 0,1 MeV la trajectoire est un rayon X.

Nous avons vu que le rendement γ des compteurs GM est faible (souvent inférieur à 1%). Le photon est une particule non ionisante qui est détectable lorsqu'elle transfère une partie de son énergie à un électron, le transformant ainsi en rayon β , c'est la mesure de ces rayons β secondaires qui permet de mesurer l'intensité d'un flux de rayons γ . On distingue trois processus de projections d'électrons :

a) l'effet photo-électrique (projection d'un seul électron) ;

b) l'effet Compton (projection possible de plusieurs électrons) ;

c) l'effet de matérialisation (création d'une paire d'électrons + et -) ; cet effet, nul en dessous de 1 MeV devient de plus en plus important au fur et à mesure que croît l'énergie des rayons γ .

L'absorption des rayons γ dans la matière est de la forme

$$I(d) = I(0) e^{-\frac{\mu}{\rho} d}$$

$I(0)$ est l'intensité du flux pour les rayons incidents,
 $I(d)$ est l'intensité du flux pour les rayons émergents,

$\frac{\mu}{\rho}$ est le coefficient d'absorption massique en cm^2/g ,

ρ est la densité,

$d = \rho x$ (x étant l'épaisseur de matière).

Les mesures précises (relatives ou absolues) des rayons γ sont très délicates en raison de la diffusion importante de ces rayons (le taux de comptage

mesuré étant la somme des rayons directs et des rayons diffusés). Pour diminuer cet effet, on réduit le plus possible l'angle solide d'émission des rayons γ en les canalisant (canalisateur en plomb de faible

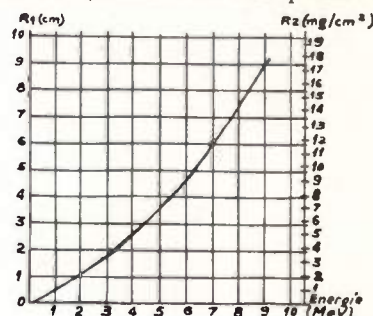


FIG. 14. — Relation énergie-parcours pour les rayons α .

R_1 : parcours dans l'air (T. P. N.).

R_2 : parcours dans l'aluminium.

ouverture). Etant donné la grande différence d'efficacité entre les rayons β et γ il est important de filtrer les rayons β par un écran d'épaisseur convenable.

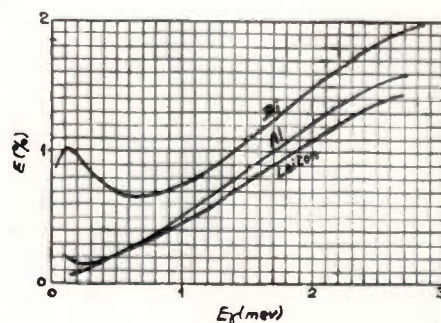


FIG. 15. — Variation de l'efficacité d'un compteur GM en fonction de l'énergie des rayons γ , la cathode du compteur étant faite en Bismuth, en Aluminium et en Laiton.

Les trois processus précédemment signalés sont principalement localisés dans la paroi du compteur, il s'ensuit que le rendement du détecteur est fonction de la nature de la paroi. On a montré dans la figure 15 le rendement d'un compteur γ en fonction de l'énergie des rayons pour différents matériaux constituant la cathode.

La production et, par voie de conséquence, les emplois industriels ou scientifiques des radioéléments sont maintenant en plein développement. Quelle que soit l'application envisagée on est presque toujours amené à détecter, ou plus exactement à dénombrer les particules émises par un ou plusieurs échantillons radio-actifs. Les compteurs GM présentent l'énorme avantage de la simplicité d'emploi sur les autres types de détecteurs, ils se développent parallèlement aux moyens de production et aux applications des radioéléments. Dans certains domaines (protection du personnel contre les radiations, prospection des minerais uranifères) les compteurs GM s'utilisent déjà en France par plusieurs centaines et sont appelés à un développement encore plus important ; c'est pourquoi la construction des compteurs Geiger-Müller étudiée par le Commissariat à l'Énergie Atomique, et maintenant confiée à l'industrie.

BIBLIOGRAPHIE

- KORFF S. A. — *Electrons and Nuclear Counters*. — New-York 1946.
- CURRAN S. C. and CRAGGS S. D. — *Counting Tubes*. — London 1949.
- ROSSI B. B. and STAUB H. H. — *Ionization Chambers and Counters*. — New-York 1949.
- WILKINSON D. H. — *Ion chambers and Counters*. — London 1950.
- BLEULER E. and COLDSMITH G. J. — *Experimental Nucleonics*. — New-York 1952.
- E. FUNFER et H. NEUERT. — *Zählrohre und Szintillationszähler* — Karlsruhe 1954.
- [1] BLANC D. — *J. Phys. & Radium*, 1953, 14, 260.
- [2] WILKINSON D. H. — *Ionization chambers and counters*. — London 1950, p. 170.
- [3] KORFF S. A. — *Rev. Sci. Instr.* 1953, 24, 7071.
WILKINSON D. H. — *op. cit.* p. 133.
- [4] CAMPION P. J. — Communication à la conférence sur les phénomènes d'ionisation dans les décharges. — Oxford, Juillet 1953.
- [5] WILKINSON D. H. — *op. cit.* p. 59 et suivantes.
- [6] CHAMINADE R. — Groupe de documentation sur les compteurs GM. Juin 1951, n° 2.
- [7] ALDER F., BALDINGER E., HUBER P., METZGER F. — *Helv. Phys. Acta*, 1947, 20, 73.
- [8] STEVER H. G. — *Phys. Rev.* 1942, 61, 38.
- [9] VAN GEMERT A. G. M., DEN HARTOG H., MULLER F. A. — *Physica* 1942, 9, 658.
- [10] E. PICARD. — Thèse. — Faculté des Sciences de Paris, 1954.
- [11] LOOSEMORE W. R., SHARPE J. — Time delays in low-voltage halogen-quenched G. M. counters. — *Nature G. B.*, 1951, 167, 600.
- [12] PICARD E., ROGOZINSKI A. — *J. Phys. & Radium*, 1953, 14, 445.
- [13] R. CHAMINADE, A. LEVÈQUE. — Préamplificateur à temps mort (non publié).
- [14] HODSON A. L. — *J. Sci. Instr.* 1948, 25, 11.
PICARD E., ROGOZINSKI A. — *Rapport CEA*, n° 252.
- [15] J. LABEYRIE, J. WEILL et A. BENOIT. — Détecteurs électroniques de rayonnements nucléaires. — *Techniques de l'Ingénieur*. — Volume Electronique Tome II. — Paris 1953.
- [16] A. BENOIT. — Les détecteurs de particules du type compteur de Geiger-Müller. — *Le Vide*. n° 50, Mars 1954.

L'IMPÉDANCE PARASITE DE CATHODE

PAR

Mlle M. BERTHAUD
Ingénieur à La Radiotechnique

L'impédance parasite de cathode, que nous appellerons plus brièvement par ses initiales I_{pk} , est un défaut qui se développe progressivement sur certains tubes électroniques au cours de leur durée, et qui est constitué par l'apparition d'une impédance située à l'intérieur du tube dans la cathode. Cette expression d'impédance parasite de cathode présente l'avantage de ne rien présumer sur les causes du phénomène; on a beaucoup parlé de résistance d'interface, mais nous ne sommes pas sûrs que les phénomènes dus à l'interface soient les seuls responsables des inconvénients envisagés ici. Nous préférons donc un nom plus général. La résistance de la masse des oxydes peut contribuer à former l' I_{pk} . Nous ne nous en occuperons pas aujourd'hui, et nous nous bornerons à envisager les phénomènes sélectifs que l'on peut mettre en évidence par un effet dépendant de la fréquence.

Bien que l'on étudie les cathodes à oxydes depuis 50 ans, il y a seulement quelques années, l'impédance parasite était confondue avec d'autres défauts dans les appellations générales de chute de l'émission, d'émission faible, de pente faible ou de pente faible en sous-chauffage. On soupçonnait bien que le circuit cathodique présentait une résistance, mais il y a peu de temps que l'on distingue les phénomènes sélectifs de ceux qui ne le sont pas. En fait, ce défaut n'a été défini qu'en 1948 et les premiers

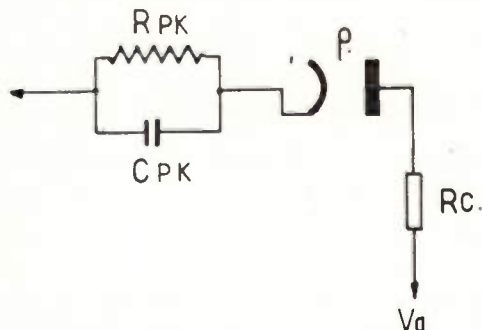


FIG. 1

articles qui traitent directement cette question ont été publiés à partir de 1949.

Habituellement, l' I_{pk} sélective de cathode peut être représentée grossièrement par une résistance découplée par une capacité; nous donnons (fig. 1) le schéma d'un tube présentant de l'impédance parasite de cathode.

INFLUENCE DE L' I_{pk} SUR LES CARACTÉRISTIQUES ET SUR LE FONCTIONNEMENT DES TUBES.

Nous avons représenté sur la figure 2, en traits pleins, les caractéristiques stylisées ($I_a(V_a)$ à droite et $I_a(V_g)$ à gauche) du tube au temps 0, c'est-à-dire quand il n'a pas fonctionné, et en A et en A' le point qui le représente dans les conditions suivantes :

$$V_a = 120 \text{ V}, V_{g1} = -1 \text{ V}, I_a = 20 \text{ mA}$$

Imaginons qu'après 5 000 heures de fonctionnement, il se soit créé une résistance parasite de cathode de 100Ω (Nous prenons 100 ohms comme exemple, bien que ce soit une valeur élevée, parce que c'est un chiffre commode).

Cette résistance parasite de cathode pour un courant de 20 mA provoquerait une polarisation supplémentaire de 2 volts. Donc, pour obtenir un débit de 20 mA, avec la même polarisation, il faudrait une tension anodique de 160 V.

Par contre, pour un courant nul, la résistance parasite ne provoquerait aucun effet. Nous pourrions donc tracer la nouvelle caractéristique $V_g = -1 \text{ V}$ et les autres $V_g = -2 \text{ V}$, $V_g = -3 \text{ V}$ qui lui sont parallèles.

Nous pourrions de même tracer les caractéristiques à tension d'anode constante.

On voit immédiatement que le réseau des caractéristiques de ce tube à 5 000 h est déduit du réseau initial par un pivotement des courbes; la pente a diminué, la résistance interne a augmenté.

Si le tube est polarisé par une source extérieure, son point de fonctionnement passe de A où son débit est de 20 mA, et sa pente de 4 mA/V en B où il débite 14 mA avec une pente de 3 mA/V.

En régime dynamique, les choses se passent d'une manière un peu différente; la résistance parasite de cathode est découplée par une capacité qui la court-circuite aux fréquences élevées, si bien que, pour ces fréquences, la pente garde sa valeur primitive.

Dans l'exemple que nous avons pris, le point représentatif viendra toujours de A en B et de A' en B' mais, alors que pour les fréquences très basses le tube fonctionne suivant la caractéristique en pointillé, avec une pente d'environ 3 mA/V, aux fréquences élevées, il fonctionne suivant la carac-

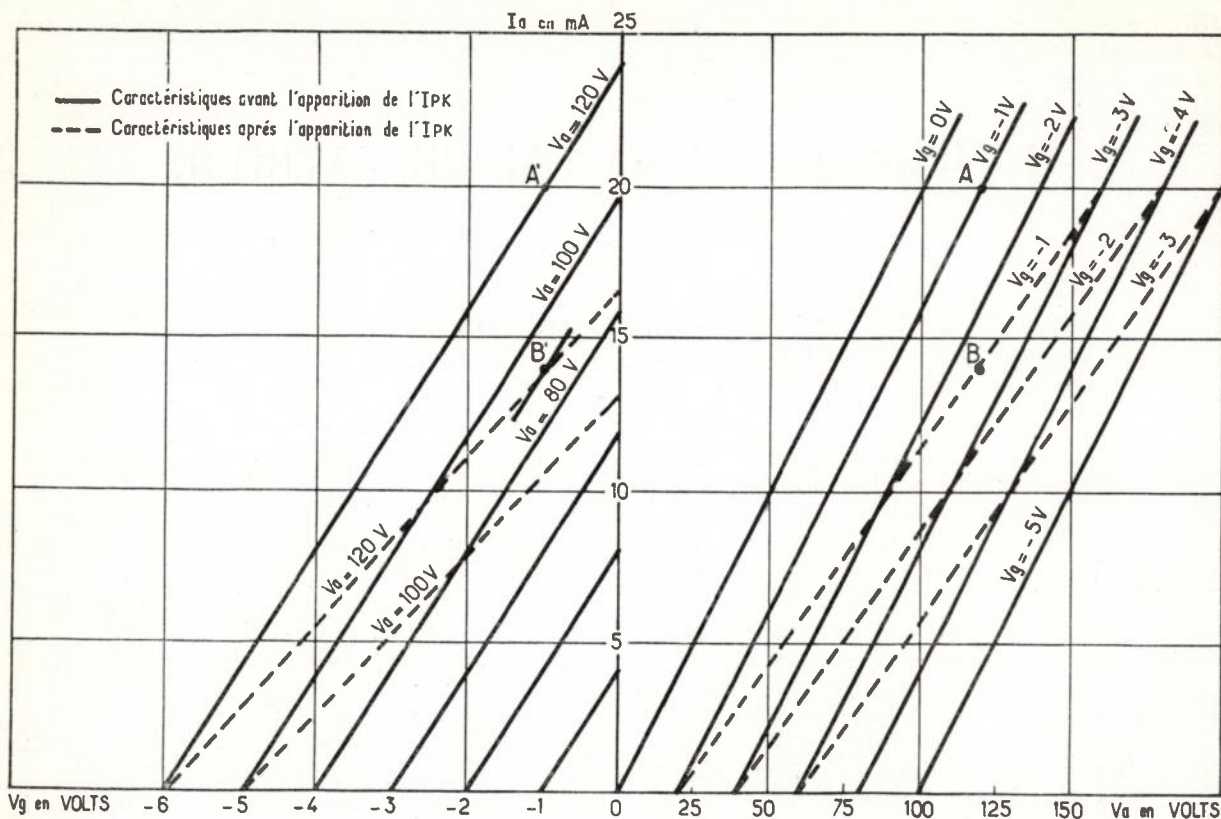


FIG. 2

téristique en trait plein, avec une pente de 4 mA/V.

Si le tube en question fait partie d'un amplificateur à large bande, la courbe de réponse de celui-ci se déformera progressivement au cours de l'apparition du défaut.

Si le tube est employé en impulsions, celles-ci subiront une déformation ; en particulier, si le tube doit transmettre des impulsions carrées, celles-ci présenteront à la sortie un dépassement balistique (fig. 3).



FIG. 3

A mesure que le condensateur de découplage se charge, le tube se polarise et l'émission semble décroître avec le temps suivant une loi exponentielle dont la constante de temps est comprise entre 0,1 et 1 μ s.

CARACTÉRISTIQUES DE L'IMPÉDANCE PARASITE DE CATHODE.

Nous avons donné tout à l'heure un schéma simple de l' I_{pk} pour expliquer les perturbations qu'elle apporte au fonctionnement des tubes. En fait, les choses sont moins simples que cela, car la

résistance parasite de cathode n'est pas une résistance ohmique.

I. — Réalité physique de l' I_{pk} .

C'est pourtant une résistance bien physiquement réelle, et la preuve la plus simple de cette réalité physique est qu'elle provoque un effet Joule qui peut amener, pour des courants forts et pour les valeurs élevées d' I_{pk} , un échauffement de la cathode, suffisamment visible pour que, à l'époque héroïque de l' I_{pk} , certains auteurs aient essayé de mesurer par ce moyen la résistance parasite.

II. — Variation de la valeur de l' I_{pk} .

La valeur de cette résistance est variable et dépend des conditions de mesure.

1° Influence du courant débité par la cathode pendant la mesure.

La figure 4 représente une courbe, relevée sur une 6AK5, donnant la valeur de la résistance parasite en fonction du courant cathodique : la résistance croît quand le courant augmente ; ce phénomène est général. Il y a toutefois une condition : celle de rester dans certaines limites de courant, car si l'on provoque par effet Joule un échauffement de la cathode, le phénomène se modifie.

2° Influence de la température de la cathode au moment de la mesure.

La caractéristique essentielle de la résistance parasite de cathode, est d'être variable en fonction de la température : elle diminue quand la température augmente et inversement.

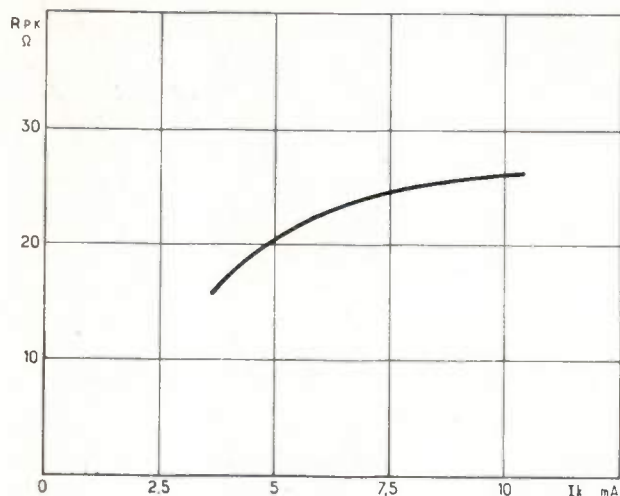


FIG. 4

Nous donnons (fig. 5) deux courbes représentant la variation de la résistance en fonction de la température d'une cathode. Nous avons porté en abscisse, en même temps que la température en degrés Celsius, la tension de chauffage correspondante en volts. Pour une diminution de tension de chauffage de 10 %, la résistance parasite est multipliée par un facteur compris entre 1,5 et 2. Cette variation de la valeur de la résistance parasite de cathode avec la température est vraiment caractéristique :

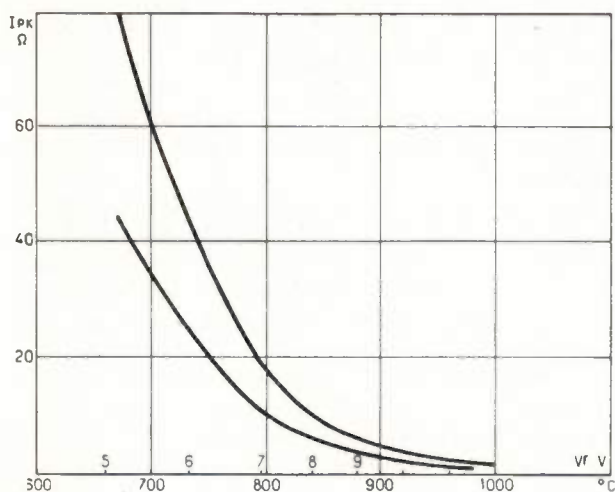


FIG. 5

c'est la caractéristique essentielle de l' I_{pk} . (Elle est par exemple beaucoup plus marquée que celle de la couche d'oxydes). C'est un des critères de la présence d'une I_{pk} .

Cela a plusieurs conséquences :

Les tubes atteints d' I_{pk} sont donc spécialement sensibles au sous-chauffage, et des tubes fonctionnant encore correctement au chauffage normal s'effondrent dès qu'ils sont sous-chauffés.

Par ailleurs, pour faire apparaître le défaut plus nettement ou pour l'étudier, on pourra sous-chauffer le tube. Cela est d'autant plus intéressant que les mesures des faibles valeurs d' I_{pk} sont délicates à faire ; inversement, il est bien certain qu'une mesure d' I_{pk} ne voudra rien dire si l'on ne précise pas la température à laquelle elle a été faite ou, à défaut, la tension de chauffage lors de la mesure du tube. Un chiffre d' I_{pk} non accompagné des conditions de mesure ne signifie rien.

III. — Croissance de l' I_{pk} .

1° Influence de la température de la cathode.

Il semble tentant, quand on regarde les deux courbes de la figure 5, d'accroître la température de la cathode et de faire fonctionner le tube à 850°C , température pour laquelle, au moment où cette courbe a été tracée, l'impédance parasite de cathode était négligeable.

Malheureusement, si, à un moment déterminé de l'existence d'un tube, la résistance parasite à 900°C est moindre qu'à 750°C , il est classique de lire dans les articles consacrés à ce sujet, que la croissance de la résistance parasite est d'autant plus rapide que la température de cathode est plus élevée. Un assez grand nombre de techniciens des lampes soit anglais, soit américains, a mis en essais de longue durée des tubes construits en même temps, de manière identique, les conditions de fonctionnement étant, elles aussi, semblables, la seule différence résidant dans la température de la cathode. Tous les résultats publiés à ma connaissance sont dans le même sens. La vitesse de croissance de l' I_{pk} augmenterait beaucoup avec la température de fonctionnement.

Nous reproduisons (fig. 6) une courbe donnée par CHILD. La température de fonctionnement de

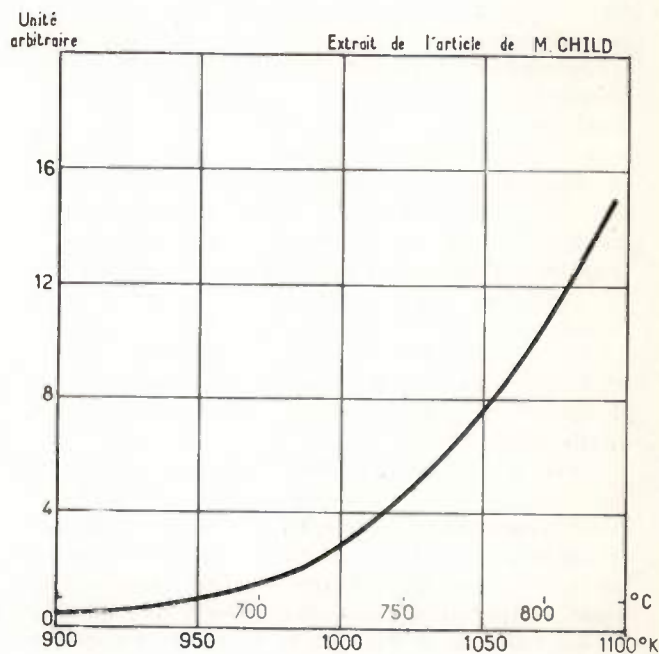


FIG. 6

la cathode est portée en abscisse et la vitesse de croissance de l' I_{pk} , exprimée en fonction d'une unité arbitraire, est portée en ordonnée. D'après cette

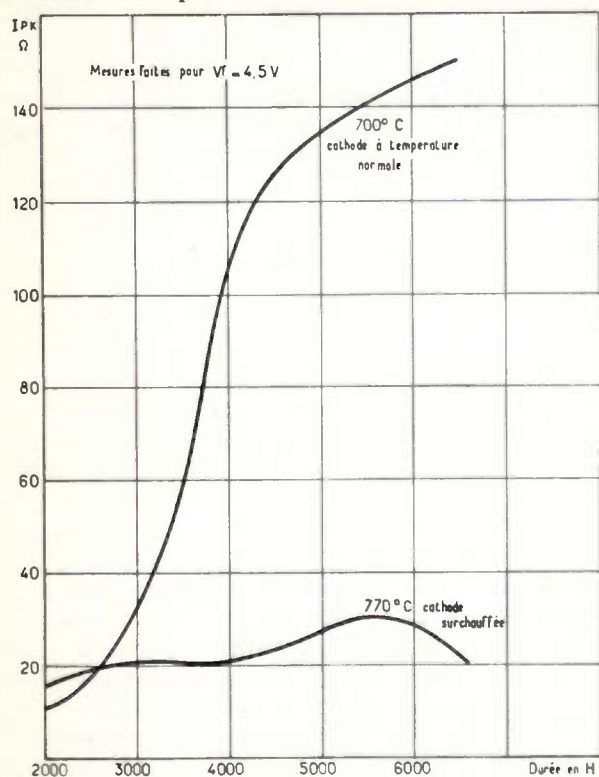


FIG. 7

courbe, il semblerait qu'on ait, en ce qui concerne l' I_{pk} , intérêt à faire fonctionner les tubes à la plus basse température possible.

Nous avons, nous aussi, fait un certain nombre d'expériences analogues. Des tubes, faisant partie de lots homogènes quant aux matériaux, au pompage et au traitement, ont été mis en fonctionnement à des températures de cathode différentes. Les résultats auxquels nous avons abouti sont loin d'être aussi simples.

Certains lots de nos tubes ont évolué de la manière habituellement décrite. En particulier, les tubes fonctionnant avec une cathode à une température nettement inférieure à la normale (la tension de chauffage étant de 5 V pour un tube habituellement chauffé par 6,3 V) ont toujours acquis de l' I_{pk} moins vite que les tubes fonctionnant dans les conditions normales. Par contre, sur la plupart des lots de tubes mis en durée à une température de cathode plus élevée (par ex. à $V_f = 7,5$ V au lieu de $V_f = 6,3$ V), l' I_{pk} n'a pas crû plus vite que sur ceux mis en durée à la tension de chauffage normale, et même, sur certains essais, elle a crû beaucoup moins vite.

Voici, à titre d'exemples, deux courbes (fig. 7) qui sont des moyennes d'un essai de durée sur R 144. Nous avons porté le nombre d'heures en abscisse et, en ordonnée, l' I_{pk} en ohms. Les chiffres d' I_{pk} sont élevés car les mesures ont été faites à très basse température pour une tension de chauffage de 4,5 volts, ils n'ont rien à voir avec les valeurs intervenant dans le fonctionnement normal du tube.

La courbe du haut représente la moyenne d'un groupe de tubes mis en durée avec une cathode à la température de 700° Celsius, c'est-à-dire à la température normale de fonctionnement, et celle du bas la moyenne d'un groupe de tubes pris dans le même lot et mis en durée à 770° C.

Ces tubes sont actuellement à 6 500 h et poursuivent leur durée; on peut remarquer l'amorce d'une saturation, et, sur une des courbes, une diminution. Bien qu'on parle toujours de la crois-

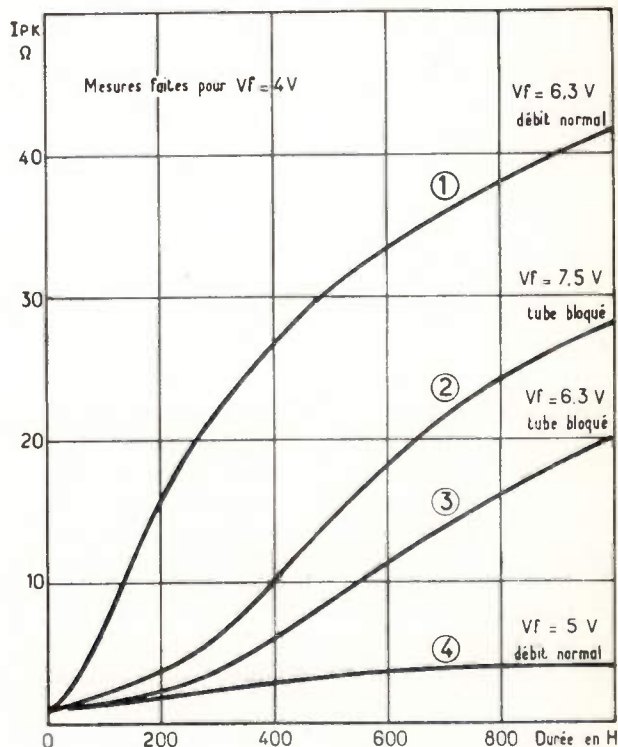


FIG. 8

sance de l' I_{pk} , ces diminutions sont assez fréquentes; il arrive que les courbes présentent de véritables clochers.

La figure 8 représente les résultats d'un quadruple essai de 6AK5. Pour faire apparaître le défaut, les mesures ont été faites, là aussi, en sous-chauffage pour $V_f = 4$ volts. Les tubes des courbes (1) et (4) étaient dans les mêmes conditions de fonctionnement hormis la tension de chauffage qui était de 6,3 V pour l'essai (1) et de 5 V pour l'essai (4). Les tubes des courbes (2) et (3) fonctionnaient aussi dans les mêmes conditions, les cathodes des tubes (2) étant chauffées sous 7,5 V et les cathodes des tubes (3) sous 6,3 V; dans ces deux cas, les tubes dont les cathodes étaient les moins chaudes ont été nettement moins défectueux.

Si l'on surchauffe encore plus les tubes et qu'on fasse fonctionner leur cathode à une température de 1 000° C, c'est-à-dire avec une tension de chauffage de 11 ou 12 V, l' I_{pk} croît alors très vite.

2° Influence du courant débité par le tube.

Un autre facteur fréquemment noté comme influençant la croissance de l'impédance parasite de cathode est la présence ou l'absence de débit. Il semble que les auteurs anglais et américains soient

d'accord pour penser que la résistance parasite de cathode croît beaucoup plus vite quand le tube est bloqué que quand le tube débite, plus vite quand le tube débite peu que quand il débite beaucoup et, si le tube fonctionne en impulsions, d'autant plus vite que le facteur d'utilisation est plus faible. Voici par exemple des chiffres de R_{pk} (Ω) relevés par CHILB sur des tubes en cours de durée ; il s'agit naturellement de moyennes :

$I_k = 2,5 \text{ mA}$		$I_k = 24 \text{ mA}$		R_{pk} en ohms.
500 h	1 000 h	500 h	1 000 h	
8	15	2	3,5	

Au cours de nos essais, nous n'avons pas trouvé les mêmes résultats. Nous avons mis en durée un grand nombre de lots doubles de tubes de divers types, les uns débitant, les autres ne débitant pas ; chaque fois, naturellement, les tubes du double prélèvement étaient pris dans un lot homogène.

Nos conclusions sont presque inverses de celles des Américains ; pour la plupart des essais, les tubes débitant ont acquis de l'impédance parasite de cathode plus vite que les tubes ne débitant pas. Ce résultat nous a d'abord fort étonnés, nous avons cru qu'il y avait des erreurs aux panneaux de durée ; après les vérifications indispensables, il fallut bien nous rendre à l'évidence, le phénomène que nous observions était différent de celui que nous avions vu décrire.

Par exemple, dans le quadruple lot de 6AK5 dont les résultats sont donnés figure 8, les tubes des essais (1) et (3) avaient des cathodes à la même température ; les tubes de l'essai (1) débitaient, ceux de l'essai (3) étaient bloqués. L' I_{pk} a crû beaucoup plus vite sur les tubes qui débitaient que sur ceux qui étaient bloqués. Les tubes de l'essai (2) étaient chauffés à 7,5 V et bloqués. Ils avaient donc, d'après les auteurs américains, deux raisons d'acquiescer de l' I_{pk} plus vite que les tubes (1) essayés en débit au chauffage normal. C'est le contraire qui s'est passé. Il est à noter que la courbe concernant des tubes chauffés à $V_f = 7,5 \text{ V}$ s'est logée entre les deux courbes représentant les tubes chauffés à $V_f = 6,3 \text{ V}$.

Un très grand nombre d'essais portant sur des centaines de tubes nous ont donné des résultats analogues.

Entre autres choses, l'inversion entre nos conclusions et celles des publications américaines montre que des conditions présumées plus dures, déterminées à partir d'un certain lot de tubes, ne correspondent pas forcément à des conditions effectivement plus dures pour un autre lot construit par un fabricant différent ou par le même fabricant à une époque différente.

3° Influence du pourcentage de silicium dans le nickel support.

Dès le début de leurs recherches sur l' I_{pk} , les "lampistes" anglo-saxons s'aperçurent qu'une relation existait fréquemment entre la présence de silicium

dans le métal support et la croissance de l' I_{pk} . Un des premiers rapports que nous ayons lu sur la question réduisait même le problème de l' I_{pk} à celui de la présence ou de l'absence de silicium, et donnait le tableau suivant :

Si $\leq 0,01 \%$ jamais d' I_{pk} .

$0,01 < \text{Si} < 0,05 \%$ I_{pk} variable suivant les types de tubes, les divers lots d'un même type, les divers tubes d'un même lot.

Si $> 0,05 \%$ toujours de l' I_{pk} .

Une relation de ce genre existe certainement et nous y reviendrons en parlant des causes de l' I_{pk} .

4° Autres influences.

Mais bien d'autres facteurs qui, pour l'instant, semblent tenir du hasard interviennent dans la croissance de l' I_{pk} .

Parmi les lots de tubes, certains sont intégralement mauvais, d'autres, fabriqués apparemment de

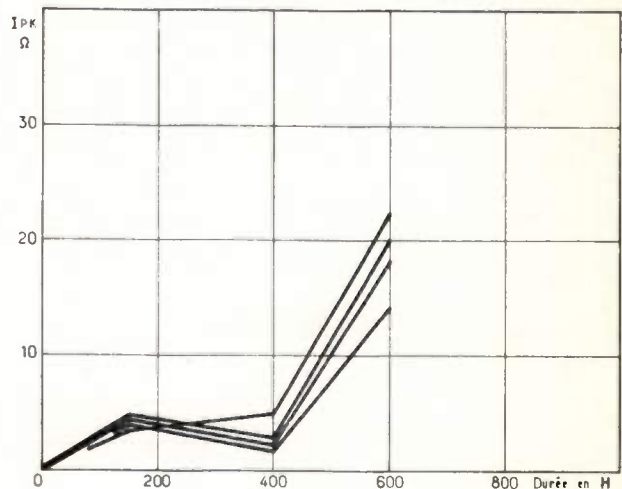


Fig. 9

la même manière, intégralement bons en I_{pk} . Sur tous les tubes des lots mauvais, l'impédance parasite de cathode apparaît très tôt au cours de la durée et atteint rapidement des valeurs importantes. Sur les tubes des lots intégralement bons, l'impédance parasite ne se manifeste que tardivement et a généralement tendance à croître lentement.

La figure 9 représente la croissance de l' I_{pk} en fonction du temps pour un lot de tubes 6AK5 ; dans l'ensemble du lot, cette croissance était assez uniforme d'un tube à l'autre ; mais cela est rarement ainsi.

Parfois, dans un lot généralement bon, se trouve un tube mauvais pour lequel des conditions inconnues ont accéléré la croissance de l' I_{pk} . La figure 10 donne l'exemple d'un prélèvement de 5 tubes 5725 : quatre cathodes n'ont montré, même pour $V_f = 4 \text{ V}$, qu'une impédance parasite négligeable, alors que la cinquième a été défectueuse immédiatement.

Il est plus rare que l'inverse se produise : mais le fait que cela arrive quelquefois montre que des tubes se trouvent exceptionnellement exempts des

éléments qui ont concouru à la croissance de l'*Ipk* sur d'autres tubes, en apparence identiques (exemples fig. 11).

Ces mélanges ont pour le technicien quelque chose d'exaspérant : puisque les bonnes conditions sont réunies sur certains tubes, c'est que le but est à portée de la main. Il est probable que c'est sa complexité qui le rend difficile à saisir.

CAUSES DE L'*Ipk*.

Quelles sont les causes actuellement connues de l'*Ipk* et les hypothèses envisagées ?

1^o Hypothèse de Raudorf.

RAUDORF observa le phénomène de l'*Ipk* sous la forme d'une déformation de la courbe de réponse

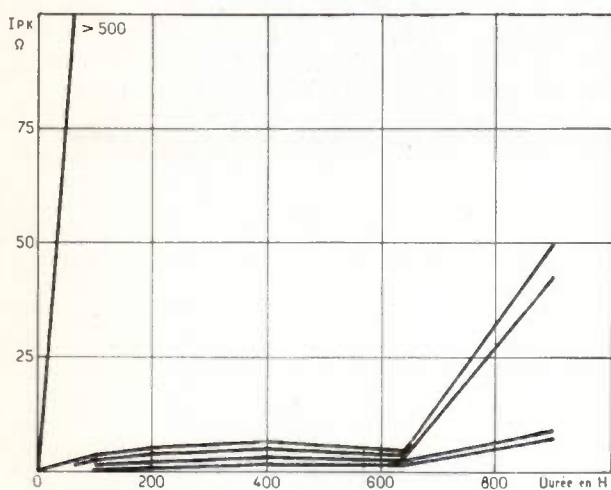


FIG. 10

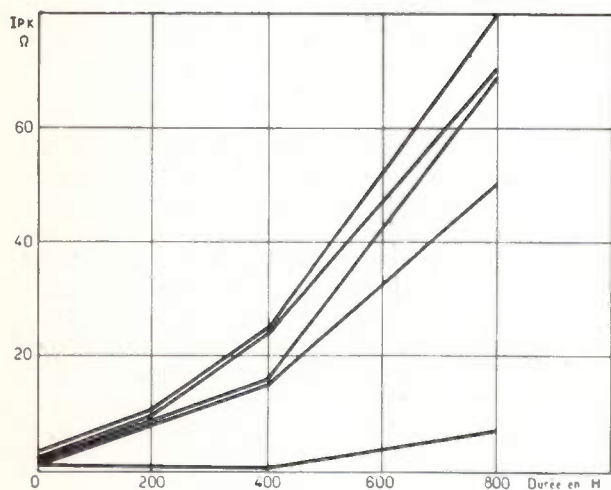


FIG. 11

des amplificateurs de répéteurs allemands ; en examinant les tubes défectueux, il remarqua une très grande différence entre les cathodes rondes et les cathodes plates. Les cathodes rondes, très sujettes à l'*Ipk*, présentaient, en fin de durée, un badiageonnage craquelé. Les cathodes plates étaient exemptes à la fois d'*Ipk* et de craquelures.

RAUDORF en déduisit que, au début de la durée, la couche émissive adhère étroitement au nickel support, le contact se faisant sur toute la surface de la cathode ; par la suite, cette couche se décolle et le contact ne se ferait plus que par des points isolés. Le décollement envisagé par RAUDORF n'a rien à voir avec les décollements par plaques ou boursoufflement de cathode. Il s'agit de microdécollements que la forme des cathodes rondes faciliterait.

Cette hypothèse est maintenant presque abandonnée par les américains. METSON, par contre, l'a mentionnée dans un article paru il y a un an. Il la rappelle brièvement mais en parle comme d'une chose sûre, d'une cause de l'*Ipk* parmi d'autres.

Nous pensons, effectivement, qu'elle n'est pas entièrement à négliger. On voit, certes, souvent des craquelures sur des tubes n'ayant aucune *Ipk*. Mais, par contre, il semble que sur certains tubes défectueux, les oxydes soient peu adhérents, et notre expérience semble bien montrer que cette hypothèse est, dans certains cas, à retenir.

2^o Hypothèse d'Eisenstein.

L'hypothèse la plus en faveur est celle d'une résistance élevée de la couche d'interface. Les nickels à cathode contiennent habituellement une certaine quantité de réducteurs, destinés à faciliter l'activation de la cathode. Un grand nombre de ces réducteurs peuvent se combiner avec le baryum pour former des composés disposés en une couche située entre les oxydes et le métal-support et que l'on appelle couche d'interface.

La présence d'une couche d'interface a été signalée par ARNOLD en 1920, et depuis 1940, on admet qu'il existe une couche d'interface sur toutes les cathodes et que le rôle de cette couche dans le fonctionnement de la cathode est fondamental. Sans interface, une cathode ne fonctionnerait pas, et du reste, sans interface, les oxydes n'adhéreraient pas au manchon.

De nombreuses études sur l'interface ont été faites pendant la guerre en vue du développement des cathodes de magnétron et de la technique des impulsions, ces études s'attachaient en particulier aux relations entre l'interface et le sparking, une couche d'interface de résistance élevée semblant favoriser l'étincelage. Les résultats de ces recherches ont été publiés à partir de 1946, avant que le défaut d'*Ipk* ne soit défini, aussi ces articles parlent-ils de la couche d'interface sans parler d'*Ipk* et sont-ils quelquefois décevants.

Le composé formé à l'interface dépend des impuretés présentes dans le nickel ; on a identifié des composés à base d'aluminium, de titane, de magnésium, de chrome, de molybdène, de zirconium, de tungstène et enfin de silicium. Les composés qui donnent la résistance d'interface la plus pernicieuse sont, paraît-il, à base de chrome et de titane ; on les trouve rarement. Celui que l'on trouve sur les tubes de réception habituels est l'orthosilicate de baryum $\text{SiO}_4 \text{Ba}^2$.

Ce composé est un corps stable qu'on peut fabriquer en chauffant à 1 000°C pendant une heure sous vide ou sous gaz mixte dans un creuset en platine un mélange de silicium et de carbonate de

baryum (conditions qui ressemblent à celles de sa formation dans un tube électronique). C'est un semi-conducteur qu'il est possible d'activer (c'est-à-dire de rendre conducteur par la présence plus ou moins grande d'impuretés qui font varier sa résistivité et qui peuvent même, en l'occurrence, le rendre émissif).

Dans les tubes, le silicium des cathodes, provenant soit du manchon de cathode, soit du revêtement d'oxydes, soit des autres parties du tube, migre vers la partie où le revêtement et le manchon de cathode sont en contact pour former, en réagissant sur l'oxyde de baryum, de l'orthosilicate.

On conçoit que cette vitesse croisse avec la proportion du silicium présent dans le manchon de cathode et c'est ce qui se passe en effet. Il semble aussi qu'on doive arriver à une saturation d'épaisseur quand tout le silicium disponible pour la réaction est utilisé.

L'existence de cette couche d'orthosilicate étant établie, on peut se demander quelle résistance elle présente effectivement dans la cathode. Pour mesurer cette résistance et étudier la répartition de potentiel, on se sert habituellement de sondes disposées sur des cathodes expérimentales schématisées figure 14.

Sur le métal support, on dépose une couche de

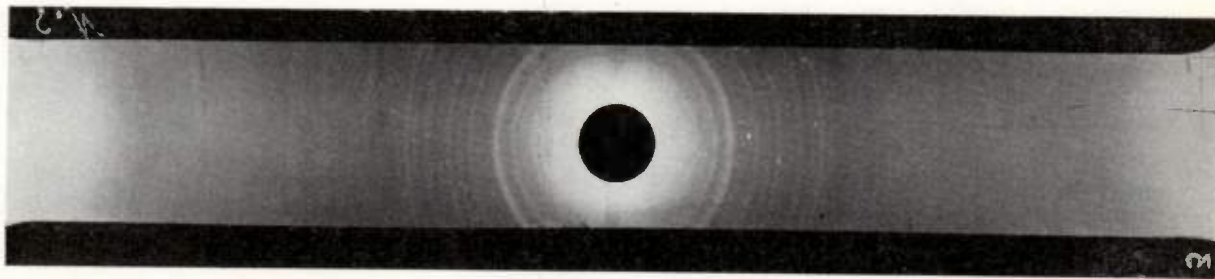


FIG. 12

On identifie habituellement ce corps à l'aide de spectres de diffraction de rayons X par la méthode de DEBYE SCHERRER. Nous donnons (fig. 12) un spectre d'orthosilicate de baryum synthétique fait à la Radiotechnique par M. CHALLANSONNET et par son équipe (la méthode de fabrication de cet orthosilicate synthétique étant celle que nous avons donnée plus haut) et (fig. 13), un spectre d'interface de 6AK5 : pour le faire, il a fallu gratter la couche

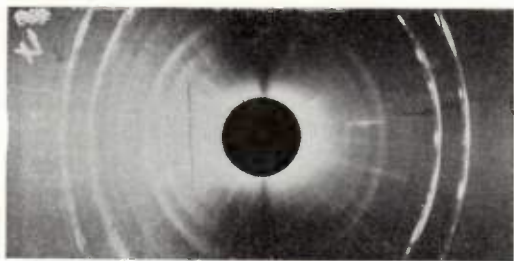


FIG. 13

d'oxydes, les deux raies très brillantes sont celles du nickel.

Avec cette méthode, qui permet aussi de mesurer l'épaisseur de la couche d'interface, on a étudié la vitesse de formation de l'orthosilicate de baryum.

Elle croît beaucoup avec la température : pour une tension de chauffage accrue de 20 % la cadence semble être au moins 10 fois plus grande et peut-être même davantage. Par contre, il n'apparaît aucune différence dans la vitesse de croissance de l'épaisseur de la couche quand on modifie le débit des tubes. Que le tube débite beaucoup, que le tube débite peu, l'épaisseur de la couche d'orthosilicate augmente à la même vitesse.

carbonates assez épaisse (10 mg/cm²) ; on enroule ensuite une spirale qui peut être en platine ou en nickel ultra pur et que nous appellerons A ; on dépose alors une autre couche épaisse de carbonates ; on enroule une deuxième spirale et on dépose une troisième couche de carbonates sur le tout. Il reste à monter cette cathode dans un tube ordinaire, à pomper et à traiter. Les deux sondes peuvent, soit être portées à un potentiel extérieur quelconque, soit servir à repérer le potentiel existant ; elles permettent d'étudier la distribution des tensions quand le tube débite ou quand il ne débite pas. C'est avec de tels montages que l'on a découvert que la couche d'interface fonctionnait comme un redresseur orienté de telle sorte qu'il s'oppose au passage du courant cathodique. C'est l'impédance de ce redresseur qui constitue souvent l'impédance parasite de cathode. Cette hypothèse présente l'avantage d'expliquer les faits les plus simples : l'interface est un condensateur à fortes pertes dans lequel l'orthosilicate joue le rôle d'un mauvais isolant.

Pour reconstituer artificiellement ce redresseur, EISENSTEIN a badigeonné des cathodes avec une couche d'orthosilicate synthétique avant de les recouvrir de carbonates. Il a, paraît-il, reproduit ainsi le défaut sur des tubes neufs.

Cette hypothèse explique la variation de la résistance en fonction du courant : la courbe que nous avons donnée ci-dessus est typiquement celle d'un redresseur à semi-conducteur. Elle explique aussi l'accroissement de l'*I_{pk}* avec l'épaisseur de la couche d'orthosilicate : que cette épaisseur soit due à une plus grande durée ou qu'elle soit due à une plus grande proportion de silicium.

Elle explique moins bien l'influence de la température. Au lieu de tracer la courbe $R_{pk} = f(T^{\circ}C)$, il est possible de tracer : $\text{Log } R_{pk} = f(1/T^{\circ}K)$.

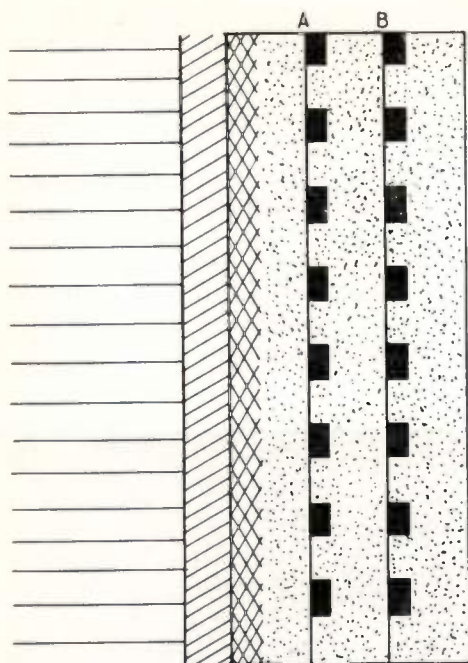


FIG. 14

Sur la figure 15, le trait de droite est la reproduction d'une courbe donnée par CHILD : elle est rigoureusement rectiligne. Une correspondance aussi linéaire impose l'idée qu'on a affaire à un simple semi-conducteur. Les courbes que nous avons tracées et dont nous donnons deux exemples sur cette figure sont beaucoup moins rectilignes. L'une, celle de gauche était reproductible ; l'autre ne l'était pas.

Par ailleurs, au cours de la durée, la valeur de l' I_{pk} croît moins vite que l'épaisseur de la couche d'orthosilicate.

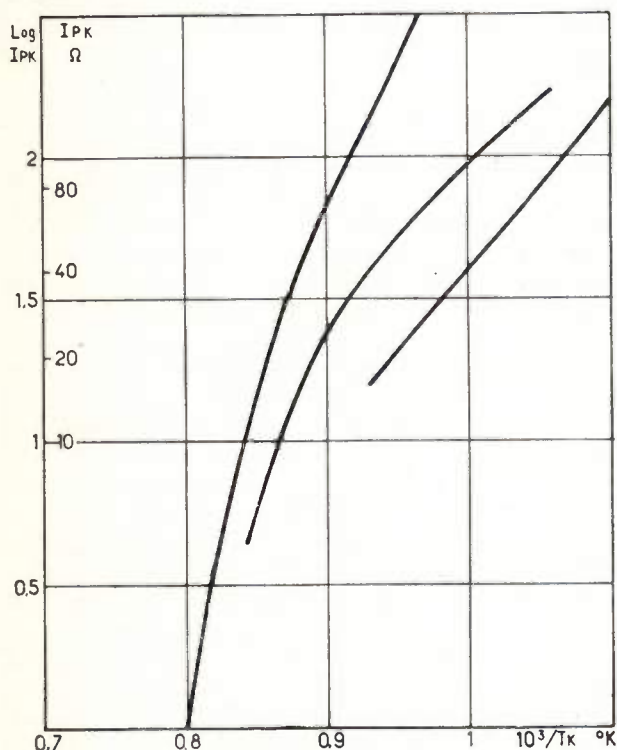


FIG. 15

Un des faits que cette hypothèse explique le plus difficilement est l'influence du débit sur l' I_{pk} . On peut naturellement parler d'activation, c'est-à-dire de la présence, dans le semi-conducteur, d'impuretés qui accroissent plus ou moins la conduction. Il reste à savoir pourquoi cette activation est tantôt favorisée, tantôt défavorisée par la présence ou par l'absence de débit. Divers auteurs ont successivement incriminé comme catalyseurs tous les métaux présents dans la cathode hormis le nickel. Des articles récents semblent ouvrir la porte plus largement à de nouvelles recherches puisqu'ils montrent que les impuretés présentes dans le tube entier se retrouvent finalement dans la cathode où elles peuvent contribuer à créer une I_{pk} dont le siège n'est, peut-être, pas toujours à l'interface manchon-oxydes.

MÉTHODES DE MESURE.

Il existe déjà beaucoup de méthodes de mesure de l'impédance parasite de cathode. Nous en avons trouvé dans la littérature une bonne quinzaine, plus quelques variantes. Nous nous bornerons à donner un aperçu sur trois d'entre elles. Puisque l' I_{pk} est souvent provoquée par une couche semi-conductrice, les résultats obtenus diffèrent suivant que le procédé employé permet de mesurer $\frac{V}{I}$ ou $\frac{dV}{dI}$.

Première méthode. — La première méthode consiste à mesurer la variation de polarisation provoquée par le passage d'un courant dans une cathode présentant de l' I_{pk} , en prenant comme repère, un tube présumé bon. C'est donc une méthode de comparaison.

Nous avons parlé tout à l'heure des tubes spéciaux dans lesquels on met des sondes pour mesurer la chute de tension dans l'interface ; on ne peut mettre une sonde dans un tube existant : cette méthode consiste à utiliser la grille 1 comme pseudo-sonde ; elle ne peut pas, naturellement, être en contact électrique avec la cathode, mais, dans la zone des courants résiduels, le courant de grille est surtout fonction de la tension cathode-grille.

En première approximation, pour que le courant de grille soit de $1 \mu A$, il faut une différence de potentiel grille cathode de 0,5 V, cette valeur dépendant peu du courant anodique du tube ; on conçoit que, si le potentiel de la surface de la cathode varie, pour garder ce courant égal à $1 \mu A$, il faut modifier le potentiel de grille d'une quantité égale.

Sur la figure 16 nous avons représenté les courbes de V_g en fonction de I_k pour 3 tubes. Les deux tubes dont les courbes sont parallèles sont sans I_{pk} ; le décalage des courbes est dû à un effet de différence de potentiel de contact, qui n'a rien à voir ici. De 0 à 10 mA, V_g varie pour un des tubes bons entre 0,55 et 0,4 V, c'est-à-dire, de 0,15 V, et pour un tube mauvais de 0,5 V.

Sur la figure 17, nous avons supprimé le décalage des courbes en portant en ordonnée non pas V_g , mais $V_g - V_{go}$, V_{go} étant la valeur de la tension de grille quand le courant cathodique est nul et nous avons

tracé la courbe de $V_g - V_{g0}$ en fonction de I_k . On obtient immédiatement :

$$R_{pk} = \frac{\Delta V_g}{I_k} = 32 \text{ ohms.}$$

Les inconvénients de cette méthode sont nombreux et évidents : elle est imprécise et inutilisable pour

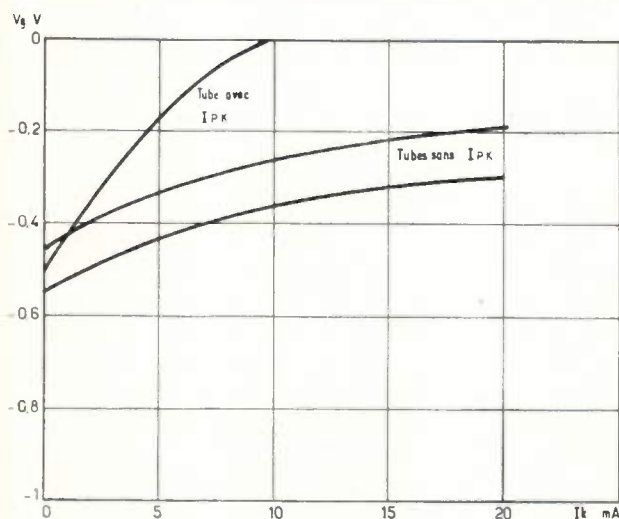


FIG. 16

les faibles valeurs d' I_{pk} . Elle est fautive si le tube présente un mauvais isolement cathode-grille, ce qui est souvent le cas après une longue durée. Elle ne donne aucune idée de la capacité parasite de cathode. Elle nécessite un tube de comparaison. Enfin, les mesures sont longues.

Par contre, elle présente un grand avantage, celui de ne nécessiter qu'un matériel simple : une table de mesure.

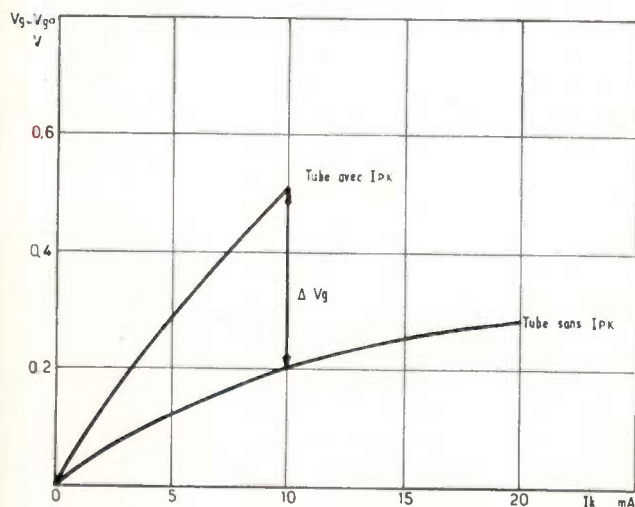


FIG. 17

Deuxième méthode. — Les méthodes de mesure les plus employées aux U. S. A. sont basées sur la déformation des impulsions carrées. Le schéma d'une des plus simples de ces méthodes est donné figure 18.

Les tensions continues du tube à mesurer sont réglées de manière que le tube soit bloqué ; le générateur d'impulsions envoie sur la grille de commande un signal rectangulaire d'une amplitude telle, qu'en crête, la tension de grille soit juste égale à 0.

La hauteur CD indique la valeur de I_a ; on augmente la tension de polarisation de manière que A vienne en A' , et on note ΔV_g . R est défini par $\frac{\Delta V_g}{K I_a}$.

K est une constante qui permet de tenir compte du courant collecté par la grille écran. D'autre part, il est possible de se faire une idée de la constante de temps, et si l'on connaît la valeur de la pente, on peut évaluer la capacité.

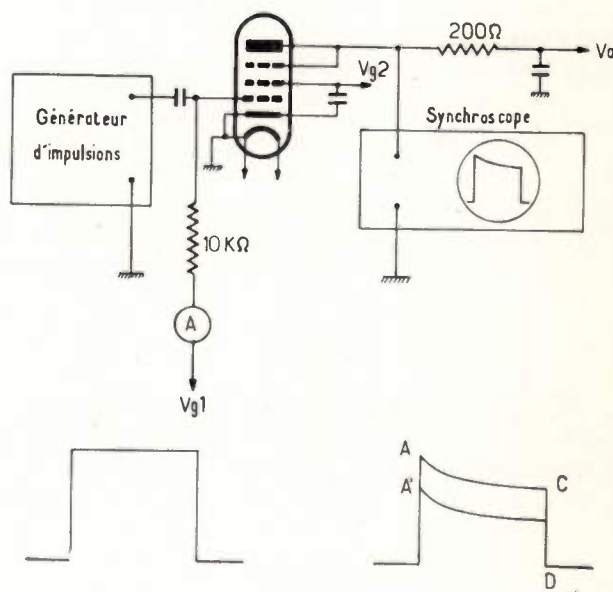


FIG. 18

Cela est un des avantages des méthodes par impulsions. Par ailleurs, elles ne nécessitent aucun tube de comparaison. De plus, elles ne postulent rien sur le schéma symbolique de l' I_{pk} . Nous avons donné tout à l'heure comme schéma une résistance en parallèle avec une capacité ; nous avons montré ensuite que cette résistance était variable, et omis de parler de la capacité. Beaucoup de chercheurs ont trouvé par cette méthode plusieurs constantes de temps à une même I_{pk} , et certainement des recherches dans ce sens seront extrêmement fructueuses.

Malheureusement, la méthode n'est juste que si le front de l'onde est réellement vertical. Appelons ρ le rapport $\frac{\text{Cte de temps } RkCk}{\text{Cte de temps signal}}$. Si $\rho = 5$, la valeur mesurée n'est que les $4/10$ de la valeur réelle ; si $\rho = 20$, elle en est les $7/10$; si $\rho = 100$, les $9/10$.

Cette méthode est, par ailleurs, sous cette forme en tout cas, peu précise à la fois pour les fortes et pour les faibles valeurs de l' I_{pk} .

En effet, quand l' I_{pk} est élevée, I_a est faible et difficilement mesurable avec précision au synchroscope ; et quand l' I_{pk} est faible, ΔV_g est faible et l'erreur relative sur ce chiffre est élevée.

Troisième méthode. — La troisième méthode de mesure dont nous parlerons est basée sur l'écart entre les mesures de pente à diverses fréquences.

Un tube dont la pente est S , fonctionnant en amplificateur, a un gain $G = SRc$ à condition naturellement que la résistance de charge Rc soit petite par rapport à la résistance interne ρ .

Si ce tube a dans la cathode une résistance Rpk , le gain d'un amplificateur sera :

$$G' = \frac{SRc}{1 + SRpk} = S'Rc$$

S' étant la pente apparente.

Si l'on mesure sur le même tube la pente en très haute fréquence on mesure S , et si on la mesure en très basse fréquence, on mesure S' .

$$S' = \frac{S}{1 + SRpk}$$

$$\frac{S}{S'} = 1 + SRpk \quad \frac{S - S'}{S'} = Rpk$$

$$\text{grossièrement } R = \frac{\Delta S}{S^2}$$

C'est une méthode perfectionnée à partir de celle-ci que nous employons le plus souvent.

Si au lieu de mesurer la pente à 2 fréquences, on la mesure à 3 fréquences, il est possible, à l'aide d'un calcul un peu moins simplifié que celui-ci, de déduire la valeur de la capacité.

Ceci postule naturellement que le schéma soit simplement une résistance en parallèle avec une capacité.

CONCLUSIONS.

Ces trois méthodes de mesure ont été employées toutes les trois au Laboratoire. Comme on pouvait s'y attendre, elles ne donnent pas le même résultat ; un chiffre de résistance parasite n'a donc de valeur que si l'on précise toutes les conditions de la mesure : courant, température de cathode, méthode de mesure.

Donner un chiffre d' Ipk peut avoir deux buts : définir la qualité d'un tube ou concourir à une étude.

Si l'on veut définir la qualité d'un tube et que l'on dise « il présente une Ipk de 10Ω », cela doit impliquer que l'on a mesuré la Rpk au chauffage normal, avec un débit normal.

Si le chiffre concourt à une étude comparative, il doit être exprimé en ohms par cm^2 de surface de cathode. Un chiffre d' Ipk doit alors être donné ainsi : tel tube présente une Ipk de $2 \Omega/\text{cm}^2$, mesurée par la méthode du pentomètre pour une température de 700°C et un débit de 10 mA .

La résistance parasite de cathode suit en effet la loi $R = \frac{\rho l}{S}$ et la valeur de R est d'autant plus élevée que la surface de cathode est plus petite.

La tendance actuelle à la miniaturisation est certainement une des raisons pour lesquelles ce phénomène, qui a passé si longtemps inaperçu, est devenu aussi gênant. Voici quelques exemples sur l'évolution de la surface utile de cathode de quelques tubes. Pour rendre la comparaison plus concrète, nous avons imaginé que tous les tubes étaient atteints du défaut théoriquement au même degré et qu'ils avaient tous une Ipk de $10 \Omega/\text{cm}^2$.

	Nom des tubes	Surface utile en cm^2	Ipk en Ω
Tubes amplificateurs de puissance.	EL3N	2,08	4,8
	EL41	1,38	7,3
Pentodes HF	EF42	0,56	18
	6AK5F	0,17	58
Tubes répéteurs pour amplificateurs de puissance	R134	1,05	9,5
	R147	0,85	12
Tubes répéteurs pour amplificateurs de tension	R122	1,84	5,4
	R122N	1,05	9,5
	R145	0,31	32

Le phénomène est encore aggravé du fait que, pour tirer d'une cathode de $0,3 \text{ cm}^2$, le même courant que d'une cathode de $1,84 \text{ cm}^2$, on est amené à la surchauffer et nous avons vu que, en général, plus la température d'une cathode est élevée, plus l' Ipk croît rapidement.

Quand le défaut a été précisé et que le rôle de la couche d'interface a été établi, on a pensé avoir ainsi trouvé et localisé la raison de beaucoup d'émissions faibles. En fait, le rideau qui s'est levé a découvert des phénomènes que l'on ne soupçonnait pas.

Le problème semble maintenant plus complexe qu'il n'était apparu il y a quelques années. Nous pensons en particulier que l' Ipk n'est pas seulement une question d'interface, mais que le reste de la cathode y participe.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] EISENSTEIN. — A study of oxide cathodes by X-ray diffraction methods. Part I. — *J. of Appl. Phys.*, 17, 6, 434-443, juin 1946. Part II. — *J. of Appl. Phys.*, 17, 8, 654-663, août 1946.
- [2] FINEMANN and EISENSTEIN. — Studies of the interface of oxide cathodes. *J. of Appl. Phys.*, 18, 8, 663-668, août 1946.
- [3] EISENSTEIN and YOUNG. — Oxide cathode interface and coating voltages. *Bulletin of the American Physical Society*, 26 novembre 1946, 23, n° 7, 27.
- [4] WRIGHT. — Oxide cathode. The effect of coating/core interface on conductivity and emission. *Proc. of the Royal Society of London. Series A. V.* 190, n° 1 022, 12 août 1947, p. 394-417.
- [5] ROOKSBY. — Identification by X-rays of interface compounds on « oxide cathodes ». *Nature*, London, 159-609, 3 mai 1947.
- [6] MUTTER. — Rectification characteristics of an oxide cathode interface. *Physical Review*, 72 A, 531, 1947.
- [7] EISENSTEIN. — Some electrical properties of an oxide cathode interface. *Physical Review*, 72 A, 531, 1947.
- [8] DANFORTH and GOLDWATER. — Resistance of oxide cathode coatings for high values of pulsed emission. *J. of Appl. Phys.* Vol. 20, n° 2, février 1949, p. 163-173.

- [9] WRIGHT. — Thermionic emission from oxide coated cathodes. *Proc. of the Physical Society*, Londres, 62-188-1949.
- [10] EISENSTEIN. — Some properties of the Ba^2SiO^4 oxide cathode interface. *J. of Appl. Phys.*, 20-8, août 1949, p. 776-790.
- [11] RAUDORF. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, octobre 1949, p. 331-337.
- [12] EISENSTEIN. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, mars 1950, p. 100-101.
- [13] RAUDORF. — Change of mutual conductance with frequency. *Wireless Engineer*, mai 1950, p. 164.
- [14] WAYMOUTH. — Détérioration des cathodes à oxydes fonctionnant à faible facteur d'utilisation. *J. of Appl. Phys.*, 22, 1, 80, janvier 1951.
- [15] EISENSTEIN. — Le condensateur à fuites formé par l'interface des cathodes à oxydes. *J. of Appl. Phys.*, 22, 2, 138, février 1951.
- [16] EAGLESFIELD. — A method of measuring the interface resistance and capacitance of oxide cathodes. *Brit. Jour. of Appl. Phys.*, 2, n° 11, 318-20 (1951).
- [17] EAGLESFIELD. — Life of valves with oxide-coated cathode. *Electrical Communications*. June 1951.
- [18] EAGLESFIELD. — Valve cathode life. *Wireless World*, décembre 1951, p. 505-506.
- [19] R. W. H. — Oxide cathode life. *Wireless World*, février 1952, p. 76.
- [20] METSON, WAGENER, HOLMES, CHILD. — The life of oxide cathodes in modern receiving valves. *J. I. E. E.*, Part III, Vol. 99, n°55, mars 1952.
- [21] FROST. — Résumé d'une conférence. *Proc. Inst. Radio Engrs*, février 1952, 40, p. 230.
- [22] CHILD. — The growth and properties of cathode interface layers in receiving valves. *Post Office Electr. Engrs*, G.-B. (1951), 44, n° 4, p. 176-8.
- [23] WALTER CHLADEK. — Les couches d'interface dans les cathodes à oxydes. *F. T. Z.*, 1952, n° 8, p. 318.
- [24] DUKAT et LEVY. — Cathode interface effects in TV receiver design. *Electronics*, avril 1953, p. 169 et suivantes.
- [25] VAN DER ZIEL. — A simple method for measuring interface impedance. *J. A. P.*, Vol. 24, n° 4, avril 1953, p. 496.
- [26] TILLMAN and BUTTER WORTH. — The dependance of mutual conductance on frequency of aged oxide cathode valves and its influence on their transient response. *J. I. E. E.*, Vol. 100, mai 1953, n° 65, Part III, p. 175-176.

APPAREIL SENSIBLE POUR LA MESURE DE LA RÉSISTANCE PARASITE DE CATHODE

PAR

P. SEVIN

Ingénieur à la Radiotechnique

Parmi les nombreuses méthodes ayant pour but la mesure de la résistance parasite de cathode, l'une des plus simples consiste à monter le tube à contrôler en étage amplificateur à large bande, et à mesurer l'amplification successivement en haute et basse fréquence : à fréquence basse, l'effet de contre-réaction dû à l'impédance parasite est beaucoup plus important qu'à fréquence élevée, et la différence d'amplification est, en première approximation, proportionnelle à la valeur de la résistance.

En fait, cette méthode, commode pour déceler des résistances élevées, de l'ordre d'une centaine d'ohms, est délicate à utiliser pour mesurer avec précision des valeurs inférieures à 10 ohms. Le but de cet exposé est de préciser les valeurs de sensibilité et de précision exigées par le contrôle de la fabrication, et de montrer les perfectionnements que nous avons apportés à cette méthode.

Sensibilité et précision nécessaires.

Il est nécessaire, en fabrication, de déceler la résistance parasite dès son apparition, pour pouvoir intervenir rapidement : une valeur de 5 ohms ne

doit pas passer inaperçue. Avec un type de tube ayant une pente nominale de 5 mA/V, on obtient une différence de pente H. F. et B. F. de 2,5 % seulement. Il est naturel d'utiliser un même volt-mètre amplificateur pour effectuer toutes les mesures ; celui-ci sera connecté successivement sur la grille et sur l'anode du tube à mesurer ; en outre, on doit effectuer deux mesures, l'une en H. F., l'autre en B. F., sur chacune de ces électrodes. On conçoit qu'une incertitude de même ordre de grandeur que la valeur cherchée puisse facilement s'introduire et rendre l'évaluation de la résistance parasite pratiquement impossible.

Il est indispensable, d'autre part, de pouvoir contrôler des tubes de caractéristiques diverses : les pentes nominales seront comprises entre 0,5 et 10 mA/V. Les dispositifs de réglage de sensibilité prévus en conséquence dans l'appareil de mesure ne doivent pas modifier la courbe de réponse. Il n'est pas nécessaire que celle-ci soit parfaitement horizontale, mais par contre la sensibilité relative à fréquence basse et à fréquence élevée doit rester constante à mieux que 1 % près sur tous les calibres.

Perfectionnements et performances du nouvel équipement.

Le schéma simplifié montre l'ensemble du montage : les deux tensions alternatives à haute et

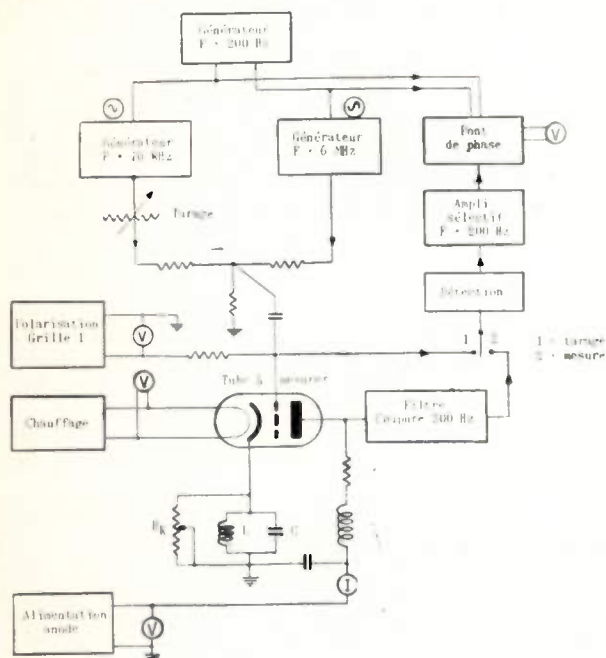


FIG. 19

basse fréquence (6 MHz et 10 KHz), pour l'attaque de grille du tube à contrôler, sont mélangées et appliquées simultanément. Ces tensions sont fournies par deux générateurs modulés en opposition de phase à une fréquence de 200 Hz, de telle façon que la tension de crête du signal complexe obtenu soit constante. Une inégalité d'amplification du tube à contrôler à 10 KHz et à 6 MHz se traduit simplement par une modulation à 200 Hz du signal sur

l'anode. Il est commode de niveler ce signal en intercalant dans le circuit de cathode une impédance ayant, aux deux fréquences utilisées, les caractéristiques inverses de l'impédance parasite ; il s'agit d'une résistance réglable R_K et d'un circuit bouchon LC accordé à 6 MHz. Quand la résistance R_K est réglée à la même valeur que la résistance parasite, les pentes H.F. et B.F. sont identiques, et la modulation du signal sur l'anode est supprimée.

L'absence de modulation sur la grille et sur l'anode est contrôlée à l'aide du même voltmètre amplificateur ; ce dernier est d'une réalisation beaucoup plus facile qu'un amplificateur à large bande et ne comporte pas de réducteur à l'entrée. Il se compose d'une détectrice diode classique et d'un amplificateur sélectif à 200 Hz. Un perfectionnement utile consiste à utiliser un pont de phase en sortie, donnant le sens de la variation du signal H.F. par rapport au signal B.F. : l'opérateur amène facilement l'aiguille du voltmètre de sortie sur le zéro central en réglant la résistance R_K . A ce moment, la valeur de la résistance parasite est obtenue en lecture directe.

Les caractéristiques principales de l'appareil sont les suivantes : le gain de l'amplificateur est de 10^5 en tension environ. Cette valeur, relativement élevée, est nécessaire à cause du mauvais rendement de la détection aux faibles niveaux, et des filtres efficaces qu'il faut prévoir à l'entrée. La sensibilité globale obtenue est suffisante pour provoquer la déviation totale du voltmètre de sortie pour une variation du rapport signal H.F./signal B.F. de $\pm 5\%$ sur la grille du tube à mesurer ; elle permet, dans la plupart des cas, de détecter facilement une résistance parasite nettement inférieure à 5 ohms.

Il est à noter, enfin, que la simplification des manœuvres obtenue nous a permis de faire des mesures en petites séries, sans faire appel à un personnel particulièrement spécialisé.

LES LIMITES THÉORIQUES DE LA TRANSMISSION EN CAS DE NIVEAU DE BRUIT ÉLEVÉ, POUR DIFFÉRENTS SYSTÈMES DE MODULATION CONTINUE ET DE MODULATION CODÉE

PAR

F. DE JAGER

*Laboratoire de Recherche Philips
N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken
Eindhoven - Pays-Bas*

A. — INTRODUCTION.

Quelle est la puissance minimum nécessaire pour transmettre une communication ? Cette question se pose quand il s'agit d'utiliser un circuit de transmission dans lequel le rapport signal/bruit est peu élevé.

Dans tous les systèmes qui nous permettent d'obtenir une réduction du bruit au moyen d'une augmentation de la largeur de bande passante, il y a une limite pour l'amélioration, limite qu'on ne peut dépasser avec aucune augmentation de la bande passante, quand le niveau du bruit est assez élevé. C'est cette limite d'amélioration qui nous intéresse ici et que nous voulons comparer pour quelques systèmes de modulation continue et de modulation codée. Les quatre systèmes qui seront comparés ici sont :

- 1° la modulation de fréquence ;
- 2° la modulation d'impulsions en temps ;
- 3° la modulation codée (à code binaire) ;
- 4° la modulation en delta.

Dans le cas où le niveau du bruit dans la voie de transmission est assez élevé, le signal est influencé par le bruit d'une façon tout à fait différente du cas relatif à un niveau de bruit relativement faible. En considérant le bruit à la sortie de la station réceptrice on peut dire qu'il est composé de trois parties. Premièrement on a le bruit de *quantification*, Q_0 , dans les systèmes où la modulation est quantifiée. Deuxièmement il y a le bruit *normal*, Q_1 , c'est-à-dire le bruit obéissant aux mêmes lois que dans le

cas où le niveau du bruit est faible. Troisièmement il y a un bruit *extraordinaire*, Q_2 , qui se produit aux moments où la valeur de la tension de bruit est si grande que la démodulation normale est détruite. Dans les systèmes à impulsions, ce sont les moments où les impulsions sont supprimées par le bruit, ou bien où le bruit cause à son tour des impulsions indésirables. Comme les trois sortes de bruit indiquées sont causées par des sources différentes, on peut ajouter les puissances de bruit correspondant à ces trois sources, pour obtenir la puissance du bruit total, Q , à la sortie du récepteur. Alors :

$$Q = Q_0 + Q_1 + Q_2$$

Enfin, une autre influence du bruit de transmission, se présente quand la probabilité d'une perturbation à la démodulation est relativement grande, et résulte alors en une diminution de l'amplitude du signal utile. Quand S est la tension efficace du signal à la sortie du récepteur, en présence du bruit, et S_0 est la valeur de cette tension en l'absence du bruit, on a :

$$S = \mathcal{K} S_0$$

où $\mathcal{K}$ est presque égal à 1 quand le bruit de transmission est peu élevé et $\mathcal{K} = 0$ quand ce bruit est très élevé.

Pour le rapport signal/bruit S/N à la sortie du récepteur on trouve donc, dans un système quelconque

$$\frac{S}{N} = \frac{\mathcal{K} S_0}{\sqrt{Q_0 + Q_1 + Q_2}}$$

Ici Q_0 , Q_1 et Q_2 sont respectivement les puissances du bruit de quantification, du bruit normal et du bruit extraordinaire, tandis que $\mathcal{K}$ est un facteur

(¹) Conférence faite au « Colloque sur la Théorie et la Technique des Impulsions », Paris, 5-10 oct. 1953. Nous espérons donner un jour dans les Philips Research Reports, la démonstration détaillée des formules employées ici.

donnant l'influence du bruit sur l'amplitude du signal utile. Nous avons calculé la valeur de cette expression en supposant que le bruit de transmission est caractérisé par un bruit thermique et que le signal de modulation est sinusoïdal avec une amplitude maxima.

Considérons maintenant le canal de transmission (fig. 1). Soit « *Em* » l'émetteur, et « *Re* » le récepteur.

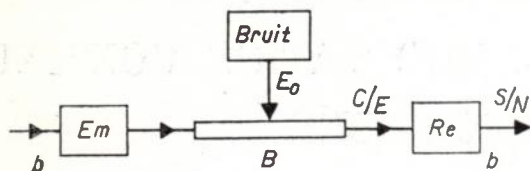


FIG. 1. — Le circuit de transmission :

- Em* = émetteur.
- Re* = récepteur.
- S* = tension d'un signal sinusoïdal à la sortie.
- N* = tension du bruit à la sortie.
- C* = tension efficace du signal de transmission.
- E₀* = tension efficace du bruit thermique dans une bande passante de la largeur *b*.
- E* = tension efficace du bruit à l'entrée du récepteur ($= E_0 \sqrt{k}$).
- b* = bande passante du signal original.
- B* = bande passante employée pour la transmission.
- k* = rapport d'augmentation de la bande passante ($= B/b$).

A la sortie du récepteur on trouve un rapport signal/bruit *S/N* qui sera, généralement, plus élevé que le rapport signal/bruit *C/E* à l'entrée du récepteur. Soit *b* la largeur de bande passante du signal original, et *B* la bande passante dans le circuit de transmission. Dans ce circuit, on se propose de brancher un générateur de bruit, qui est caractérisé par une tension efficace *E₀* dans la bande passante normale, c'est-à-dire dans une bande passante de largeur *b*.

Ce qui nous intéresse maintenant c'est le rapport *S/N* qu'on peut obtenir pour une tension efficace *C* du signal transmis et pour une tension efficace *E₀* caractérisant le bruit thermique. Cette valeur *E₀* est indépendante de la bande passante utilisée pour la transmission et c'est pour cette raison qu'on préfère exprimer les conditions du bruit dans le circuit de transmission par le rapport *C/E₀*, au lieu du rapport signal/bruit *C/E* qu'on trouve à l'entrée du récepteur. Autrement dit : le rapport *C/E₀* est le rapport signal/bruit que l'on peut obtenir avec une modulation à bande latérale unique, en utilisant la même puissance pour la transmission du signal et avec les mêmes conditions du bruit dans le circuit de transmission.

Dans tous les systèmes suivants, la proportion dans laquelle la bande passante a été augmentée est exprimée par le paramètre

$$k = \frac{B}{b}$$

B. — QUELQUES SYSTÈMES DE MODULATION.

Pour la modulation de fréquence le rapport signal/bruit *S/N* qu'on trouve à la sortie est donné dans la figure 2, en fonction du rapport signal/bruit

C/E₀. Le paramètre *n* donne l'excursion relative de la fréquence. Les courbes sont tirées d'une publication de M. STUMPERS [1]. Elles correspondent bien avec les courbes expérimentales déjà décou-

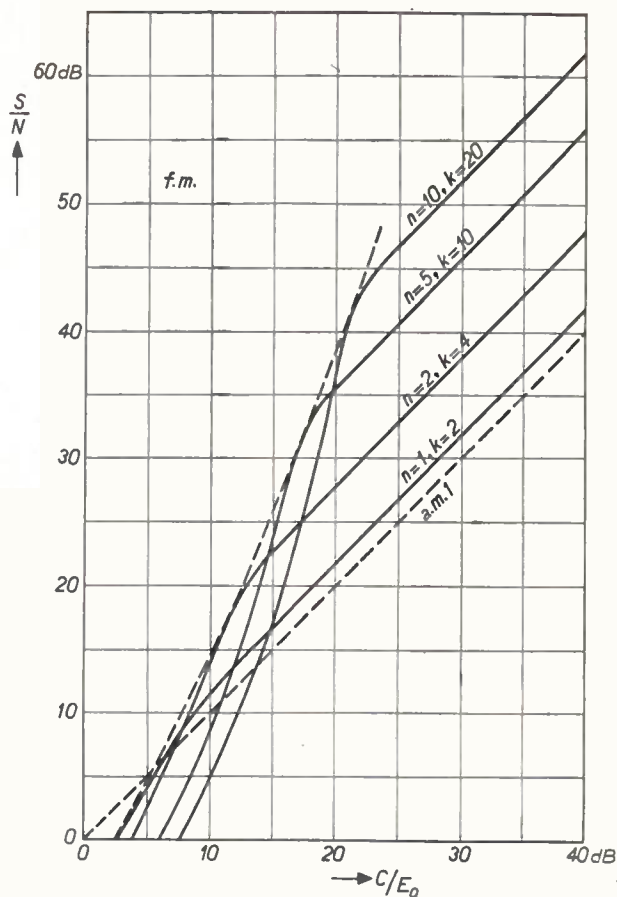


FIG. 2. — La modulation de fréquence avec une excursion relative de fréquence *n*.

verts par M. CROSBY [2] en 1937 — les différences étant de l'ordre de 1 à 2 dB.

Il faut dire que la bande passante employée est réduite au minimum théorique qu'on doit utiliser pour transmettre une certaine déviation de fréquence, et par conséquent la bande de transmission est au total deux fois la déviation de fréquence maximum. Pour tous les systèmes suivants nous avons supposé de même que la bande passante a été réduite au minimum. Cette idéalisation des systèmes facilite leur comparaison dans la recherche de la puissance minimum théoriquement nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec un rapport signal/bruit donné.

Dans la figure 2, la modulation à bande latérale unique se présente comme une droite inclinée à 45 degrés, donnant les mêmes valeurs pour les deux coordonnées. Pour la modulation de fréquence, l'amélioration du rapport *S/N* est proportionnelle, comme on le sait, à la largeur de bande passante utilisée. Cependant, pour un rapport signal/bruit déjà faible dans le circuit de transmission, on voit qu'il n'est pas possible d'obtenir une telle loi de croissance de ce rapport, parce que toutes les courbes accusent une descente rapide par suite du bruit. Plus la bande est étendue, plus le rapport *S/N* est

faible dans le cas où le niveau de bruit dans le circuit de transmission est élevé. Cette propriété se rencontre dans tous les systèmes de modulation destinés à améliorer le rapport signal/bruit. On peut l'expliquer, comme l'a fait M. GOLDMAN [3], par une perte de la cohérence du signal à cause du bruit.

Considérons maintenant l'enveloppe des courbes de la figure 2. Elle divise en deux régions le plan des deux coordonnées S/N et C/E_0 . Chaque point à droite de cette enveloppe peut être obtenu (avec une bande passante appropriée) mais il est impossible

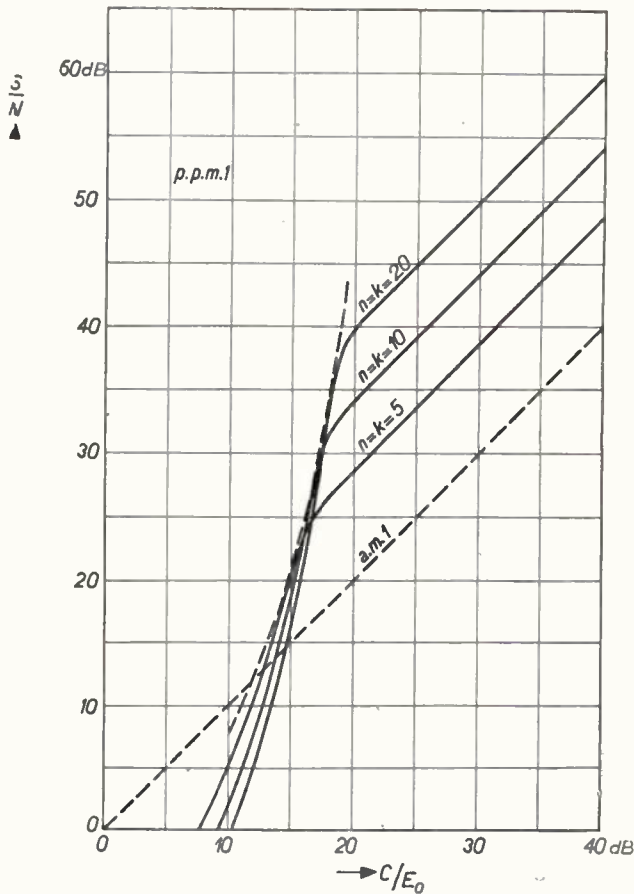


FIG. 3. — La modulation d'impulsions en temps avec une étroitesse relative n des impulsions. Transmission directe des impulsions.

d'obtenir un point situé à gauche de cette enveloppe. Cette enveloppe représente donc une limite du rapport signal/bruit pour le système de modulation en question. Elle détermine la puissance minima nécessaire pour transmettre un signal quand le bruit dans le circuit de transmission est connu et quand le rapport signal/bruit désiré à la sortie est donné.

Dans la figure 3, les courbes donnent le rapport S/N en fonction de C/E_0 pour la modulation des impulsions en temps, cela pour un taux de modulation qui s'étend dans tout l'intervalle entre deux impulsions. Le paramètre n est une mesure de l'étalement relatif des impulsions : n est le rapport entre l'intervalle de temps séparant deux impulsions et l'intervalle de temps pendant lequel la tension d'une impulsion dépasse la moitié de sa valeur maximum. L'indice 1 exprime le fait que les impul-

sions sont transmises directement, sans être modulées à haute fréquence et, dans ce cas, on a $n = k$. On peut voir que les courbes ressemblent aux courbes précédentes relatives à la modulation de fréquence. Toutefois l'amélioration est plus faible d'environ 2 dB, pour la même augmentation de bande k . Dans le cas où les impulsions sont modulées à haute fréquence (cas que nous rencontrons plus tard) la différence est plus grande et la modulation en impulsions subira une diminution défavorable de 8 dB par rapport à la modulation de fréquence.

La descente rapide du rapport signal/bruit est due à la suppression des impulsions, ou à la production d'impulsions indésirables par suite du bruit. Le nombre de ces impulsions dépend du niveau utilisé pour détecter la présence d'une impulsion. En considérant maintenant les lois de probabilité pour les tensions de bruit thermique, on peut déterminer ce niveau de telle manière que le bruit extraordinaire, causé par les impulsions supprimées et

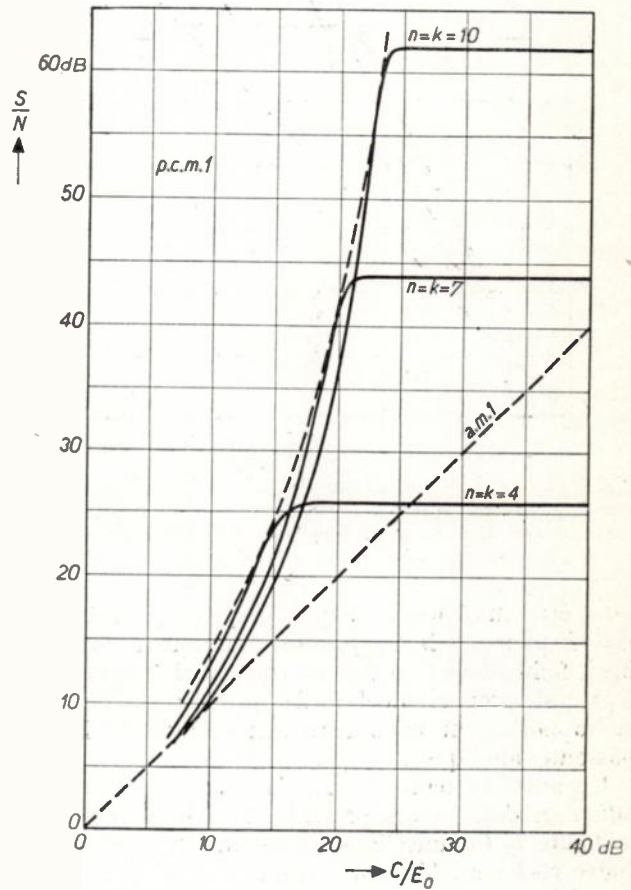


FIG. 4. — La modulation codée à code binaire de n chiffres. Transmission directe des impulsions.

les impulsions indésirables, soit minimum. Nous avons cherché à déterminer de cette manière quelle est la qualité maximum qu'on peut obtenir en cas de bruit thermique.

Les courbes représentant la modulation à impulsions codées ont été données dans la figure 4. Ces courbes aboutissent ici à des lignes horizontales, correspondant au bruit de quantification dû à un code binaire à n chiffres ($n = 4, 7, 10$). Ce bruit de quantification est indépendant du bruit de trans-

mission, et est seul obtenu dans le cas d'un rapport signal/bruit de transmission assez grand. Il y a aussi ici une descente rapide, due aux impulsions indésirables, quand le bruit de transmission est trop élevé.

Quand les impulsions sont transmises directement,

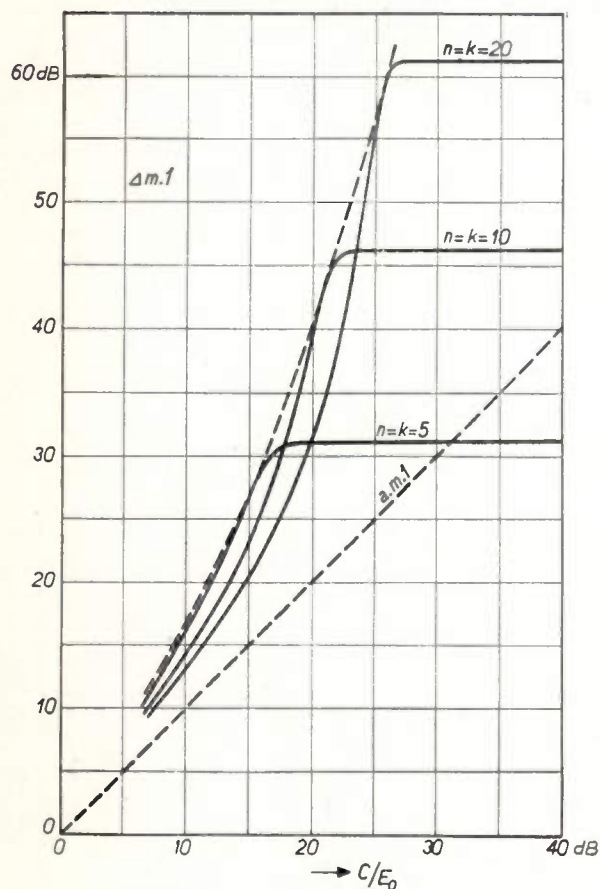


FIG. 5. — La modulation en delta avec une fréquence d'impulsions $2 nb$. (Ces courbes sont calculées pour une fréquence de référence de 800 c/s dans la parole et en supposant une fréquence de coupure $b = 3\,500 \text{ c/s}$). Transmission directe des impulsions.

sans être modulées à haute fréquence, on trouve $n = k$ pour une bande passante minimum. Pour un bruit faible dans le circuit de transmission le rapport S/N est proportionnel à 2^n et, par conséquent, ce rapport croît exponentiellement avec la bande passante appliquée.

Un autre système de modulation codée, la *modulation en delta*, a été présenté dans les courbes de la figure 5. Comme dans le système de modulation codée ci-dessus, le signal transmis consiste en des impulsions de la valeur 1, 0, mais pour obtenir le signal de sortie, on applique directement ces impulsions à un réseau linéaire. L'amélioration du rapport S/N qu'on peut obtenir par un accroissement de la fréquence des impulsions dépend du réseau utilisé dans le circuit de contre-réaction de l'émetteur. Dans le cas simple où ce réseau est un circuit d'intégration, on trouve une amélioration de 9 dB par octave. En utilisant cependant un réseau qui répond à certaines conditions d'atténuation pour les fréquences situées au-dessus de la bande passante du signal, on peut réaliser une amélioration qui se monte à 15 dB par octave [4].

Dans ce système c'est la pente du signal qui est limitée et non pas l'amplitude; le rapport signal/bruit dépend alors de la fréquence. Pour comparer deux systèmes, respectivement limités en amplitude et en pente du signal, et destinés à la transmission de la parole, on peut appliquer un signal sinusoïdal d'environ 800 c/s [5]. C'est pour cette raison que nous avons calculé le rapport S/N pour une fréquence de 800 c/s en disposant à la sortie du récepteur un filtre passe-bas de largeur de bande $b = 3\,500 \text{ c/s}$. Si n est le rapport $f_i/2b$, f_i étant la fréquence des impulsions, on trouve $n = k$ dans le cas où les impulsions sont transmises directement sans être modulées.

Le résultat est donné dans la figure 5. En comparant avec la modulation codée, on voit que la largeur

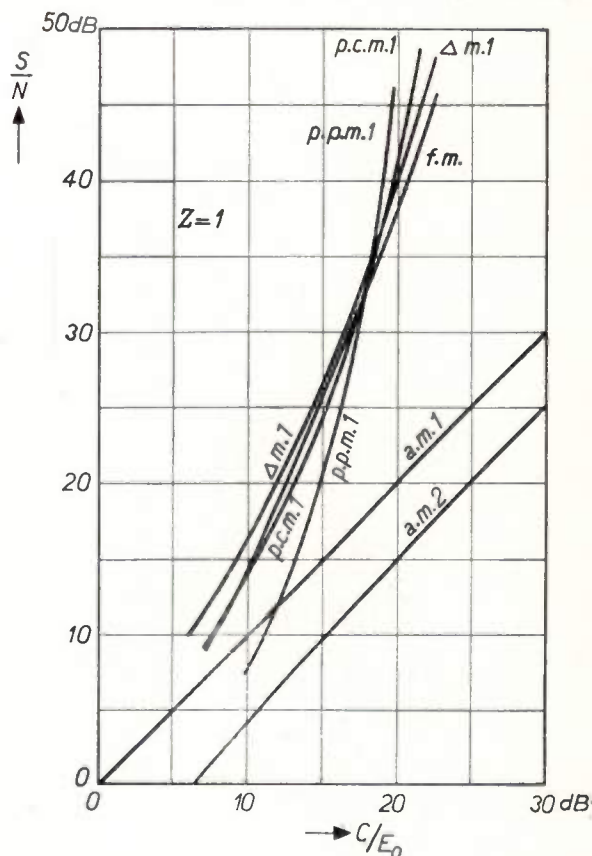


FIG. 6. — Les enveloppes des courbes dans les figures 2, 3, 4 et 5.
a.m. 1 = modulation à bande latérale unique
a.m. 2 = modulation d'amplitude avec deux bandes latérales.

de bande passante est un peu plus haute ici, c'est-à-dire que pour une qualité de 30 dB environ la bande utilisée est plus ou moins égale, mais pour une qualité de 60 dB la bande nécessaire est à peu près doublée.

C. — L'AMÉLIORATION MAXIMUM DU RAPPORT S/N DANS LE CAS D'UN BRUIT IMPORTANT.

Nous pouvons faire maintenant une comparaison entre les quatre systèmes précédents, spécialement en considérant leurs limites. Dans la figure 6 se trouvent les enveloppes de ces familles de courbes. Il est intéressant d'observer que les différences entre ces systèmes sont relativement petites, spécialement

dans la région de 25 jusqu'à 40 dB, où le rapport signal/bruit de transmission doit être compris entre 15 et 20 dB afin d'obtenir la qualité indiquée. En comparant avec les systèmes de modulation continue on peut remarquer qu'un codage du signal ne réussit pas à diminuer la puissance minima nécessaire à la transmission (du moins quand une seule section sépare l'émetteur du récepteur).

La courbe « a.m. 1 » dans cette figure représente la modulation à bande latérale unique, qui donne des valeurs égales pour les deux coordonnées, et la courbe « a.m. 2 » représente la modulation d'amplitude normale, avec deux bandes latérales. Cette dernière courbe est de 4,8 dB plus basse que la précédente, sauf dans la région où le bruit de transmission est déjà très élevé. (Dans cette région nous avons fait usage des calculs de M. FONTANELLAZ [6], concernant le fonctionnement d'un détecteur linéaire qui est influencé par le bruit).

Les courbes de la figure 6 nous permettent de construire une fonction donnant la puissance mini-

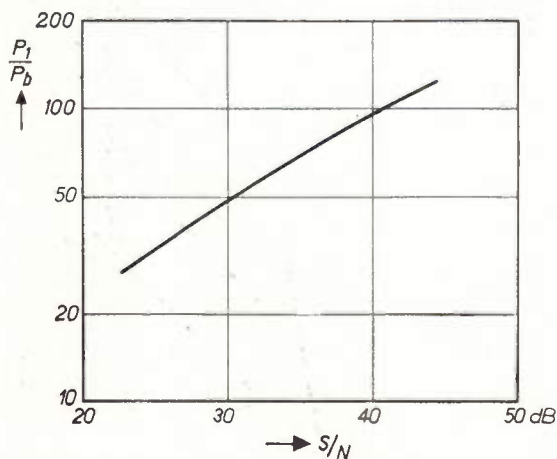


FIG. 7. — Le rapport entre la puissance minima P_1 qui est nécessaire pour obtenir une qualité S/N , et la puissance du bruit P_b dans une bande passante de largeur b . Pour les quatre systèmes : modulation de fréquence, modulation des impulsions en temps, modulation codée et modulation en delta. Transmission directe des impulsions.

imum nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec le rapport signal/bruit S/N . Cette courbe a été donnée dans la figure 7. P_1 est la puissance nécessaire pour la transmission, P_b est la puissance de bruit comprise dans une bande égale à la bande du signal original. La courbe dessinée est une courbe moyenne, c'est-à-dire pour les quatre systèmes qui sont examinés ici, la différence n'est individuellement que $\pm 10\%$ à la moitié de cette courbe et $\pm 30\%$ aux extrémités. Il faut dire que cette puissance minimum ne peut être obtenue que lorsque la bande employée dans le circuit de transmission a été choisie à sa valeur optimum, parce que cette courbe a été trouvée au moyen des enveloppes des courbes normales.

Afin d'obtenir une qualité de 30 dB par une des méthodes de modulation précédentes, la puissance employée pour la transmission doit être 50 fois plus grande que le bruit de fond dans la bande normale. Pour obtenir une qualité de 40 dB, il nous faut une puissance qui soit au moins 100 fois la puissance de ce bruit. Cela veut dire que, pour

transmettre un signal de 30 ou 40 dB, les conditions de bruit dans le circuit de transmission doivent être telles que la transmission à bande latérale unique aboutirait, en employant la même puissance pour la transmission, à un rapport signal/bruit de 17 ou 20 dB au moins. (Le rapport signal/bruit à l'entrée du récepteur est alors $10 \log k$ dB plus bas, si k exprime le rapport dans lequel la bande passante a été augmentée). Il est supposé ici que la bande passante employée a été choisie optimum et que le bruit de transmission est un bruit thermique.

D. — L'INFLUENCE DU BRUIT DANS UNE CHAÎNE DE SECTIONS.

Supposons maintenant que le nombre des sections Z entre l'émetteur et le récepteur n'est pas égal à 1, comme dans les cas précédents, mais plus élevé, 50 par exemple. Si nous supposons toutes les sections identiques et que, de nouveau, le rapport signal/bruit dans une section séparée soit indiqué

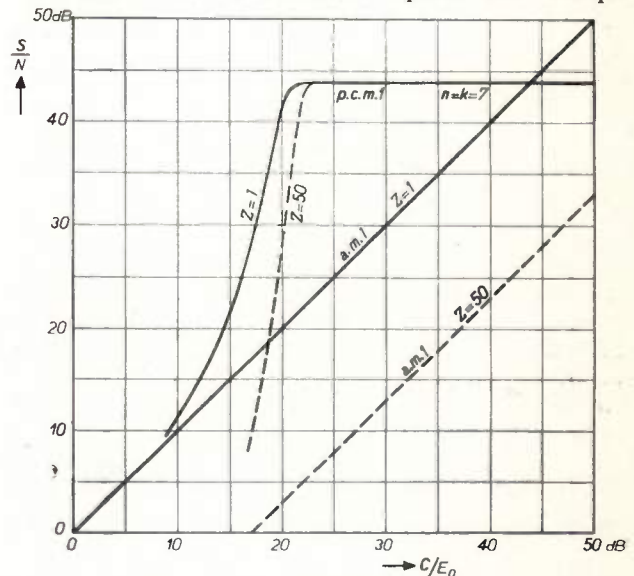


FIG. 8. — Comparaison des circuits de transmission respectivement avec une seule section et avec 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Comparaison entre la modulation codée ($n = 7$) et la modulation à bande latérale unique.

par C/E_0 , nous trouverons une puissance du bruit au bout de la dernière section, égale à 50 fois la puissance du bruit à la sortie de la première section. Cela veut dire que pour tous les systèmes à modulation continue, comme par exemple la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude, les courbes qui donnent S/N comme fonction de C/E_0 sont déplacées à droite sur un intervalle de 17 dB. Dans les systèmes de modulation codée, cependant, il est possible de régénérer les impulsions au bout de chaque section, et de réduire de cette manière le nombre des impulsions indésirables qui se trouveraient autrement à la sortie de la dernière section. Cette condition est présentée dans la figure 8 pour la modulation codée (en 7 chiffres binaires). Pour 50 sections il y a un déplacement d'environ 2 ou 3 dB, qui est causé par une augmentation de probabilité des impulsions indésirables, mais ce déplacement est notablement plus faible que pour la modulation

à bande latérale unique. De la même manière, on peut construire des courbes correspondant à d'autres valeurs de la bande utilisée et l'enveloppe de ces courbes donne de nouveau la limite théorique pour

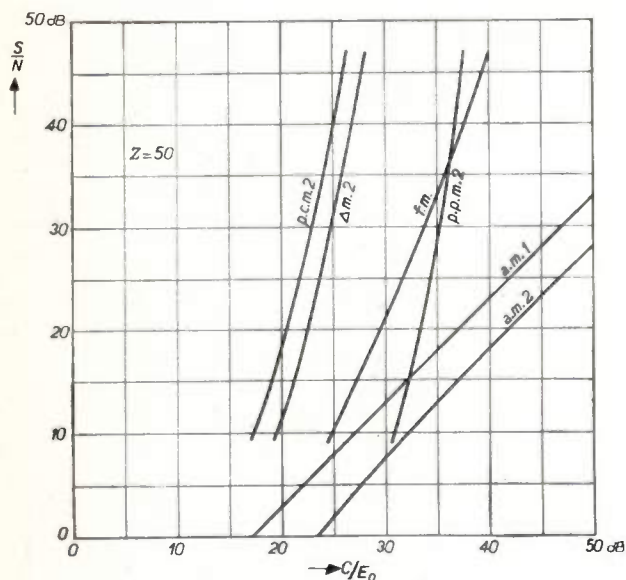


FIG. 9. — Les limites théoriques pour la transmission avec une chaîne de 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Transmission directe des impulsions.

le système en question. Le résultat de ce procédé pour les systèmes différents a été présenté dans la figure 9, pour une chaîne de 50 sections. C'est maintenant la modulation codée qui permet de réaliser une qualité déterminée avec la puissance la plus faible. Pour obtenir une qualité de 50 dB par exemple, il nous faut un rapport C/E_0 qui se monte à :

23 dB pour la modulation codée (à code binaire),
25 dB pour la modulation en delta,
37 dB pour la modulation des impulsions en temps,
41 dB pour la modulation de fréquence,
67 dB pour la modulation à bande latérale unique,
72 dB pour la modulation d'amplitude avec 2 bandes latérales.

La différence d'environ 2 dB dans la puissance minimum pour la modulation codée et la modulation en delta est causée par la bande plus large qui doit être utilisée dans ce dernier cas. Il faut dire, cependant, que les valeurs avantageuses qui sont représentées ici pour les systèmes de modulation codée se rencontrent seulement si les situations dans les sections différentes sont plus ou moins semblables. (Un accroissement de bruit dans une des sections du circuit affecte de façon relativement faible le niveau du bruit à la sortie quand il s'agit d'une des méthodes de modulation continue, mais peut influencer désastreusement le nombre des impulsions indésirables dans un système à modulation codée. Dans les systèmes de modulation codée, on doit alors assurer une marge du rapport C/E_0 suffisante pour compenser des excès de bruit).

E. — LES SYSTÈMES A IMPULSIONS AVEC MODULATION A HAUTE FRÉQUENCE.

Sur les câbles hertziens les impulsions sont transmises, en cas normal, par une modulation d'amplitude. Comme la bande passante est alors doublée, on trouve $k = 2n$ pour la modulation d'impulsions en temps et pour les systèmes de modulation codée. L'influence du bruit a changé quelque peu, parce que la distribution des tensions de bruit est ici différente suivant qu'une impulsion est présente ou absente. Aussi, le niveau le plus avantageux pour détecter la présence d'une impulsion, tel que le nombre des impulsions indésirables soit minimum, a-t-il quelque peu changé. (Pour les lois de proba-

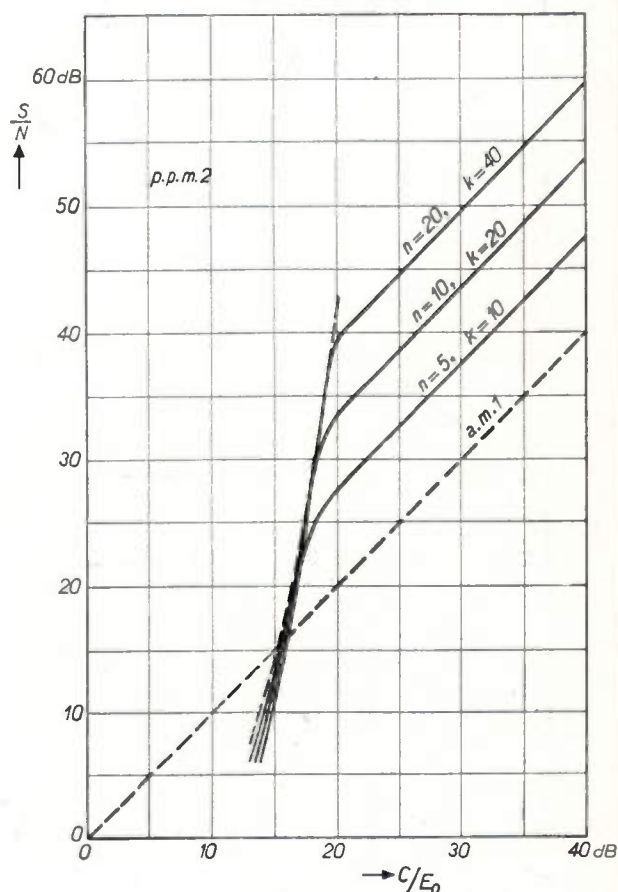


FIG. 10. — La modulation d'impulsions en temps quand les impulsions sont transmises par modulation d'amplitude d'une onde porteuse.

bilités nous sommes partis des calculs de M. KETTEL [7]. De façon générale le rapport C/E_0 doit être ici un peu plus grand que dans les systèmes précédents, parce qu'il y a toujours une partie du signal transmis qui ne comporte aucune information. (Une modulation des impulsions à bande latérale unique serait plus avantageuse, mais l'invariabilité de phase qui est nécessaire en ce cas est généralement trop compliquée. Les courbes donnant S/N en ce cas correspondent tout à fait aux courbes précédentes concernant la transmission directe des impulsions).

Pour la modulation d'impulsions en temps, avec modulation d'une onde porteuse, le rapport S/N

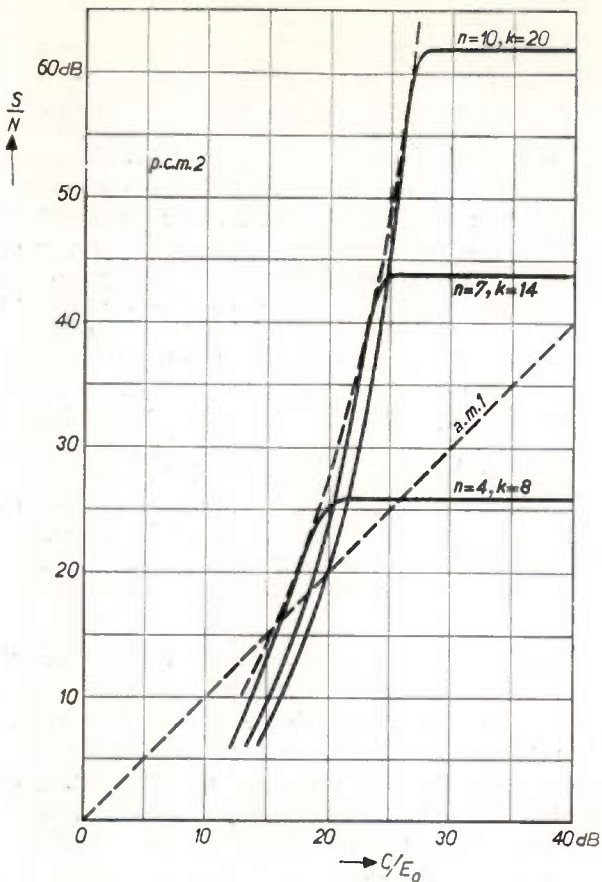


FIG. 11. — La modulation codée (à code binaire) avec modulation des impulsions à onde porteuse.

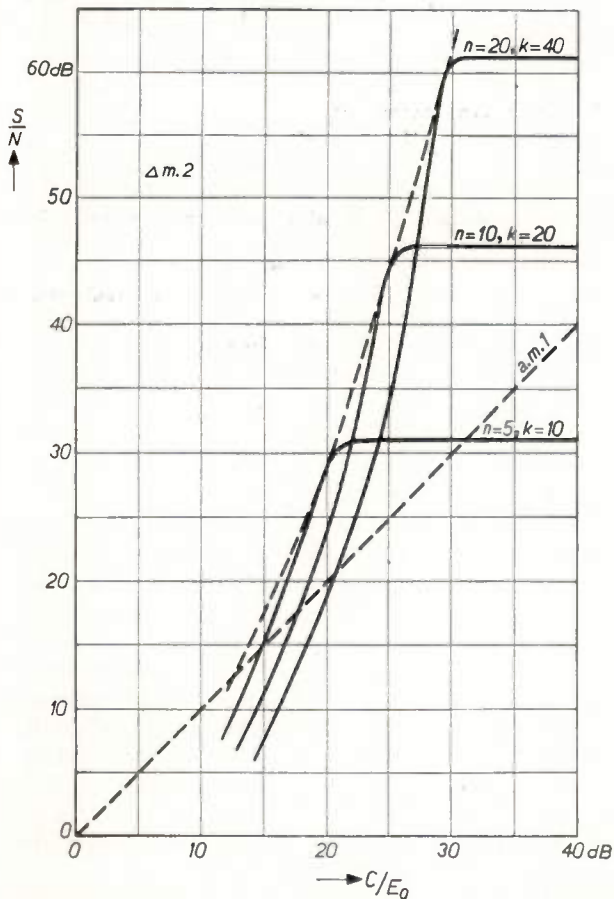


FIG. 12. — La modulation en delta avec modulation des impulsions à onde porteuse.

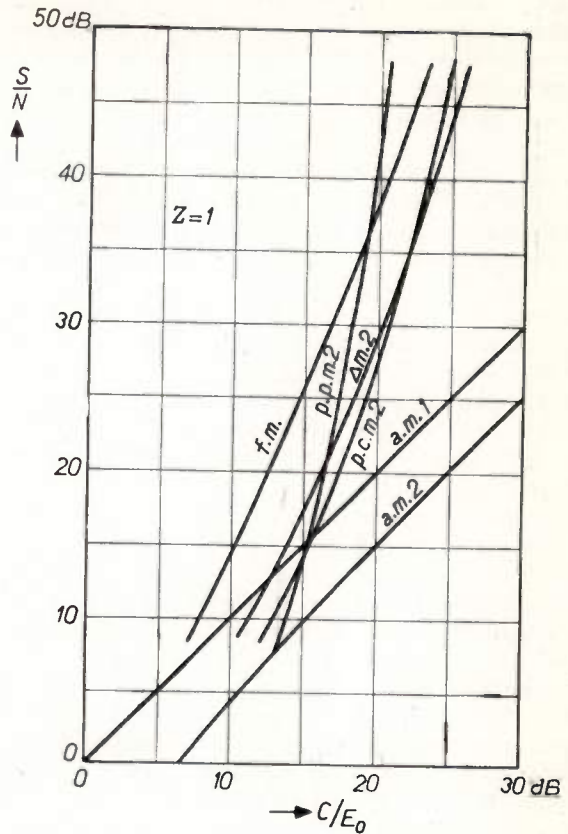


FIG. 13. — Les enveloppes des courbes dans les figures 2, 10, 11, 12, donnant les limites théoriques pour la transmission, avec modulation des impulsions à onde porteuse.

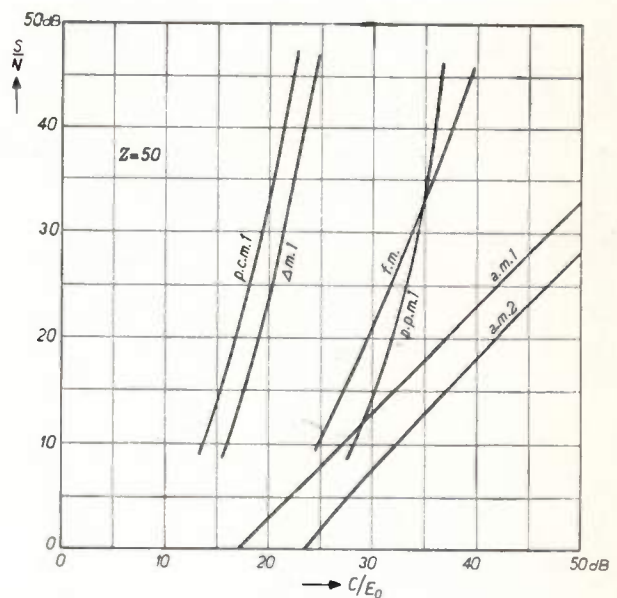


FIG. 14. — Les limites théoriques pour la transmission avec une chaîne de 50 sections entre l'émetteur et le récepteur. Modulation des impulsions à onde porteuse.

comme fonction du rapport C/E_0 a été donné dans la figure 10. Le paramètre k exprime, de nouveau, le rapport dans laquelle la bande passante a été augmentée en comparant avec une modulation du

signal original à bande latérale unique. De la même manière, la *modulation codée* (à code binaire) et la *modulation en delta* (pour une fréquence de référence de 800 c/s) ont été représentées sur les figures 11 et 12, en supposant une modulation à haute fréquence pour les impulsions (la définition du paramètre « n » étant la même que dans les cas précédents). Les enveloppes de ces courbes sont représentées par la figure 13, ainsi que celles de la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude (La modulation des impulsions avec deux bandes latérales est exprimée maintenant par l'indice « 2 »). La différence entre ces courbes est un peu plus grande ici que dans la figure 6 et se monte à environ 4 dB. Maintenant ce sont la modulation de fréquence et la modulation d'impulsions en temps qui nous permettent de transmettre le signal avec la puissance la plus réduite.

On peut aussi considérer la situation d'une chaîne de 50 sections dans le circuit de transmission. En ce cas les limites théoriques pour le rapport C/E_0 sont représentées dans la figure 14. Ces courbes ressemblent beaucoup aux courbes de la figure 9 que l'on a trouvées pour une transmission directe des impulsions. Les puissances minima qu'on doit utiliser pour obtenir une qualité de 30 à 50 dB sont maintenant d'environ 11 dB plus faibles dans les systèmes de modulation codée que dans les systèmes à modulation continue, chiffre à comparer à l'avantage de 14 dB que l'on a trouvé dans le cas précédent.

F. — CONCLUSION.

La puissance minimum nécessaire pour transmettre un signal sinusoïdal avec un rapport signal/bruit de 30 à 40 dB est plus ou moins égale pour la modulation de fréquence, la modulation des impulsions à temps, la modulation codée et la modulation en delta. Ce résultat s'applique quand la bande passante a été choisie optimum, quand une seule section sépare l'émetteur du récepteur, quand les impulsions sont transmises sans être modulées et quand le bruit de transmission présente les caractéristiques d'un bruit thermique. Pour réaliser le rapport signal/bruit indiqué ci-dessus, il est nécessaire que le niveau du bruit dans le circuit de transmission permette d'obtenir au moins un rapport signal/bruit de 17 à 20 dB en modulation à bande latérale unique, en utilisant la même puissance pour la transmission. Quand les impulsions sont modulées à haute fréquence la puissance minimum doit être plus élevée de quelques dB.

Quand la voie de transmission comprend plusieurs sections, la puissance nécessaire par section doit être augmentée considérablement dans les systèmes de modulation continue, mais une augmentation de quelques décibels est suffisante dans les systèmes à modulation codée (en supposant que les niveaux du bruit dans les différentes sections soient plus ou moins semblables).

RÉFÉRENCES

- [1] F. L. H. M. STUMPERS : Theory of Frequency-Modulation Noise. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 36, 1081-1092, 1948.
- [2] M. G. CROSBY : Frequency Modulation Noise Characteristics. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 25, 472-514, 1937.
- [3] S. GOLDMAN : Some fundamental considerations concerning noise reduction and range in radar and communication. *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 36, 584-594, 1948.
- [4] F. DE JAGER : Deltamodulation - a method of P. C. M. transmission using the 1-unit code. cf. Willis JACKSON : Communication Theory (Symposium London 1952). *Butterworths Scient. Publ.*, London.
- [5] F. DE JAGER : Appendix of « Deltamodulation etc. ». *Philips Res. Reports*, 7, 442-466, 1952.
- [6] G. FONTANELLAZ : Der Empfang kleiner amplitudenmodulierter Signale bei linearer Gleichrichtung. *Techn. Mitteilungen P. T. T.*, Bern, 31, 177-181, 1953.
- [7] E. KETTEL : Der Störabstand bei der Nachrichtenübertragung durch Codemodulation. *Arch. Elektr. Uebertrag.*, 3, 161-164, 1949.

SPECTRE MOYEN D'UNE SUITE D'IMPULSIONS EN PRINCIPE PÉRIODIQUES ET IDENTIQUES, MAIS DÉPLACÉES ET DÉFORMÉES ALÉATOIREMENT

PAR

R. FORTET

*Professeur à la Faculté des Sciences de Paris
Ingénieur-Conseil au Laboratoire Central
de Télécommunications.*

1. — Position du problème.

Soit I une impulsion, émise à l'instant $\mathfrak{T}$, et représentée par une fonction (réelle) $J(t)$ du temps t ($-\infty < t < +\infty$) ; nous dirons que la fonction du temps $\mathcal{J}(t) = J(\mathfrak{T} + t)$ est la *forme* de l'impulsion (instant d'émission ramené à 0) ; notons que pour une impulsion véritable, la forme $\mathcal{J}(t)$ doit satisfaire à :

$$\mathcal{J}(t) = 0 \text{ pour } t < 0 \quad (1.1)$$

si nous définissons l'instant d'émission comme le début de l'impulsion ; mais la restriction (1.1) ne joue pas le rôle essentiel dans les calculs suivants et, sauf avis contraire, nous n'en tiendrons pas compte. Soit alors le signal $S(t)$ constitué par une suite indéfinie d'impulsions I_n ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), I_n , de forme $\mathcal{J}_n(t)$, étant émise à l'instant $\mathfrak{T}_n$, de sorte que I_n est représentée par :

$$J_n = \mathcal{J}_n(t - \mathfrak{T}_n)$$

et que :

$$S(t) = \sum_n \mathcal{J}_n(t - \mathfrak{T}_n)$$

Si les $\mathfrak{T}_n$ sont des nombres déterminés, et si les $\mathcal{J}_n(t)$ sont des formes déterminées, $S(t)$ n'est pas aléatoire ; mais il le devient si les $\mathfrak{T}_n$ et les fonctions $\mathcal{J}_n(t)$ sont aléatoires. C'est ce qui se produit si l'émission, périodique de période T , d'impulsions toutes de même forme $\mathcal{J}(t)$ se trouve troublée aléatoirement.

Sans nous limiter dès maintenant à ce cas important, mais pour en préparer l'étude, nous poserons :

$$\mathfrak{T}_n = nT + T_n,$$

où T est une constante > 0 quelconque et où T_n

est une variable aléatoire, et nous supposons que les *éléments aléatoires* :

$$X_n = [T_n, \mathcal{J}_n(t)] \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

sont *mutuellement indépendants et de même loi de probabilité*.

Les causes aléatoires du trouble, à un instant t et à un instant $(t + h)$, ont entre elles une corrélation qui, en général, décroît très vite lorsque $|h|$ augmente, et est négligeable à partir d'une valeur α de $|h|$: notre hypothèse que, si $n' \neq n''$, les éléments aléatoires $X_{n'} = [T_{n'}, \mathcal{J}_{n'}(t)]$ et $X_{n''} = [T_{n''}, \mathcal{J}_{n''}(t)]$ sont indépendants, c'est-à-dire sans corrélation, signifie donc que T est au moins égal à α .

Remarque : Avec d'autres hypothèses, la technique mathématique à employer pourrait être très différente de celle qui va suivre ; si par exemple, comme le suppose J. Oswald dans une partie de sa conférence, les $\mathfrak{T}_n$ ont une répartition de Poisson, le problème relève de la théorie des « fonctions aléatoires dérivées d'un processus de Poisson », théorie aujourd'hui classique en Calcul des Probabilités (Voir bibliographie, [2]).

2. — Détermination du spectre d'énergie moyen de $S(t)$.

Nous allons déterminer le spectre d'énergie moyen de $S(t)$. Soit $\mathfrak{T}_n(\omega)$ la transformée de Fourier de $\mathcal{J}_n(t)$; $\mathfrak{T}_n(\omega)$ est aléatoire puisque $\mathcal{J}_n(t)$ l'est ; posons :

$$V_n = e^{i\omega T_n} \mathfrak{T}_n(\omega)$$

$$G(\omega) = E(|V_n|^2) = E(|\mathfrak{T}_n(\omega)|^2) \quad (1)$$

$$H(\omega) = E(V_n) = E[e^{i\omega T_n} \mathfrak{T}_n(\omega)] \quad (2.2)$$

Les variables aléatoires V_n étant de même loi de probabilité, $G(\omega)$ et $H(\omega)$ ne dépendent pas de n .

(1) Le symbole $E(x)$ représente l'espérance mathématique de la variable aléatoire x .

La transformée de Fourier de $J_n(t)$ est $e^{i\omega n T} V_n$, de sorte que la transformée de Fourier de la somme des $(2N+1)$ impulsions $I_{-N}, I_{-N+1}, I_{-N+2}, \dots, I_0, I_1, \dots, I_{N-1}, I_N$ est

$$\Phi_N(\omega) = \sum_{n=-N}^N e^{i\omega n T} V_n$$

De sorte que pour cette même somme, le spectre d'énergie moyen, par impulsion et au sens du Calcul des Probabilités, a pour densité de répartition :

$$f_N(\omega) = \frac{E(|\Phi_N(\omega)|^2)}{2N+1} \quad (2.3)$$

Or :

$$|\Phi_N(\omega)|^2 = \Phi_N(\omega) \Phi_N^*(\omega) = \sum_{j=-N}^N |V_j|^2 + \sum_{j, K=-N}^N e^{i\omega(j-K)T} V_j V_K^*$$

$$E\left(\sum_{j=-N}^N |V_j|^2\right) = (2N+1) G(\omega) \quad (2.4)$$

$$\sum_{j, K=-N}^N e^{i\omega(j-K)T} V_j V_K^* = \sum_{\alpha \neq 0} e^{i\omega \alpha T} \left(\sum_{j=j_1}^{j_2} V_j V_j^* + \alpha \right)$$

où

$$j_1 = -N + \frac{1 - (-1)^\alpha}{2} \alpha, j_2 = N - \frac{1 + (-1)^\alpha}{2} \alpha$$

Comme V_j et $V_j^* + \alpha$ ($\alpha \neq 0$) sont deux variables aléatoires indépendantes, nous en déduisons :

$$E\left(\sum_{j, K=-N}^N e^{i\omega(j-K)T} V_j V_K^*\right) = \left[\sum_{\alpha=0} e^{i\omega \alpha T} (j_2 - j_1)\right] / H(\omega)^2 \quad (2.5)$$

Or considérons l'expression :

$$\mathfrak{V}_N(\omega) = \sum_{s=-N}^N e^{i s \omega T}$$

et calculons :

$$|\mathfrak{V}_N(\omega)|^2 = \mathfrak{V}_N(\omega) \cdot \mathfrak{V}_N^*(\omega);$$

nous trouvons immédiatement que :

$$|V_N(\omega)|^2 = (2N+1) \times \sum_{\alpha=0} e^{i\omega \alpha T} (j_2 - j_1)$$

D'ailleurs :

$$\mathfrak{V}_N(\omega) = \frac{\sin[(N + \frac{1}{2}) \omega T]}{\sin \frac{\omega}{2} T}$$

De sorte que le second membre de (2.5) peut s'écrire :

$$\left[\left(\frac{\sin[(N + \frac{1}{2}) \omega T]}{\sin \frac{\omega}{2} T} \right)^2 - (2N+1) \right] / H(\omega)^2$$

et finalement :

$$f_N(\omega) = G(\omega) - |H(\omega)|^2 + \frac{|H(\omega)|^2}{2N+1} \left(\frac{\sin[(N + \frac{1}{2}) \omega T]}{\sin \frac{\omega}{2} T} \right)^2 \quad (2.6)$$

Soit : $F_N(\omega)$ la fonction de répartition de densité $f_N(\omega)$ c'est-à-dire que :

$$dF_N(\omega) = f_N(\omega) \cdot d\omega$$

Posons :

$$f(\omega) = G(\omega) - |H(\omega)|^2 = E(|V_N| - E(V_N))^2 \quad (2.7)$$

soit $F_c(\omega)$ la fonction de répartition de densité $f(\omega)$, c'est-à-dire que $dF_c(\omega) = f(\omega) d\omega$.

Rappelons que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 x}{x^2} dx = \pi \quad (2.8)$$

K étant un entier quelconque ($K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), nous voyons facilement compte tenu de (2.8) et pourvu que $H(\omega)$ soit continue, que :

$$\lim_{\Delta \omega \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow +\infty} \int_{\frac{2K\pi}{T} - \Delta \omega}^{\frac{2K\pi}{T} + \Delta \omega} f_N(\omega) d\omega = \frac{2\pi}{T} |H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)|^2 \quad (2.9)$$

Soit alors $F_d(\omega)$ la fonction de répartition totalement discontinue qui varie par sauts situés aux abscisses $\frac{2K\pi}{T}$ ($K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), le saut d'abscisse $\frac{2K\pi}{T}$

ayant pour amplitude $\frac{2\pi}{T} |H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)|^2$. Nous voyons que la fonction de répartition $F_N(\omega)$ tend, lorsque $N \rightarrow +\infty$, vers la fonction de répartition limite $F(\omega)$ définie par :

$$F(\omega) = F_c(\omega) + F_d(\omega) \quad (2.10)$$

$F(\omega)$ constitue donc le spectre d'énergie moyen du signal $S(t)$: ce spectre comporte un spectre continu de densité $f(\omega)$ défini par (2.7) et un spectre de raies défini par $F_d(\omega)$, ou par (2.9).

Remarque : Le spectre (moyen) (2.10) a été obtenu en prenant une « moyenne par impulsion » ; on pourrait envisager de prendre plutôt une « moyenne dans le temps » : considérant l'intervalle de temps $(-NT, +NT)$, et le signal tronqué aléatoire :

$$S_N(t) = \begin{cases} S(t) & \text{pour } |t| \leq NT \\ 0 & \text{pour } |t| > NT \end{cases}$$

on partirait, au lieu de $f_N(\omega)$, de $f'_N(\omega)$ définie par :

$$f'_N(\omega) = \frac{1}{2N T} E(|\Phi'_N(\omega)|^2)$$

$\Phi'_N(\omega)$ désignant la transformée de Fourier de $S_N(t)$ et la suite des opérations étant la même que ci-dessus ; on montre sans difficulté que, au facteur $1/T$ près, on aboutit ainsi au même spectre $F(\omega)$; du moins sous certaines conditions, mais qui seront pratiquement toujours réalisées.

Calcul de $G(\omega)$ et de $H(\omega)$: si nous posons :

$$\bar{\mathcal{I}}^0(\omega) = E[\bar{\mathcal{I}}_n(\omega)], \bar{\mathcal{I}}_n(\omega) = \bar{\mathcal{I}}^0(\omega) + \Delta_n(\omega)$$

$$K(\omega) = E(|\Delta_n(\omega)|^2)$$

nous trouvons :

$$G(\omega) = |\bar{\mathcal{I}}^0(\omega)|^2 + K(\omega) \quad (2.11)$$

S'il y a entre T_n et $\Delta_n(\omega)$ une corrélation quelconque, l'évaluation de $H(\omega)$ peut être compliquée ; mais si T_n et $\Delta_n(\omega)$ sont indépendants, en posant :

$$\varphi(\omega) = E[e^{i\omega T_n}]$$

de sorte que $\varphi(\omega)$ est la fonction caractéristique de la variable aléatoire T_n , nous avons :

$$H(\omega) = \varphi(\omega) \cdot \bar{\mathcal{I}}^0(\omega) \quad (2.12)$$

nous avons alors :

$$f(\omega) = (1 - |\varphi(\omega)|^2) / |\bar{\mathcal{I}}^0(\omega)|^2 + K(\omega) \quad (2.13)$$

Si $T_n \equiv 0$ (pas de déplacement de l'instant d'émission), $\varphi(\omega) = 1$ et nous avons simplement :

$$f(\omega) = K(\omega) \quad (2.14)$$

3. — Impulsions émises périodiquement, de même forme, déplacées et déformées aléatoirement — Rapport du bruit au signal.

Dorénavant, nous considérons plus particulièrement le cas, signalé au paragraphe 1, où les T_n proviennent d'une suite d'impulsions, en principe émises périodiquement aux instants nT et de même forme $\mathcal{J}(t)$, mais déformées et déplacées aléatoirement. Soit ρ le rapport de l'énergie totale du spectre continu à l'énergie totale du spectre discontinu :

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [G(\omega) - |H(\omega)|^2] d\omega}{\frac{2\pi}{T} \sum_K |H\left(\frac{2K\pi}{T}\right)|^2}$$

Ce rapport est intéressant dans le cas général, mais au point de vue actuel, il devient plus intéressant encore, car il prend à peu près la signification d'un

rapport bruit/signal : en effet, en l'absence de trouble aléatoire dans l'émission, on aurait :

$$T_n \equiv 0 \quad \bar{\mathcal{I}}_n(\omega) \equiv \bar{\mathcal{I}}^0(\omega)$$

en désignant par $\bar{\mathcal{I}}^0(\omega)$ la transformée de Fourier de $\mathcal{J}(t)$; dans ces conditions, le spectre continu disparaîtrait, ρ serait nul.

Sur le calcul de ρ , nous pouvons faire les remarques générales suivantes : $V_n = E(V_N)$ est la transformée de Fourier de $\mathcal{J}_n(t - T_n) = E[\mathcal{J}_n(t - T_n)]$; en vertu des propriétés de la transformation de Fourier, nous avons donc :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} [G(\omega) - |H(\omega)|^2] d\omega \\ = E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |V_n - E(V_N)|^2 d\omega \right] \\ = E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{J}_n(t - T_n)|^2 dt \right] \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} E[|\mathcal{J}_n(t - T_n)|^2] dt \end{aligned}$$

Posons :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{J}_n(t - T_n)|^2 dt \right] \\ &= E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{J}_n(t)|^2 dt \right] \quad (3.2) \end{aligned}$$

de sorte que ε est l'énergie moyenne d'une impulsion, nous remarquons que ε ne dépend pas de la loi de probabilité de T_n . Le numérateur de ρ devient :

$$\varepsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} E[|\mathcal{J}_n(t - T_n)|^2] dt \quad (3.3)$$

Nous avons d'autre part, toujours en vertu des propriétés de la transformation de Fourier :

$$\begin{aligned} E \int_{-\infty}^{+\infty} f_N(\omega) d\omega \\ = \frac{1}{2N+1} E \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \sum \mathcal{J}_n(t - nT - T_n)^2 dt \right] \end{aligned}$$

Supposons qu'il y ait une probabilité nulle pour que deux impulsions I_n, I_m indices n et m différent se recouvrent, c'est-à-dire qu'il y ait une probabilité nulle pour que le produit :

$$\mathcal{J}_n(t - nT - T_n) \times \mathcal{J}_m(t - mT - T_m)$$

soit différent de 0 : cette condition sera souvent réalisée en pratique, ou du moins très approximativement réalisée ; nous aurons alors :

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} dF(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) d\omega + \int_{-\infty}^{+\infty} dF_d(\omega) \\ &= \lim_{N \rightarrow +\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_N(\omega) d\omega = \varepsilon \quad (3.4) \end{aligned}$$

Or $\int_{-\infty}^{+\infty} dF_d(\omega)$ est le dénominateur de ρ ; nous aurons alors d'après (3.3)

$$\rho = \frac{\varepsilon - \int_{-\infty}^{+\infty} |E[\mathcal{J}_n(t - T_n)]|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E[\mathcal{J}_n(t - T_n)]|^2 dt} \quad (3.5)$$

D'autre part, dans le cas où (2.13) est applicable, nous avons :

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} [(1 - \varphi(\omega)^2) / \mathcal{F}^0(\omega)^2 + K(\omega)] d\omega}{\frac{2\pi}{T} \sum_K / \varphi \left(\frac{2k\pi}{T} \right)^2 / F^0 \left(\frac{2k\pi}{T} \right)^2} \quad (3.6)$$

En général, les déformations seront petites, de sorte que nous aurons, sinon rigoureusement, du moins approximativement :

$$\mathcal{F}^0(\omega) \approx \mathcal{F}(\omega)$$

Si, en outre, $T_n \equiv 0$ (pas de déplacement de l'instant d'émission), il en résultera que :

$$\rho = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} K(\omega) d\omega}{\frac{2\pi}{T} \sum_K / F \left(\frac{2k\pi}{T} \right)^2} \quad (3.7)$$

Notons que le numérateur de ρ est en général petit et que si dans son évaluation nous pratiquons des approximations, il conviendra de le faire avec précaution.

4. — Impulsions émises périodiquement, de même forme, déplacées et déformées aléatoirement (suite) :

Nous aurons pratiquement une bonne représentation, au moins approximative, des déformations en supposant que celles-ci ne peuvent provenir que :

a) de variations d'amplitude, ayant pour effet que $\mathcal{F}_n(\omega)$, au lieu d'être égale à $\mathcal{F}(\omega)$, est égale à :

$$(1 + A_n) \mathcal{F}_n(\omega)$$

où A_n est une variable aléatoire réelle, en principe quelconque, sauf qu'évidemment la condition :

$$A_n \geq -1 \quad (4.1)$$

doit être satisfaite.

b) de variations d'étalement, ayant pour effet que $\mathcal{F}_n(\omega)$, au lieu d'être égale à $\mathcal{F}(\omega)$ est égale à :

$$(1 + U_n) \mathcal{F}[(1 + U_n)\omega]$$

où U_n est une variable aléatoire quelconque, sauf que :

$$U_n \geq -1 \quad (4.2)$$

L'action simultanée des causes a) et b) fera donc que

$$\mathcal{F}_n(\omega) = (1 + A_n)(1 + U_n) \mathcal{F}[(1 + U_n)\omega] \quad (4.3)$$

T_n , A_n et U_n pouvant être corrélées de façon quelconque ; en fait, normalement A_n et U_n admettront 0 comme valeur centrale, et T_n aussi ; cela n'implique pas forcément que $E(A_n) = E(U_n) = E(T_n) = 0$, mais ces égalités auront lieu approximativement ; en outre, A_n , U_n , T_n , seront peu dispersées autour de la valeur 0 ; de sorte que nous pourrions substituer à (3.6) la représentation :

$$\mathcal{F}_n(\omega) \approx (1 + A_n + U_n) \mathcal{F}[(1 + U_n)\omega] \quad (4.4)$$

et même, pour les valeurs pas trop grandes de ω :

$$\mathcal{F}_n(\omega) \approx \mathcal{F}(\omega) + \mathcal{F}(\omega) A_n + [\mathcal{F}(\omega) + \omega \mathcal{F}'(\omega)] U_n$$

où $F'(\omega) = \frac{d}{d\omega} (F(\omega))$; de sorte que pour les valeurs pas trop grandes de ω , il suffira de connaître $\mathcal{F}(\omega)$, $E(A_n^2)$, $E(U_n^2)$, $E(A_n U_n)$ et $\varphi(\omega)$ pour déterminer les spectres continus et de raies.

C'est de cette façon (représentation des déformations par A_n et U_n) que le problème a été abordé par G.G. MacFarlane (voir bibliographie, 1), qui plus précisément a traité (successivement, faute d'une théorie générale), les cas :

a) $T_n \equiv U_n \equiv 0$ b) $A_n \equiv U_n \equiv 0$ c) $A_n \equiv T_n \equiv 0$

Exemple où le trouble ne porte que sur l'étalement des impulsions :

Reprenons le cas c) dont MacFarlane n'a qu'esquissé la solution ; prenons précisément l'exemple qu'il a envisagé où :

a) L'impulsion $\mathcal{J}(t)$ est rectangulaire. En la repérant par rapport à son instant médian plutôt que par rapport à son instant d'émission, cela revient à supposer :

$$\mathcal{J}(t) = \begin{cases} h & \text{pour } (t) \leq \mathfrak{S} \\ 0 & \text{pour } (t) > \mathfrak{S} \end{cases}$$

$h > 0$ hauteur de l'impulsion

$2T > 0$ largeur de l'impulsion

b) U_n obéit à une loi de Laplace d'espérance mathématique nulle et d'écart moyen quadratique σ ($\sigma > 0$) ; alors (4.2) n'est pas rigoureusement respectée, mais l'est approximativement d'une façon suffisante si σ est petit devant 1.

D'après (3.8) nous avons :

$$\mathcal{F}_n(\omega) = 2h \frac{\sin[\omega \mathfrak{S} (1 + U_n)]}{\omega}$$

$$\begin{aligned}\bar{\gamma}_0(\omega) &= \frac{2h}{\sigma\omega\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin[\omega \mathfrak{T}(1+u)] e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du \\ &= \frac{2h}{\omega} e^{-\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2} \sin \mathfrak{T} \omega\end{aligned}$$

de sorte que le spectre de raies est fourni par les valeurs :

$$\begin{aligned}\frac{2\pi}{T} / \bar{\gamma}_0 \left(\frac{2K\pi}{T} \right)^2 & \quad (4.6) \\ &= \frac{2h^2 T}{T} \cdot \frac{1}{K^2} e^{-8\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \left(\frac{\mathfrak{T}}{T} \right)^2 K^2} \sin^2 \left[2K\pi \left(\frac{\mathfrak{T}}{T} \right) \right]\end{aligned}$$

Calculons maintenant : $K(\omega)$

$$\begin{aligned}K(\omega) &= \frac{4h^2}{\omega^2 \sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2[\omega \mathfrak{T}(1+u)] e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du \\ &\quad - \frac{4h^2}{\omega^2} e^{-2\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2} \sin^2 \mathfrak{T} \omega \\ &= \frac{4h^2}{\omega^2} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} e^{4\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2} \cos^2 \mathfrak{T} \omega \right. \\ &\quad \left. - e^{-2\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2} \sin^2 \mathfrak{T} \omega \right] \\ &= \frac{2h^2}{\omega^2} (1 - e^{-2\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2}) (1 + e^{-2\sigma^2 \mathfrak{T}^2 \omega^2} \cos 2\mathfrak{T} \omega)\end{aligned} \quad (4.7)$$

(4.7) nous donne la valeur $f(\omega)$ de la densité du spectre continu.

Maintenant, évaluons ρ ; nous déterminerons son numérateur sous la forme (3.3) ; on a :

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_n(t) &= \mathcal{J} \left(\frac{t}{1+U_n} \right) \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} / \mathcal{J}_n(t) /^2 dt \\ &= (1+U_n) \int_{-\infty}^{+\infty} / \mathcal{J}(t) /^2 dt \quad (4.8)\end{aligned}$$

$$\mathcal{E} = \int_{-\infty}^{+\infty} / \mathcal{J}(t) /^2 dt. \quad (4.9)$$

Notons que (4.8) est toujours vraie, et que (4.9) est vrai sous la seule condition que $E(U_n) = 0$; dans le cas actuel où $\mathcal{J}(t)$ est donné par a), il vient :

$$\mathcal{E} = 2\mathfrak{T} h^2 \quad (4.10)$$

D'autre part, $\mathcal{J} \left(\frac{t}{1+U_n} \right)$ vaut 0 ou h , et en négligeant les cas où : $1+U_n < 0$, on a :

$$\begin{aligned}h \times \rho_r \left[\mathcal{J} \left(\frac{t}{1+U_n} \right) = h \right] &= E[\mathcal{J}_n(t)] \\ &= \frac{h}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-1+\frac{t}{\mathfrak{T}}}^{+\infty} e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du\end{aligned}$$

Nous poserons :

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-1+\frac{t}{\mathfrak{T}}}^{+\infty} e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}} du \text{ pour } t \geq 0$$

$$\psi(+\infty) = 0$$

et puisque nous avons négligé les cas où $1+U_n < 0$ ce qui revient à supposer $\sigma \ll 1$, nous admettrons que :

$$\psi(0) = 1$$

égalité qui n'est en réalité qu'approximative (valable à 1/1 000 près si $\sigma \leq 1/3$).

Il vient :

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{+\infty} / E[\mathcal{J}_n(t)] /^2 dt &= 2h^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^2(t) dt \\ &= 2\mathfrak{T} h^2 \left[1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma e^{-\frac{1}{2\sigma^2}} - \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}} \right].\end{aligned}$$

Mais, à l'approximation faite, le terme $\sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma e^{-\frac{1}{2\sigma^2}}$

est négligeable devant $\frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}$, et nous pouvons adopter l'expression :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} / E[\mathcal{J}_n(t)] /^2 dt \approx 2\mathfrak{T} h^2 \left(1 - \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}} \right); \quad (4.11)$$

Ce qui donne pour le numérateur de ρ la valeur :

$$\frac{2}{\sqrt{\pi}} \mathfrak{T} \sigma h^2$$

Si $\mathfrak{T}$ est assez petit devant T , l'expression approchée (3.5) de ρ peut être admise, et il vient :

$$\rho \approx \frac{\sigma}{\sqrt{\pi}}, \quad (4.12)$$

ce qui peut s'exprimer ainsi : le rapport bruit/signal est proportionnel à la variation relative d'étalement.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. G. MACFARLANE : On the energy spectrum of an almost periodic succession of pulses, *P.I.R.E.* 37, 1949, p. 1139.
- [2] A. BLANC-LAPIERRE et R. FORTET : Théorie des fonctions aléatoires, Paris, 1953, Masson, édit.

LES RÉSEAUX CORRECTEURS

POUR SERVOMÉCANISMES A FRÉQUENCE PORTEUSE

PAR

P. BONNET

*Ingénieur Militaire de première classe
des Fabrications d'Armements*

PREMIÈRE PARTIE

ÉTUDE DE L'EFFET D'UN RÉSEAU SUR LA MODULATION D'UNE FRÉQUENCE PORTEUSE

POSITION DU PROBLÈME :

On dispose d'un réseau ayant des caractéristiques gain-fréquence et phase-fréquence connues. Si l'on applique à ce réseau une porteuse de pulsation ω_0 modulée par un signal de pulsation Ω , on sait que le signal résultant se comporte comme la somme de deux signaux sinusoïdaux de pulsations $\omega_0 + \Omega$ et $\omega_0 - \Omega$. Chacun de ces deux signaux sera modifié d'une façon différente par le réseau, et il en résultera à la sortie du réseau un signal dont les caractéristiques seront fonction de Ω . C'est ce signal de sortie que nous nous proposons d'étudier.

Il importe de bien préciser les termes employés :

L'expression *signal de modulation* se réfère à la modulation de la porteuse. C'est le signal intéressant pour le servomécanicien. X et Y sont les signaux de modulation d'entrée et de sortie. Lorsqu'ils sont sinusoïdaux, leur pulsation est Ω et on cherche à établir la fonction de transfert de la modulation :

$$T(j\Omega) = \frac{Y(j\Omega)}{X(j\Omega)}$$

L'expression *signal courant* s'applique à toute variation de potentiel à l'entrée et à la sortie du réseau x et y sont les signaux courants d'entrée et de sortie.

Si le signal de modulation d'entrée a la forme $X = \sin \Omega t$ le signal courant d'entrée est :

$$x = \sin \Omega t \sin \omega_0 t$$

soit :
$$x = \frac{1}{2} [\cos (\omega_0 - \Omega) t - \cos (\omega_0 + \Omega) t]$$

Le signal courant de sortie est donc :

$$y = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} &\mu^- \cos [(\omega_0 - \Omega) t + \varphi^-] \\ &\quad - \mu^+ \cos [(\omega_0 + \Omega) t + \varphi^+] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Soit :

$$\left\{ \begin{aligned} y &= \frac{1}{2} \sin (\omega_0 t + \varphi_0) [\mu^+ \sin (\Omega t + \Delta \varphi^+) \\ &\quad + \mu^- \sin (\Omega t - \Delta \varphi^-)] \\ &\quad - \frac{1}{2} \cos (\omega_0 t + \varphi_0) [\mu^+ \cos (\Omega t + \Delta \varphi^+) \\ &\quad - \mu^- \cos (\Omega t - \Delta \varphi^-)] \end{aligned} \right.$$

On peut l'écrire :

$$y = A_1 \sin (\omega_0 t + \varphi_0) + A_2 \cos (\omega_0 t + \varphi_0) \quad (2)$$

Si le signal de modulation X avait été constant, le signal courant de sortie se serait réduit à $y = \mu_0 \sin (\omega_0 t + \varphi_0)$. On voit donc que le signal courant de sortie est la somme de deux porteuses de pulsation

Les notations sont les suivantes :

Ω : pulsation du signal de modulation
 ω_0 : pulsation de la porteuse
 ω : pulsation du signal courant
 $\varphi(\omega)$: phase du réseau à la pulsation ω
 $\mu(\omega)$: gain du réseau à la pulsation ω

$\varphi^+ = \varphi(\omega_0 + \Omega)$	$\mu^+ = \mu(\omega_0 + \Omega)$
$\varphi^- = \varphi(\omega_0 - \Omega)$	$\mu^- = \mu(\omega_0 - \Omega)$
$\varphi_0 = \varphi(\omega_0)$	$\mu_0 = \mu(\omega_0)$
$\Delta \varphi^+ = \varphi^+ - \varphi_0$	
$\Delta \varphi^- = \varphi^- - \varphi_0$	

ω_0 modulées par les expressions A_1 et A_2 , la première étant en phase avec la porteuse *non modulée* à la sortie du réseau, la seconde en quadrature avec cette porteuse. On peut maintenant connaître le signal de modulation de sortie Y . Il suffit, connaissant les caractéristiques du démodulateur existant en aval dans la chaîne d'asservissement, d'affecter de poids p_1 et p_2 les expressions $\sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ et $\cos(\omega_0 t + \varphi_0)$, selon leur effet sur ce démodulateur, et on pourra écrire :

$$Y = p_1 A_1 + p_2 A_2$$

Un cas qui se présente souvent en pratique est celui où le démodulateur n'est sensible qu'à la composante $\sin(\omega_0 t + \varphi_0)$ et non à la composante en quadrature (cas d'un moteur biphase par exemple, en 1^{re} approximation). Dans ce cas on a :

$$Y = A_1$$

L'appréciation de ce qui se passe en aval du réseau sort d'ailleurs du cadre de cette étude. Il nous suffit de savoir que les caractéristiques des organes en aval permettent, à partir des expressions de A_1 et A_2 , de déterminer les caractéristiques du signal de modulation de sortie.

Détermination de A_1 et A_2 :

$$A_1 = \frac{1}{2} [\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+) + \mu^- \sin(\Omega t - \Delta\varphi^-)] \quad (3)$$

$$A_2 = -\frac{1}{2} [\mu^+ \cos(\Omega t + \Delta\varphi^+) - \mu^- \cos(\Omega t - \Delta\varphi^-)] \quad (4)$$

Remarquons tout d'abord que si l'on a :

$$\begin{cases} \mu^+ = \mu^- \\ \Delta\varphi^+ = -\Delta\varphi^- \end{cases}$$

A_2 est nul et A_1 se réduit à $\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+)$.

Nous appellerons un réseau jouissant de ces propriétés *réseau symétrique en échelle linéaire des pulsations* ou *réseau du type 1*.

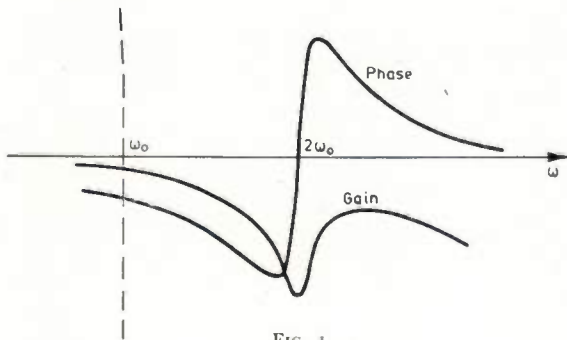


FIG. 1

La figure 1 représente les courbes de gain et de phase d'un tel réseau.

Malheureusement, de tels réseaux ne se présentent pas naturellement dans la pratique. Ceux qui se présentent naturellement sont *symétriques en échelle*

logarithmique des pulsations (fig. 2). Nous les appellerons *réseaux du type 2*.

Lorsque Ω est faible devant ω_0 , les réseaux du type 2 sont approximativement du type 1. L'écart croît avec le facteur $\frac{\Omega}{\omega_0}$.

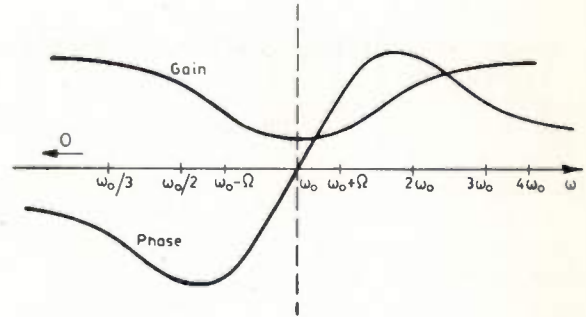


FIG. 2

Deux types de problèmes se posent, selon que l'on veut faire l'analyse ou la synthèse d'un réseau.

I. — *Analyse d'un réseau* : Ce cas se présente lorsqu'on a fait le plan d'un amplificateur répondant à certaines conditions impératives. Par exemple, filtrer le 1^{er} harmonique de la porteuse au 1/20 de sa valeur. On est obligé d'introduire un réseau effectuant ce filtrage. Il a nécessairement une action au voisinage de la fréquence porteuse. Autour

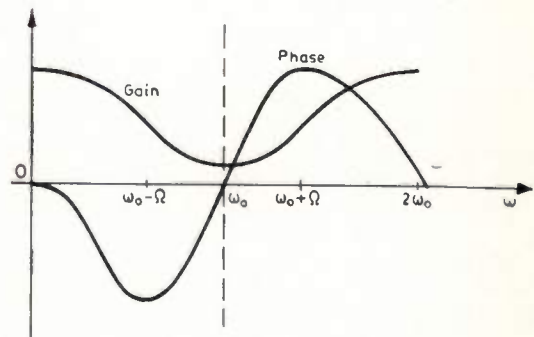


FIG. 3

de cette fréquence, il n'est généralement ni du type 1, ni du type 2. La figure 3 représente un exemple de courbes de gain et de phase d'un tel réseau.

Il est nécessaire de connaître l'action de ce réseau sur le signal de modulation pour poursuivre l'étude harmonique du servomécanisme, et il faut déterminer les expressions A_1 et A_2 à partir des courbes données.

Le plus simple est de représenter A_1 et A_2 par deux vecteurs α_1 et α_2 du plan complexe.

Si on représente les expressions $\mu^+ \sin(\Omega t + \Delta\varphi^+)$ et $\mu^- \sin(\Omega t - \Delta\varphi^-)$ par des vecteurs α^+ et α^- , on voit, en récrivant l'expression de A_2 sous la forme équivalente :

$$A_2 = \frac{1}{2} \left[\mu^+ \sin \left(\Omega t + \Delta\varphi^+ - \frac{\pi}{2} \right) + \mu^- \sin \left(\Omega t - \Delta\varphi^- + \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

que l'on pourra écrire, dans le plan complexe :

$$\alpha_1 = \frac{1}{2} (\alpha^+ + \alpha^-) \quad (5)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} (\alpha^+ e^{-j\frac{\pi}{2}} + \alpha^- e^{j\frac{\pi}{2}})$$

La construction de α_1 et α_2 est alors évidente ; elle est représentée sur la figure 4. Il faut faire attention que les longueurs μ^+ et μ^- des vecteurs doivent être portées en valeur réelle alors qu'elles sont généralement données en décibels sur les courbes de gain.

On peut faciliter cette construction en utilisant un abaque tel que celui indiqué sur la figure 5 où les coordonnées sont des rayons faisant des angles donnés avec l'axe des abscisses, et des cercles de rayons directement gradués en décibels.

Les vecteurs α^+ et α^- ont respectivement leurs extrémités aux points d'intersection des cercles de rayons μ^+ et μ^- et des rayons faisant les angles

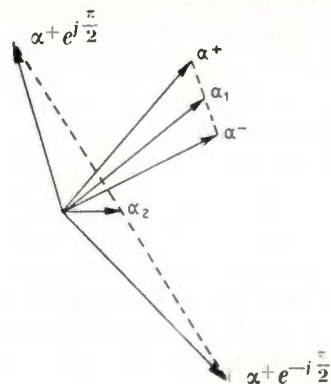


FIG. 4

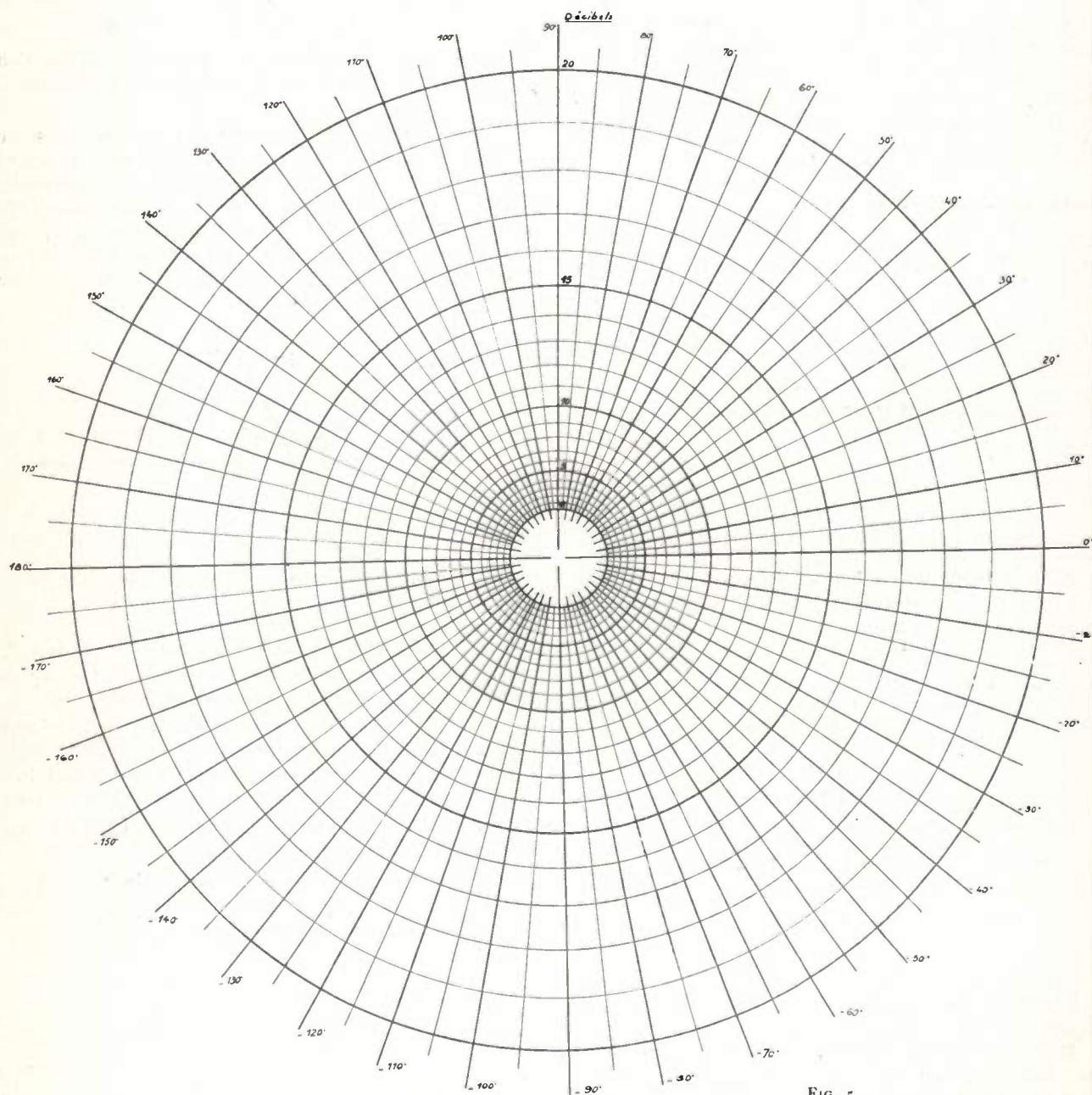


FIG. 5

$\Delta\varphi^+$ et $-\Delta\varphi^-$ avec l'axe horizontal. L'extrémité de α_1 est au milieu du segment joignant ces deux points. On lit directement sa longueur en décibels et sa phase.

On détermine de même α_2 par la demi-somme des vecteurs $\alpha^+ e^{-j\frac{\pi}{2}}$ et $\alpha^- e^{j\frac{\pi}{2}}$.

Les extrémités des différents vecteurs décrivent des courbes graduées en Ω dans le plan de l'abaque.

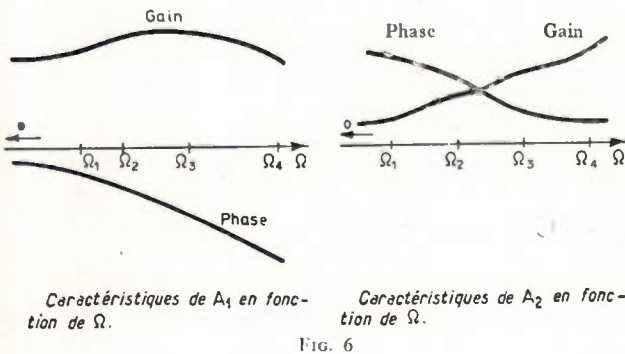
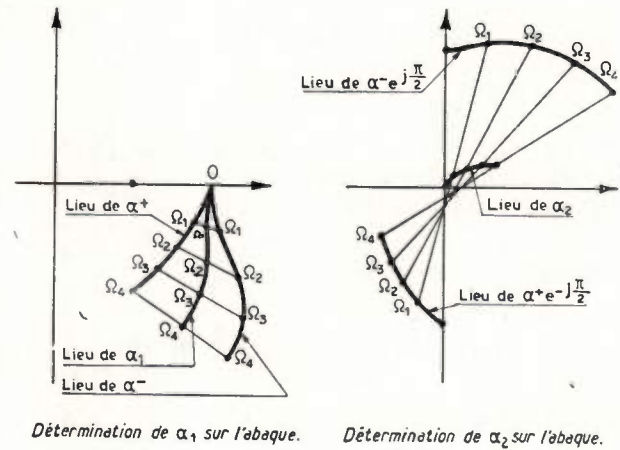
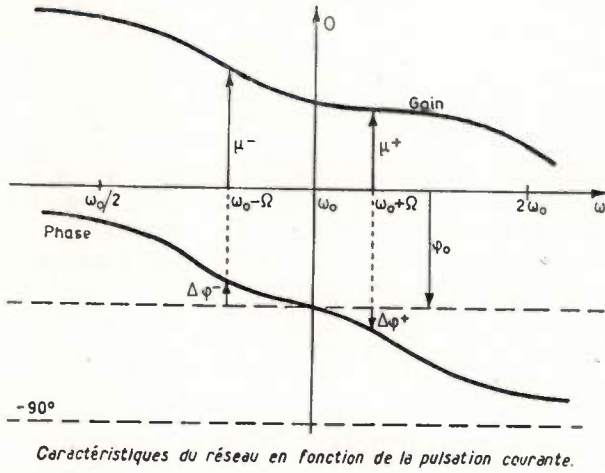


FIG. 6

Les lieux des extrémités des vecteurs α_1 et α_2 sont les lieux des milieux des segments joignant les points de même graduation sur les lieux des extrémités des vecteurs composants. On revient ensuite aisément au diagramme gain-phase, en fonction de Ω , de A_1 et A_2 . La figure 6 donne un exemple de détermination de A_1 et A_2 .

Cette construction est très générale et s'applique quel que soit le réseau. Dans le cas où il est symétrique du type 2, les lieux des extrémités des vecteurs α^+ et α^- sont confondus en un seul, mais il existe sur ce lieu deux systèmes de graduations selon qu'on a affaire à (α^+) ou (α^-) . Le lieu de l'extrémité du vecteur α_1 est alors celui du milieu des cordes joignant les graduations de même valeur des deux systèmes (fig. 7).

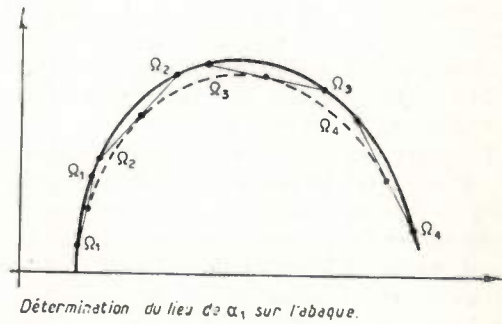
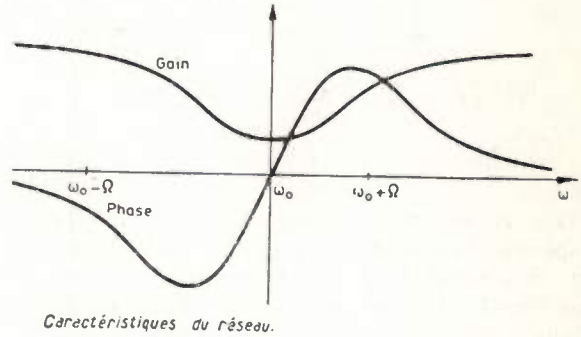


FIG. 7

La graduation interne correspond à α^+
 -- -- externe -- α^-
 Le lieu de α_1 est la courbe en traits discontinus.

Remarquons que si les longueurs μ^+ et μ^- deviennent trop grandes pour être portées sur l'abaque, il suffit de les diviser par le même nombre, puis de multiplier le vecteur résultant par ce nombre.

II. — Synthèse. — 1) On veut construire un réseau correspondant à des expressions A_1 et A_2 données, en fonction de Ω , par leurs courbes de gain et de phase, ou, ce qui revient au même, par leurs lieux gradués en Ω sur l'abaque.

Dans le cas où le problème est posé de cette façon, la solution est rapide. On connaît α_1 et α_2 . On sait qu'on a (5) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1 = \frac{1}{2} (\alpha^+ + \alpha^-) \\ \alpha_2 = \frac{1}{2} (\alpha^+ e^{-j\frac{\pi}{2}} + \alpha^- e^{j\frac{\pi}{2}}) \end{array} \right.$$

On en déduit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha^+ = \alpha_1 + \alpha_2 e^{j\frac{\pi}{2}} \\ \alpha^- = \alpha_1 + \alpha_2 e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{array} \right. \quad (6)$$

et la construction des lieux de α^+ et α^- est immédiate (fig. 8). Mais les valeurs de α^+ et α^- trouvées ne correspondent pas en général à un réseau symétrique du type 2, et la synthèse du réseau physique sera laborieuse.

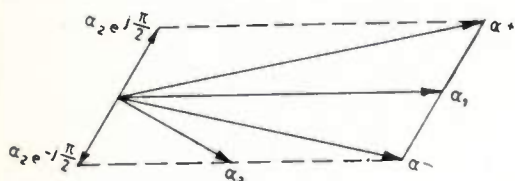


FIG. 8

D'autre part, il est extrêmement rare que l'on ait à spécifier la valeur de A_2 pour le servomécanisme, car, en général, le démodulateur est insensible à la composante en $\cos(\omega_1 t + \varphi_0)$. On a en général affaire à un problème du type ci-dessous :

2) Connaissant A_1 en fonction de Ω , ou le lieu de l'extrémité du vecteur α_1 , gradué en Ω , on cherche à le réaliser par un réseau symétrique du type 2, c'est-à-dire qu'on cherche des vecteurs α^+ et α^- réalisant une symétrie du type 2.

Ayant trouvé ces vecteurs, et ayant déduit les courbes de gain et de phase du réseau désiré, on cherchera un réseau symétrique du type 2, les réalisant avec la meilleure approximation possible.

On peut employer la méthode indiquée ci-dessous pour trouver ces vecteurs α^+ et α^- .

Il est tout d'abord nécessaire de revenir un peu sur les réseaux symétriques du type 2.

Ce sont des réseaux qui s'introduisent naturellement dans la pratique, pour lesquels on a :

$$\mu\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = \mu\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

$$\varphi\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right) = -\varphi\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)$$

Si l'on trace les courbes $\mu(\omega)$ et $\varphi(\omega)$ en portant en abscisse $\log \omega$, il est évident que les courbes de gain μ seront symétriques par rapport à la verticale d'abscisse $\log \omega_0$, et les courbes de phase φ symétriques par rapport au point d'abscisse $\log \omega_0$ et d'ordonnée nulle (fig. 2).

Ces réseaux présentent un déphasage φ_0 nul à la pulsation ω_0 puisque $\varphi_0 = -\varphi_0$.

On peut encore écrire, en posant $x = \log \frac{\omega}{\omega_0}$

$$\mu(x) = \mu(-x)$$

$$\varphi(x) = -\varphi(-x)$$

Si l'on passe aux valeurs de α^+ et α^- en fonction de Ω , leurs éléments seront :

$$\alpha^+(\Omega) \left\{ \begin{array}{l} \mu\left[\log\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right] \\ \varphi\left[\log\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right] \end{array} \right\} \quad \alpha^-(\Omega) \left\{ \begin{array}{l} \mu\left[\log\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right] \\ -\varphi\left[\log\left(1 - \frac{\Omega}{\omega_0}\right)\right] \end{array} \right\}$$

Il est évident que : $\alpha^+(\Omega) \neq \alpha^-(\Omega)$: mais on aura :

$$\alpha^+(\Omega) = \alpha^-(\Omega')$$

si Ω et Ω' sont liés par la relation :

$$\log\left(1 + \frac{\Omega}{\omega_0}\right) = -\log\left(1 - \frac{\Omega'}{\omega_0}\right)$$

soit :

$$\Omega = \frac{\Omega'}{1 - \frac{\Omega'}{\omega_0}} \quad (7)$$

c'est-à-dire que les lieux des extrémités de α^+ et α^- dans le plan complexe seront confondus, mais les graduations en Ω correspondant à α^+ et α^- ne le seront pas. Le problème consiste à déterminer $\alpha^+(\Omega)$ et $\alpha^-(\Omega)$ tels que :

$$\frac{1}{2} [\alpha^+(\Omega) + \alpha^-(\Omega)] \equiv \alpha_1(\Omega) \quad (8)$$

sachant qu'on doit avoir :

$$\alpha^+(\Omega) = \alpha^-(\Omega') \text{ si } \Omega = \frac{\Omega'}{1 - \frac{\Omega'}{\omega_0}}$$

Si l'on connaît α^+ et α^- pour une valeur Ω_1 de Ω , il sera facile de les déterminer pour des valeurs $\Omega_2, \Omega_3, \Omega_n$ bien choisies.

En effet on peut écrire :

$$\frac{1}{2} [\alpha^+(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_1)] = \alpha_1(\Omega_1)$$

$$\frac{1}{2} [\alpha^+(\Omega_2) + \alpha^-(\Omega_2)] = \alpha_1(\Omega_2)$$

$$\frac{1}{2} [\alpha^+(\Omega_n) + \alpha^-(\Omega_n)] = \alpha_1(\Omega_n)$$

Si l'on choisit les Ω_i tels que $\Omega_i = \frac{\Omega_{i-1}}{1 - \frac{\Omega_{i-1}}{\omega_0}}$, on aura $\alpha^+(\Omega_i) = \alpha^-(\Omega_{i-1})$

$$\text{et } \frac{1}{2} [\alpha^+(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_1)] = \alpha_1(\Omega_1)$$

$$\frac{1}{2} [\alpha^-(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_2)] = \alpha_1(\Omega_2) \quad (9)$$

$$\frac{1}{2} [\alpha^-(\Omega_{n-1}) + \alpha^-(\Omega_n)] = \alpha_1(\Omega_n)$$

Dans chaque égalité successivement il n'y a plus qu'un seul vecteur inconnu, qui est par là même déterminé. La méthode de construction consiste donc à marquer sur le lieu de α_1 les points $P_1 P_2 \dots P_n$ correspondant à $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_n$, puis à opérer de la façon suivante : prendre le symétrique M_2

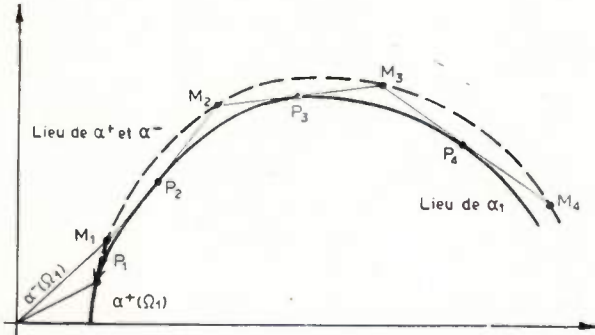


FIG. 9

de l'extrémité M_1 de $\alpha^-(\Omega_1)$ (qui est en même temps celle de $\alpha^+(\Omega_2)$) par rapport à P_2 . M_2 est l'extrémité de $\alpha^-(\Omega_2)$ et celle de $\alpha^+(\Omega_3)$. On prend le symétrique M_3 de M_2 par rapport à P_3 , M_3 est l'extrémité de $\alpha^-(\Omega_3) = \alpha^+(\Omega_4)$... etc (fig. 9).

Il faut donc déterminer $\alpha^+(\Omega_1)$ et $\alpha^-(\Omega_1)$. Cette détermination peut se faire dans la partie du

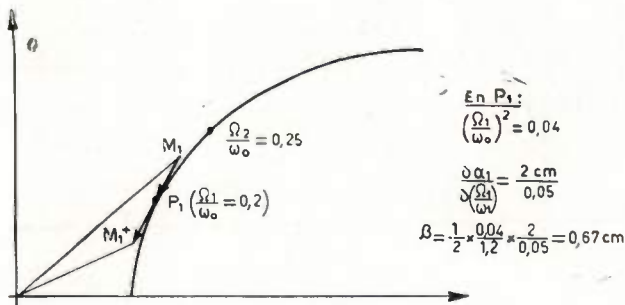


FIG. 10

lieu de l'extrémité de α_1 où Ω est petit. Choisissons le point P_1 extrémité de $\alpha_1(\Omega_1)$. Il faut déterminer le vecteur β qu'il faut porter de part et d'autre de P_1 , pour obtenir les extrémités M_1^+ et M_1^- de $\alpha^+(\Omega_1)$ et $\alpha^-(\Omega_1)$ (fig. 10).

On peut écrire :

$$\alpha^+(\Omega_1) - \alpha^-(\Omega_1) = 2\beta$$

soit :

$$\alpha^+(\Omega_1) - \alpha^+(\Omega_1 + \Delta\Omega) = 2\beta$$

avec :

$$\Delta\Omega = \frac{\Omega_1}{1 - \frac{\Omega_1}{\omega_0}} - \Omega_1 = \frac{\Omega_1^2}{\omega_0}$$

D'où :

$$2\beta = -\frac{\Omega_1^2}{\omega_0} \frac{\partial \alpha^+}{\partial \Omega_1} \quad (10)$$

D'autre part :

$$\alpha^+(\Omega_1) + \alpha^-(\Omega_1) = 2\alpha_1(\Omega_1)$$

soit :

$$2\alpha^+(\Omega_1) + \frac{\Omega_1^2}{\omega_0} \frac{\partial \alpha^+}{\partial \Omega_1} = 2\alpha_1(\Omega_1)$$

En dérivant et en négligeant les termes en $\frac{\partial^2 \alpha^+}{\partial \Omega_1^2}$:

$$2 \frac{\partial \alpha^+}{\partial \Omega_1} \left(1 + \frac{\Omega_1}{\omega_0}\right) = 2 \frac{\partial \alpha_1}{\partial \Omega_1} \quad (11)$$

En combinant les relations 10 et 11, on obtient :

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{\Omega_1^2}{\omega_0 + \Omega_1} \frac{\partial \alpha_1}{\partial \Omega_1} \quad (12)$$

Cette relation nous donne la direction du vecteur β , porté par la tangente au lieu de l'extrémité, de α_1 ,

et sa longueur. La longueur $\left|\frac{\partial \alpha_1}{\partial \Omega_1}\right|$ est facile à mettre en évidence, en la remplaçant par $\frac{\Delta \alpha_1}{\Delta \Omega_1}$ au voisinage de Ω_1 .

On peut écrire sous une forme plus commode, car on graduera souvent la courbe en $\frac{\omega_0}{\Omega}$ et non en Ω :

$$\beta = -\frac{1}{2} \frac{\left(\frac{\Omega_1}{\omega_0}\right)^2}{1 + \frac{\Omega_1}{\omega_0}} \frac{\partial \alpha_1}{\partial \left(\frac{\Omega_1}{\omega_0}\right)} \quad (13)$$

La fig. 10 illustre la construction de β .

Il faut prendre le point $P_1(\Omega_1)$ dans une région où la courbe n'a pas une courbure trop prononcée. Si $\frac{\Omega_1}{\omega_0}$ est suffisamment petit, on peut le négliger et écrire $1 + \frac{\Omega_1}{\omega_0} = 1$.

Si les valeurs $\Omega_2, \dots, \Omega_n$ déduites de Ω_1 ne sont pas assez nombreuses, on peut recommencer avec un nouveau point Ω'_1 , et en déduire une nouvelle série de valeurs $\Omega'_2, \dots, \Omega'_n$ jusqu'à avoir un nombre suffisant de points de la courbe lieu des extrémités de α^+ et α^- .

Sur la figure 11 est donnée la courbe représentant

la variation de la fonction $\frac{\Omega'}{\omega_0} = \frac{\frac{\Omega}{\omega_0}}{1 - \frac{\Omega}{\omega_0}}$ en fonction

de Ω .

L'utilisation de cette courbe pour la détermination des valeurs successives de Ω_i est indiquée de façon suffisamment parlante sur la figure. Notons que la

suite $\frac{1}{n}, \frac{1}{n-1}, \frac{1}{n-2}, \dots, \frac{1}{2}, 1$, n étant un entier positif, suit cette loi, et qu'elle est souvent intéressante.

sante à utiliser. Ci-dessous est donné un exemple de résolution complète du problème en partant des courbes de gain et de phase de A_1 .

La méthode indiquée ci-dessus n'est à employer que si on demande une grande précision dans la réalisation du réseau.

Mais bien souvent, on pourra la remplacer par la méthode d'analyse décrite auparavant : on

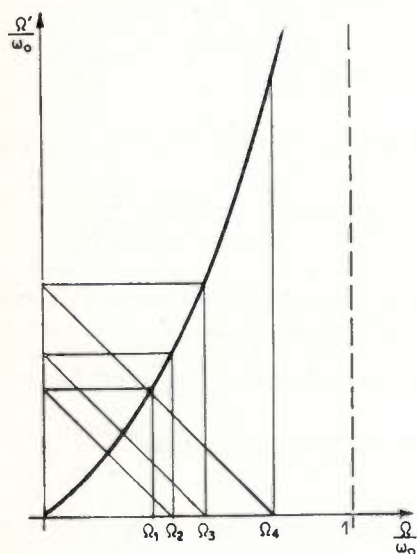


FIG. 11

partira d'un réseau symétrique tiré des tables tel que α^* soit voisin de α_1 . Puis on fera l'analyse de ce réseau qui donnera une courbe différente évidemment du lieu des extrémités de α_1 . En modifiant quelque peu les caractéristiques du réseau et en faisant l'analyse du nouveau réseau, on arrivera souvent à une courbe suffisamment satisfaisante.

Exemple de résolution.

La fonction de transfert désirée du réseau par rapport à la modulation est donnée figure 12. La

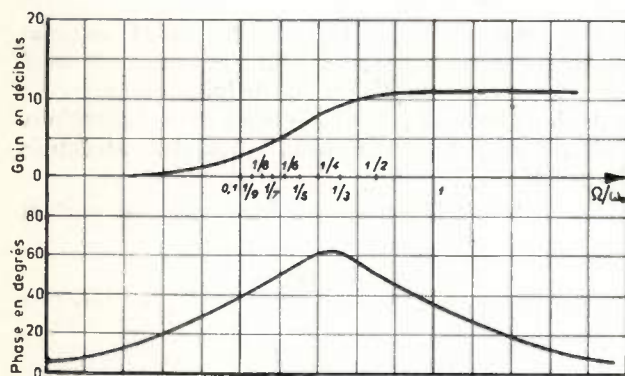


FIG. 21

figure 13 représente sa traduction sur l'abaque (courbe en trait plein).

On part, sur l'abaque, du point $\frac{\Omega_1}{\omega_0} = \frac{1}{5}$, auquel

correspondent les points $\frac{\Omega_2}{\omega_0} = \frac{1}{4}$; $\frac{\Omega_3}{\omega_0} = \frac{1}{3}$;

$$\frac{\Omega_4}{\omega_0} = \frac{1}{2} ; \frac{\Omega_5}{\omega_0} = 1.$$

Aux environs de $\frac{\Omega}{\omega_0} = \frac{1}{5}$, on a $\Delta\alpha_1 = 10$ mm pour

$$\Delta\left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right) = \frac{1}{4} - \frac{1}{5} = \frac{1}{20}$$

$$\text{D'où } |\beta| = \frac{1}{2} \times \frac{\left(\frac{1}{5}\right)^2}{1 + \frac{1}{5}} \times \frac{1/20}{10} = 3,3 \text{ mm}$$

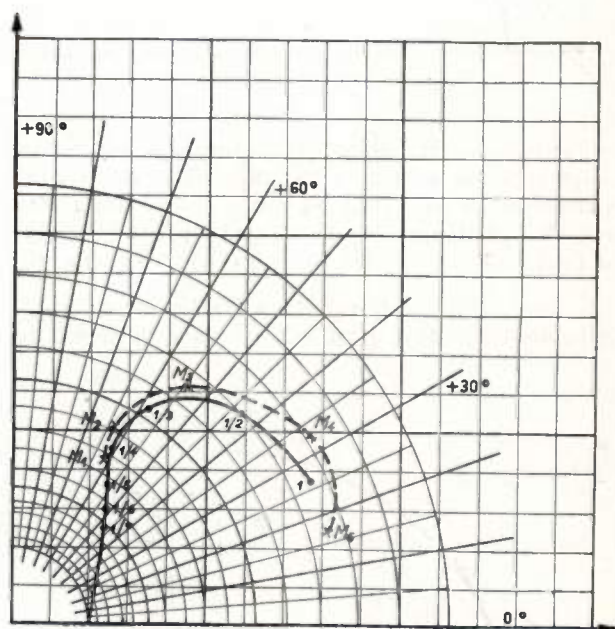


FIG. 13

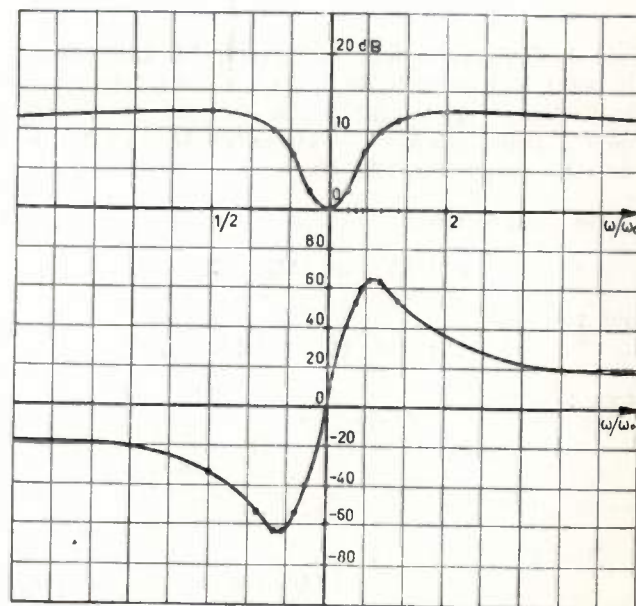


FIG. 14

D'où le point M_1 extrémité des vecteurs $\alpha^- \left(\frac{1}{5} \right)$ et $\alpha^+ \left(\frac{1}{4} \right)$ en portant (β) sur la tangente dans le sens des Ω croissants. Puis les points $M_2 M_3 M_4 M_5$ respectivement extrémités des vecteurs $\alpha^- \left(\frac{1}{4} \right)$ et $\alpha^+ \left(\frac{1}{3} \right)$, $\alpha^- \left(\frac{1}{3} \right)$ et $\alpha^+ \left(\frac{1}{2} \right)$, $\alpha^- \left(\frac{1}{2} \right)$ et $\alpha^+ (1)$, $\alpha^- (1)$ selon le processus décrit plus haut.

On en déduit, en reportant ces points sur un graphique gain-fréquence et phase-fréquence gradué en $\log \frac{\omega}{\omega_0} = \log \left(1 \pm \frac{\Omega}{\omega_0} \right)$ les courbes de la figure 14 qui représentent la fonction de transfert courante du réseau nécessaire.

On peut remarquer que cette fonction de transfert sera impossible à réaliser exactement puisqu'elle a pour $\omega = 0$ et $\omega = \infty$ une phase différente de $K \frac{\pi}{2}$. Mais il suffit en général de choisir la zone autour de $\frac{\omega}{\omega_0} = 1$ où on veut la réaliser avec une bonne approximation, et de trouver un réseau convenable.

Une condition nécessaire pour que la réalisation exacte soit possible est évidemment que le point $\alpha^- (1)$ soit sur un des axes de l'abaque — le plus souvent sur l'axe horizontal.

DEUXIÈME PARTIE

CALCUL DES RÉSEAUX UTILISÉS DANS LES SERVOMÉCANISMES A FRÉQUENCE PORTEUSE

Dans la première partie, nous avons vu les méthodes de détermination des caractéristiques des réseaux à utiliser dans les servomécanismes à fréquence porteuse.

Dans cette seconde partie, nous allons indiquer des méthodes permettant de faire la synthèse des réseaux physiques à partir de ces caractéristiques.

Nous nous bornerons à l'étude des réseaux uniquement composés de capacités et de résistances.

L'étude des réseaux comportant des selfs est en effet bien connue et exposée dans de nombreux ouvrages et les réseaux résistance-capacité sont particulièrement indiqués aux basses fréquences en raison de leur simplicité et de leur bas prix de revient.

Pour les servomécanismes à fréquence porteuse, on a en général besoin de caractéristiques variant très rapidement au voisinage de la porteuse, ce qui postule que la fonction de transfert a des pôles complexes au numérateur, et, éventuellement, des pôles imaginaires purs. Il ne peut en être ainsi que si le réseau est composé d'impédances formant pont, telles que les courants de sortie se compensent dans une certaine mesure, ou même totalement.

Nous étudierons deux réseaux de ce type : le

réseau en treillis, le plus général, et le réseau en T parallèle généralisé, qui, permet, parfois, de remplacer le réseau en treillis.

ÉTUDE DES DIPÔLES CAPACITÉ-RÉSISTANCE

Il est utile de rappeler les propriétés des dipôles dans le cas où ils sont formés uniquement de résistances et de capacités, car ils forment les éléments primaires dont le groupement permet la synthèse des filtres envisagés. Ces dipôles peuvent se mettre sous l'une des formes canoniques suivantes (fig. 15).

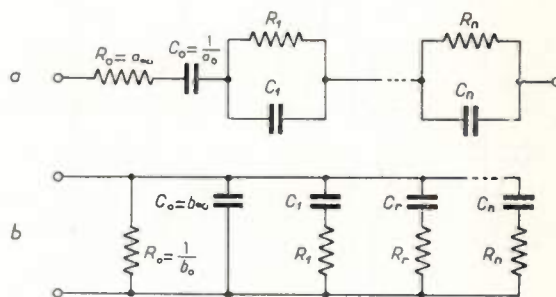


FIG. 15

L'impédance du dipôle a est évidemment de la forme :

$$1 a) \quad Z = a_{\infty} + \frac{a_0}{p} + \sum_{r=1}^n \frac{a_r}{p + p_r} \quad \begin{array}{l} a_r > 0 \\ a_0, a_{\infty} \geq 0 \\ p_r > 0 \end{array}$$

l'admittance du dipôle b est de même :

$$1 b) \quad Y = b_{\infty} p + b_0 + p \sum_{r=1}^n \frac{b_r}{p + q_r} \quad \begin{array}{l} b_r > 0 \\ b_{\infty}, b_0 \geq 0 \\ q_r > 0 \end{array}$$

Ces deux formes sont absolument équivalentes, c'est-à-dire qu'une impédance donnée Z (remplissant certaines conditions) peut être physiquement réalisée par l'une ou l'autre forme de réseau. Selon que l'on considère les pôles ou les zéros de Z , on aura intérêt à employer la forme qui les rend le plus immédiatement accessibles.

Ainsi, si l'on donne les pôles p_r de Z , il vaut mieux employer la forme a , avec

$$R_0 = a_{\infty}; c_0 = \frac{1}{a_0}; R_r = \frac{a_r}{p_r}; c_r = \frac{1}{a_r}$$

Si l'on donne les zéros q_r de Z , on aura intérêt à employer la forme b avec :

$$R_0 = \frac{1}{b_0}; C_0 = b_{\infty}; R_r = \frac{1}{b_r}; c_r = \frac{b_r}{q_r}$$

Mais, de toutes façons, si l'on emploie la forme a , par exemple, l'admittance $\frac{1}{Z}$ sera donné par une formule du type b . Les coefficients ne seront simplement plus aussi accessibles.

La variation de Z en fonction de p (pour p réel) est donnée sur la figure 16. Z a en général $n + 1$ pôles et $n + 1$ zéros, entrelacés (puisque c'est une fonction toujours décroissante) pour p négatif.

Dans tous les cas, si l'on représente Z par une fraction rationnelle, on trouve un nombre de zéros (pour p fini) égal au degré du numérateur et un nombre de pôles égal au degré du dénominateur, c'est-à-dire qu'il n'existe pas de zéros ni de pôles pour des valeurs de p positives ou complexes.

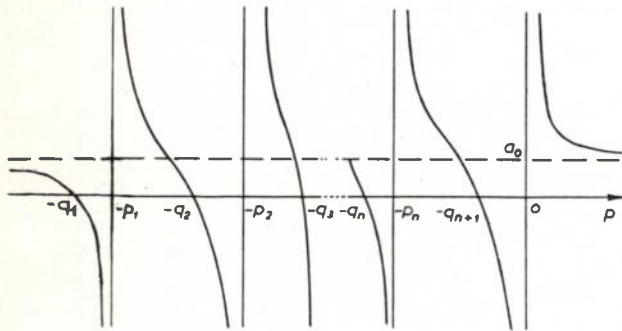


FIG. 16

Inversement, on peut montrer que toute impédance représentée par une fonction de p ayant ses zéros et ses pôles entrelacés, pour p réel négatif, peut être mise sous la forme 1 a et est réalisable sous forme d'un réseau canonique résistance-capacité.

La condition ci-dessus imposera donc une restriction à la possibilité de réaliser une fonction de transfert donnée avec un réseau résistance-capacité. En particulier, on voit qu'il est impossible de réaliser un dipôle présentant une impédance nulle ou infinie à une certaine fréquence, contrairement à ce qui a lieu avec les dipôles capacité-self, car il faudrait que Z ait un pôle ou un zéro pour $p = j\omega$.

Réseaux en treillis symétriques (fig. 17).

Les réseaux en treillis symétriques ont la forme indiquée par la fig. 17 a. Ils forment un pont d'impédance (fig. 17 b) dont les branches sont des dipôles

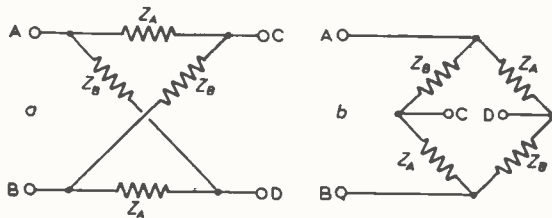


FIG. 17

de la forme indiquée plus haut. Ces réseaux permettent d'obtenir les fonctions de transfert les plus générales, et ils exigent les calculs les moins difficiles. Cependant ils présentent dans la pratique, un inconvénient qui est de ne pas avoir de référence à la masse. Cette restriction peut être levée en

munissant l'entrée ou la sortie d'un transformateur parfait.

Nous allons donner une méthode de synthèse d'une fonction de transfert donnée par un réseau en treillis lorsque le pont est attaqué par un générateur d'impédance interne Z et alimente une charge de même impédance interne. Cette méthode a été exposée par ORCHARD (1). Nous allons la présenter sous une forme plus simple et plus directe que celle d'Orchard.

En représentant (fig. 18) le réseau en treillis de la figure 17 avec ses impédances d'entrée et de sortie Z , attaqué par un générateur de f.e.m. x , le calcul donne :

$$\frac{Z I_3}{x} = \frac{Z}{2} \cdot \frac{Z_A - Z_B}{Z^2 + Z(Z_A + Z_B) + Z_A Z_B}$$

— $\frac{Z I_3}{x}$ est la fonction de transfert que l'on cherche à réaliser, soit $T(p)$. Si l'on pose $Z'_A = Z_A + Z$;

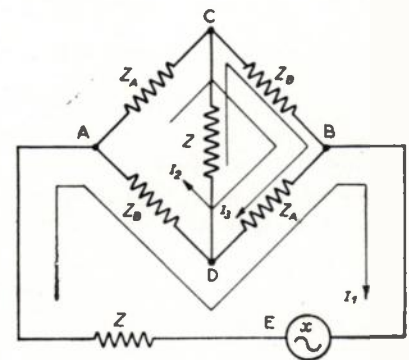


FIG. 18

$Z'_B = Z_B + Z$, l'expression de $T(p)$ se simplifie et devient :

$$T(p) = \frac{Z}{2} \cdot \frac{Z'_B - Z'_A}{Z'_A Z'_B} = \frac{Z}{2} \left[\frac{1}{Z'_A} - \frac{1}{Z'_B} \right]$$

Supposons que Z est une résistance pure R , ce qui est le cas le plus fréquent. On pourra poser :

$$\lambda(p) = \frac{2 Z'_A(p)}{R}$$

$$\mu(p) = \frac{2 Z'_B(p)}{R}$$

Il en résulte l'égalité simple :

$$T(p) = \frac{1}{\lambda(p)} - \frac{1}{\mu(p)}$$

Cette égalité, où λ et μ représentent des impédances de la forme 1 a et $\frac{1}{\mu}$ et $\frac{1}{\lambda}$ des admittances de la forme 1 b nous donne les conditions que doit remplir $T(p)$.

(1) Proc. of I. R. E. Vol. 39, n° 4, avril 51, p. 428.

On peut poser a priori :

$$\frac{1}{\lambda(p)} = \alpha_{\infty} p + \alpha_0 + p \sum \frac{\alpha_i}{p + q_i} \quad \alpha \text{ et } \beta \geq 0$$

$$\frac{1}{\mu(p)} = \beta_{\infty} p + \beta_0 + p \sum \frac{\beta_i}{p + s_i}$$

Les conditions :

$$\begin{cases} Z_A = Z'_A - R = \frac{R}{2} (\lambda - 2) \\ Z_B = Z'_B - R = \frac{R}{2} (\mu - 2) \end{cases}$$

imposent :

$$\begin{cases} \lambda(\infty) \geq 2 \text{ et fini} \\ \mu(\infty) \geq 2 \text{ et fini} \end{cases}$$

soit :

$$\begin{cases} 0 < \frac{1}{\lambda(\infty)} \leq \frac{1}{2} \\ 0 < \frac{1}{\mu(\infty)} \leq \frac{1}{2} \end{cases} \quad \text{D'où} \quad \begin{cases} \alpha_{\infty} = \beta_{\infty} = 0 \\ 0 < \alpha_0 + \sum \alpha_i \leq \frac{1}{2} \\ 0 < \beta_0 + \sum \beta_i \leq \frac{1}{2} \end{cases}$$

Ces conditions se traduisent pour $T(p)$ sous la forme suivante : $T(p)$ doit être développable en série de la forme :

$$T(p) = a_0 + p \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{p + p_i}$$

(a_0 et a_i de signes quelconques).

D'autre part, si on sépare les coefficients a_i (i variant de 0 à n) en coefficients b_j positifs et $-c_K$ négatifs, il faudra :

$$\begin{cases} \sum b_j \leq \frac{1}{2} \\ \sum c_K \leq \frac{1}{2} \end{cases}$$

Ces conditions se résument ainsi :

1) Pôles réels, simples, négatifs, finis (ce qui suppose le degré du dénominateur supérieur ou égal à celui du numérateur).

2) Zéros arbitraires sous la réserve que les zéros complexes se présentent par paires conjuguées, puisque les coefficients sont réels.

3) Somme des coefficients positifs et somme des coefficients négatifs du développement de la forme indiquée ci-dessus inférieures à $1/2$ en valeur absolue.

La troisième condition peut toujours être réalisée, pour une fonction de transfert donnée remplissant les deux autres conditions, en la multipliant par un coefficient constant convenable, ce qui n'a pour effet que de faire varier le gain absolu aux différentes fréquences, et non les rapports des gains ni

les phases. On pourra alors identifier $T(p)$ et $\frac{1}{\lambda(p)} - \frac{1}{\mu(p)}$.

Le processus de calcul d'un réseau en treillis sera donc le suivant : la fonction $T(p)$ étant donnée remplissant les conditions 1) et 2), la développer en série de la forme :

$$T(p) = a_0 + p \sum \frac{a_i}{p + p_i}$$

Former les sommes S_1 des coefficients positifs et S_2 des coefficients négatifs. Voir si la plus grande des deux, S , est supérieure à $1/2$. S'il en est ainsi, diviser $T(p)$ par un coefficient supérieur ou égal à $2S$.

Former $\frac{1}{\lambda(p)}$ en ne prenant que les termes positifs du

développement et $\frac{1}{\mu(p)}$ en prenant les termes négatifs en valeur absolue :

En tirer $\lambda(p)$ et $\mu(p)$, puis :

$$\begin{cases} Z_A = \frac{R}{2} [\lambda(p) - 2] \\ Z_B = \frac{R}{2} [\mu(p) - 2] \end{cases}$$

On aura en général intérêt à diviser $T(p)$ exactement par $2S$ et non par un coefficient plus grand, ce qui permet le meilleur gain absolu et simplifie l'une des impédances Z_A ou Z_B en supprimant la résistance en série.

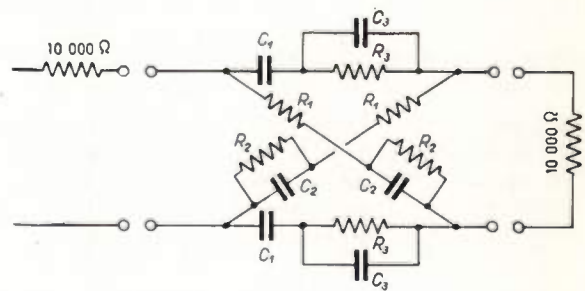


FIG. 19

$$R_1 = 526 \Omega$$

$$R_2 = \frac{1,99 \cdot 10^5}{10,5} = 190,000 \Omega$$

$$R_3 = \frac{2,1 \cdot 10^6}{250} = 8,400 \Omega$$

$$C_1 = \frac{10^{-6}}{1,6} \text{ F} = 0,625 \mu\text{F}$$

$$C_2 = \frac{1}{2 \cdot 10^5} = 0,5 \mu\text{F}$$

$$C_3 = \frac{1}{2,1 \cdot 10^5} = 0,476 \mu\text{F}$$

Dans le cas où S est inférieure à $1/2$, on peut laisser $T(p)$ telle quelle, ou la multiplier par $\frac{1}{2S}$ ce qui permet les mêmes améliorations.

Nous allons illustrer ce processus par un exemple :

Exemple : Réaliser le réseau à gain constant :

$$T(p) = \frac{(p - 100)(p - 200)(p - 400)}{(p + 100)(p + 200)(p + 400)}$$

entre deux résistances R de 10 000 ohms.

On trouve :

$$T(p) = -1 + \frac{10p}{p+100} - \frac{18p}{p+200} + \frac{10p}{p+400}$$

D'où :

$$\begin{cases} \sum b_i = 20 = S_1 \\ \sum c_i = 19 = S_2 \end{cases}$$

on prend donc $S = S_1 = 20$, et on divise tous les coefficients par $2S = 40$. D'où :

$$\begin{cases} \frac{1}{\lambda(p)} = \frac{1}{4} \left(\frac{p}{p+100} + \frac{p}{p+400} \right) = \frac{p(p+250)}{2(p+100)(p+400)} \\ \frac{1}{\mu(p)} = \frac{1}{40} \left(1 + \frac{18p}{p+200} \right) = \frac{1}{40} \times \frac{19p+200}{p+200} \\ \lambda(p) = \frac{2(p+100)(p+400)}{p(p+250)} = 2 + \frac{320}{p} + \frac{420}{p+250} \\ \mu(p) = 40 \frac{p+200}{19p+200} = \frac{40}{19} + \frac{398}{p+10,5} \end{cases}$$

D'où le réseau :

$$\begin{cases} Z_A = \frac{R}{2} (\lambda - 2) = \frac{1,6 \cdot 10^3}{p} + \frac{2,1 \cdot 10^6}{p+250} \\ Z_B = \frac{R}{2} (\mu - 2) = 526 + \frac{1,99 \cdot 10^6}{p+10,5} \end{cases}$$

Le réseau a la forme indiquée sur la figure 19, les valeurs de ses éléments étant données sur la même figure.

Il est bien entendu que ce réseau ne donne pas la fonction de transfert $T(p)$ mais $\frac{T(p)}{40}$.

Réduction à un tripôle — L'inconvénient déjà signalé de ne pas avoir de référence à la masse rend parfois difficile l'utilisation des réseaux en treillis,

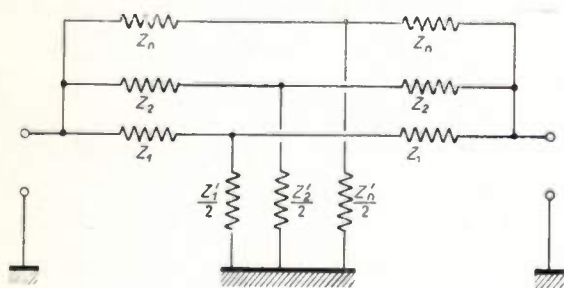


FIG. 20

particulièrement si on veut les employer dans des servomécanismes à courant continu ⁽¹⁾, où les fréquences mises en jeu sont faibles, de l'ordre de quelques périodes par seconde. On ne peut alors pas

⁽¹⁾ Les méthodes de calcul exposées dans cette deuxième partie, qui se bornent à exposer la façon de réaliser des réseaux ayant une fonction de transfert donnée s'appliquent évidemment aussi au calcul des réseaux pour servomécanismes à courant continu. Elles sont seulement moins nécessaires dans ce dernier cas, en raison de la simplicité plus grande des fonctions de transfert mises en jeu, mais elles peuvent parfois rendre de grands services.

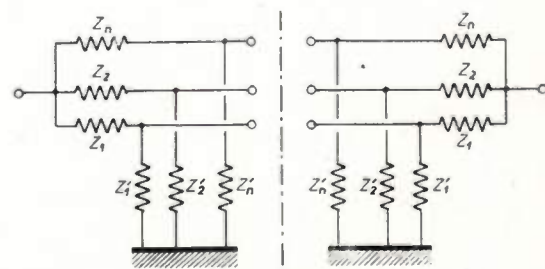
utiliser de transformateur, et on est obligé d'utiliser des amplificateurs différentiels, ce qui complique la réalisation. Il est donc d'un très grand intérêt d'arriver à réduire les réseaux en treillis calculés par la méthode simple exposée ci-dessus à des réseaux tripôles.

Nous allons indiquer une méthode permettant, moyennant quelques conditions à remplir par Z_A et Z_B , de faire cette réduction de façon automatique. Le réseau tripôle auquel nous aboutirons sera un réseau en « T parallèle symétrique généralisé » du type indiqué sur la figure 20.

Pour faire cette réduction, nous nous appuyerons sur le théorème de bissection de Bartlett qui indique que tout réseau symétrique est équivalent à un réseau en treillis dont les impédances Z_A et Z_B sont déterminées de la façon suivante :

On suppose le réseau coupé par son plan de symétrie.

Z_A est l'impédance que possède l'une des moitiés



T parallèle généralisé coupé par le plan médiateur.

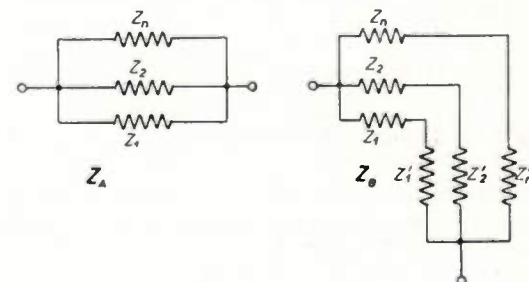


FIG. 21

lorsqu'on court-circuite toutes les extrémités coupées par le plan.

Z_B est l'impédance de l'une des moitiés lorsque les extrémités coupées par le plan sont en circuit ouvert. La figure 21 montre l'application de ce théorème dans le cas du T parallèle symétrique généralisé. On voit immédiatement qu'on a :

$$\begin{cases} \frac{1}{Z_A} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \dots + \frac{1}{Z_i} + \dots + \frac{1}{Z_n} \\ \frac{1}{Z_B} = \frac{1}{Z_1 + Z'_1} + \frac{1}{Z_2 + Z'_2} + \dots + \frac{1}{Z_i + Z'_i} + \dots + \frac{1}{Z_n + Z'_n} \end{cases}$$

$\frac{1}{Z_A}$ et $\frac{1}{Z_B}$ étant mis sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{1}{Z_A} = \alpha_\infty p + \alpha_0 + \frac{p \alpha_1}{p + p_1} + \dots + \frac{p \alpha_i}{p + p_i} + \dots + \frac{p \alpha_n}{p + p_n} \\ \frac{1}{Z_B} = \beta_\infty p + \beta_0 + \frac{p \beta_1}{p + q_1} + \dots + \frac{p \beta_j}{p + q_j} + \dots + \frac{p \beta_m}{p + q_m} \end{cases}$$

on pourra prendre :

$$\begin{cases} \frac{1}{Z_i} = \frac{p \alpha_i}{p + p_i} \\ \frac{1}{Z_i + Z'_i} = \frac{p \beta_j}{p + q_j} \end{cases}$$

L'impédance Z'_i sera alors définie par l'égalité :

$$\frac{1}{Z'_i} = \frac{\alpha_i p}{(\alpha_i - \beta_j) p + (\alpha_i q_j - \beta_j p_i)}$$

Elle sera physiquement réalisable si les inégalités suivantes sont respectées :

$$\begin{cases} \alpha_i \geq \beta_j \\ \frac{\alpha_i}{p_i} \geq \frac{\beta_j}{q_j} \end{cases}$$

Ces conditions sont d'ailleurs trop restrictives, car il est évident que l'on peut scinder les α_i et les β_j en $\alpha_{i1}, \alpha_{i2} \dots \alpha_{ik}$ et $\beta_{j1}, \beta_{j2} \dots \beta_{jl}$ si certaines des inégalités ci-dessus ne sont pas remplies. On peut alors grouper les nouveaux termes de façon à avoir des éléments physiquement réalisables :

$$\begin{cases} \alpha_{im} \geq \beta_{jm} \\ \frac{\alpha_{im}}{p_i} \geq \frac{\beta_{jm}}{q_j} \end{cases}$$

Il est difficile de trouver des conditions suffisantes pour que cette décomposition puisse se faire avec certitude. Deux conditions nécessaires sont évidemment :

$$\begin{cases} \sum \alpha_i \geq \sum \beta_j \\ \sum \frac{\alpha_i}{p_i} \geq \sum \frac{\beta_j}{q_j} \end{cases}$$

Il serait intéressant de trouver les conditions que doit remplir $T(p)$ pour que cette décomposition puisse se faire avec certitude. Il semble que le fait pour $T(p)$ d'être à minimum de phase, c'est-à-dire de n'avoir que des zéros situés dans le demi-plan fermé de gauche du plan complexe, doive permettre la réduction à cette forme de tripôle, mais nous n'avons pas pu l'établir avec certitude.

En partant des conditions nécessaires pour Z_A et Z_B ci-dessus, on trouve pour $T(p)$ les conditions nécessaires :

$$\begin{cases} T(0) \geq 0 \\ T(\infty) \geq 0 \end{cases}$$

Ces résultats étaient d'ailleurs à prévoir, car les conditions $T(0) \geq 0$ et $T(\infty) \geq 0$ sont générales pour la possibilité de faire la synthèse d'une fonction de transfert par un réseau tripôle de quelque forme qu'il soit.

Les deux méthodes de synthèse exposées ci-dessus sont à conseiller si l'on est absolument sûr de la fonction de transfert que l'on désire obtenir. L'obtention par un seul réseau d'une fonction de transfert assez compliquée (les calculs sont relativement simples et rapides jusque vers le 4^e ou le 5^e ordre) justifie les calculs. Mais dans bien des cas on cherche à obtenir un réseau facilement modifiable d'après les résultats de l'expérience. Dans cas, ce il est préférable d'utiliser un catalogue de réseaux. La troisième partie de cette étude aura pour but de dresser un tel catalogue.

(A suivre)

DESCRIPTION

D'UN DISPOSITIF D'ENREGISTREMENT

PAR

P. DESNEIGES et A. PAGES

*Commissariat à l'Energie Atomique
Centre d'Etudes Nucléaires
de Saclay*

Un précédent article ⁽¹⁾ donne le principe et la description d'un sélecteur d'amplitude dit « à escaliers ». Pour chaque impulsion analysée, cet appareil délivre un train de signaux rectangulaires (de 5 μ s de durée et espacés de 5 μ s) dont le nombre est proportionnel à l'amplitude de l'impulsion. Il fournit également un signal auxiliaire : le « signal de groupe ».

Nous allons décrire le dispositif d'enregistrement destiné à accompagner le sélecteur d'amplitude, cité ci-dessus. L'appareil comprend 25 canaux de numération. Il doit enregistrer une unité dans le $n^{\text{ième}}$ canal chaque fois qu'il reçoit un train de n signaux rectangulaires.

La figure 1 montre le schéma fonctionnel et la forme des signaux aux différents points du circuit. Le train d'impulsions est envoyé à l'entrée d'un circuit en « anneau » de 25 bascules. A l'état initial toutes les bascules sont dans un état que nous appellerons « fermé ». A la fin d'un train de n impulsions, seule la $n^{\text{ième}}$ bascule se trouve dans la position ouverte. 50 μ s après la fin du signal de groupe l'anneau est ramené dans son état initial.

Les $n-1$ premières bascules délivrent un signal rectangulaire de 10 μ s et la $n^{\text{ième}}$ un signal de 50 μ s. Ces signaux rectangulaires sont distribués respectivement à chacun des circuits de numération $N_1, N_2, \dots$, mais ils ne peuvent actionner ces derniers que si leur durée est supérieure à 20 μ s environ, donc seul le $n^{\text{ième}}$ canal enregistre une unité.

Nous allons étudier successivement les différentes parties de l'appareil :

- Le tiroir pilote permettant d'actionner l'anneau ;
- Les tiroirs de numération ;
- Les tiroirs auxiliaires.

TIROIR PILOTE (fig. 2).

Le train de signaux rectangulaires (entrée E_1)

remis en forme dans le tube L_1 est transmis à la ligne commune d'attaque de l'anneau à travers les lampes L_2 et L_3 et le cathode follower L_4 . Les lampes L_2 et L_3 , qui assurent une fonction de mélange, permettent d'adjoindre au train le signal de remise à zéro de l'anneau.

Les fronts avant et arrière du signal de groupe (entrée E_2) commandent les changements d'état de la bascule L_7 . Celle-ci est de structure identique à un monovibrateur de SCHMITT mais la grille de commande est polarisée au milieu de la plage d'hystérésis.

Le monovibrateur L_7 bascule à l'instant correspondant au front avant du signal de groupe. Il ne revient à sa position d'équilibre qu'avec un certain retard par rapport à la fin du signal de groupe. Ce retard, imposé par la constante de temps

$$C_{12} \frac{R_{31} \cdot R_{31}}{R_{31} + R_{36}},$$

est fixé à 50 μ s.

Quand ce monovibrateur revient à son état initial on recueille sur sa plaque de droite un signal négatif (fig. 3) qui est appliqué au tube L_3 et qui permet, comme il est dit ci-dessus, de ramener l'anneau à zéro. Par ailleurs, le signal rectangulaire de la plaque de gauche actionne un circuit de blocage interposé entre l'entrée et le tube L_3 , évitant ainsi tout nouveau déclenchement pendant la durée complète d'une analyse. En effet les fronts négatifs du signal de groupe ne peuvent être transmis au tube L_3 que si la triode de gauche de L_7 conduit. La figure 4 montre la forme des signaux dans le cas où deux signaux de groupe se suivent à un bref intervalle (moins de 50 μ s).

Les impulsions m_1 et m_2 commandent le basculement de L_5 comme il est dit ci-dessus. La prochaine impulsion négative qui correspond au début du deuxième signal de groupe n'est pas transmise et l'impulsion m_3 est sans action puisque L_5 n'a pas changé d'état.

Dans le tiroir pilote on trouve également la première lampe L_8 de l'anneau que nous allons

⁽¹⁾ H. GUILLON, *Onde Electrique*, juillet 1954.

⁽²⁾ DE ST-ANDRÉ, *Onde Electrique* (1953), 33, 316, p. 435-441.

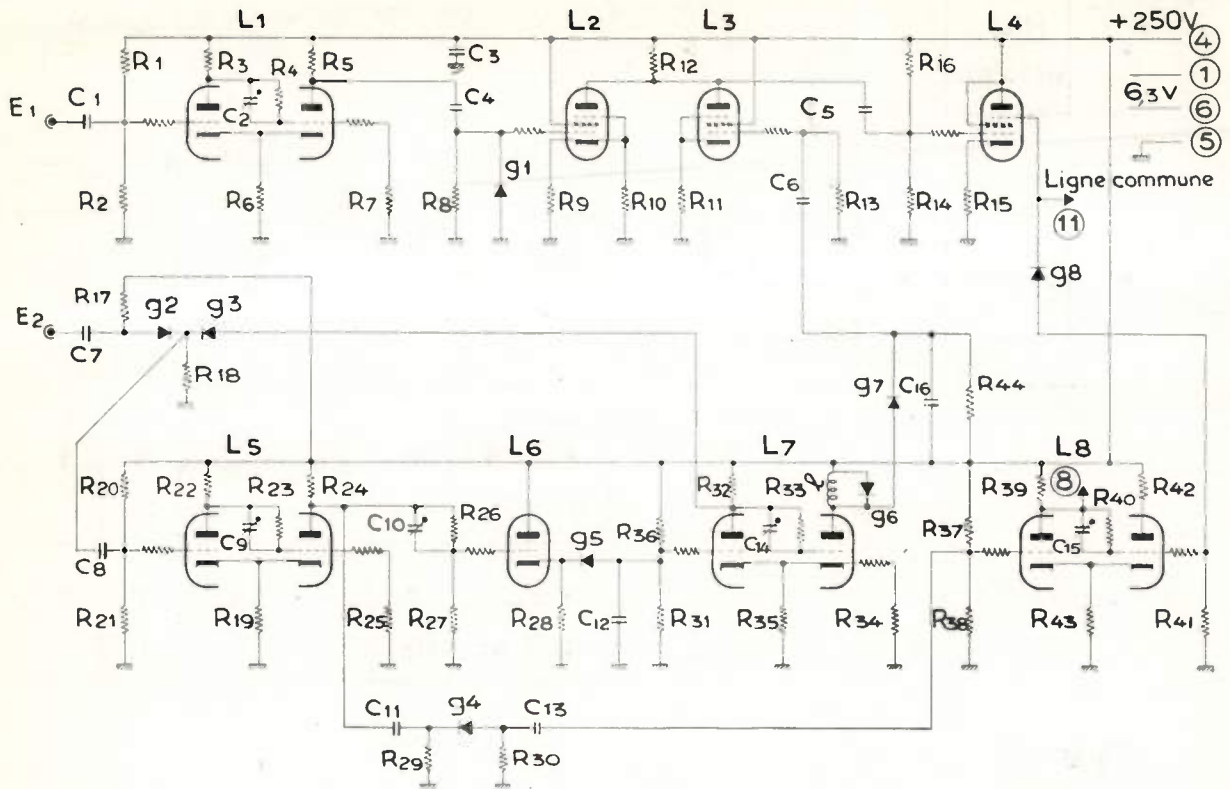


FIG. 2

décrire ci-dessous. La grille de gauche reçoit une impulsion négative simultanée au front avant du signal de groupe, et la première bascule change d'état à cet instant : l'anneau est alors en position d'attente.

et ainsi de suite. La dernière impulsion du train laisse la bascule B_n dans l'état ouvert jusqu'à l'arrivée de l'impulsion de remise à zéro. Cette dernière, d'amplitude plus grande que les autres, ramène l'anneau dans son état initial. Durant le cycle on recueille sur les plaques de droite de B_1 ,

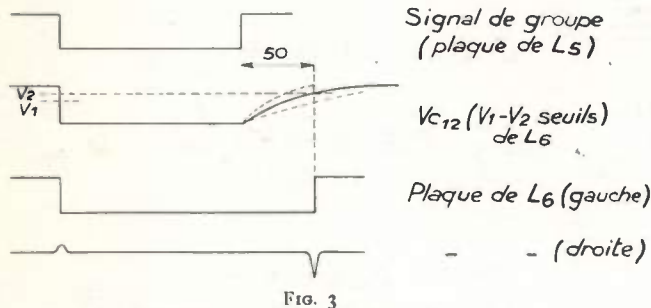


FIG. 3

TIROIR DE NUMÉRATION (fig. 5).

L'anneau est constitué par une suite de bascules du type SCHMITT polarisées au milieu de leur plage d'hystérésis (L_a tiroir pilote, L_1 de chaque tiroir de numération).

La figure 6 montre le schéma de principe d'un tel anneau. Au repos tous les tubes de gauche débitent et tous les tubes de droite sont bloqués. Comme nous l'avons vu au précédent paragraphe, à l'instant correspondant au front avant du signal de groupe, B_1 change d'état. La première impulsion du train est sans effet ; mais la deuxième ramène B_1 dans son état primitif. A ce moment B_1 transmet une impulsion négative à la grille de gauche de B_2 qui bascule

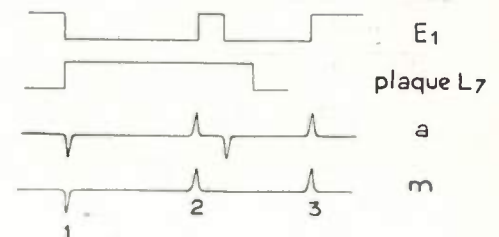
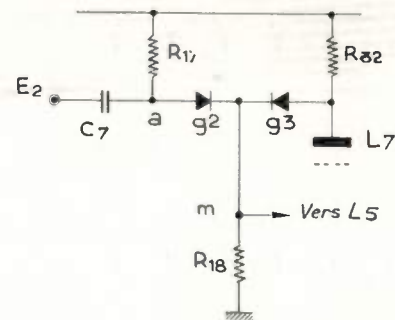


FIG. 4

$B_2 \dots B_{n-1}$ des signaux rectangulaires de $10 \mu s$ et sur la plaque de B_n un signal rectangulaire de $50 \mu s$.

Chaque circuit de numération proprement dit comprend un « tube compteur décimal » $E1 T^{(2)}$

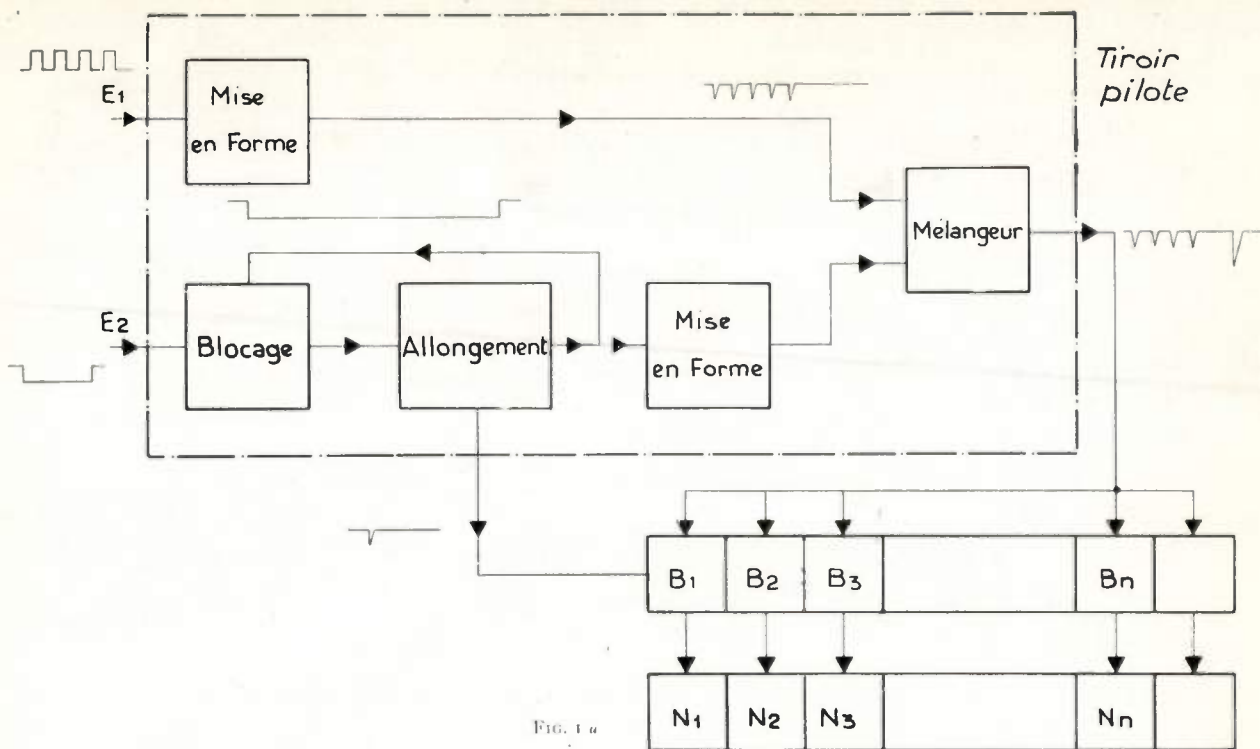
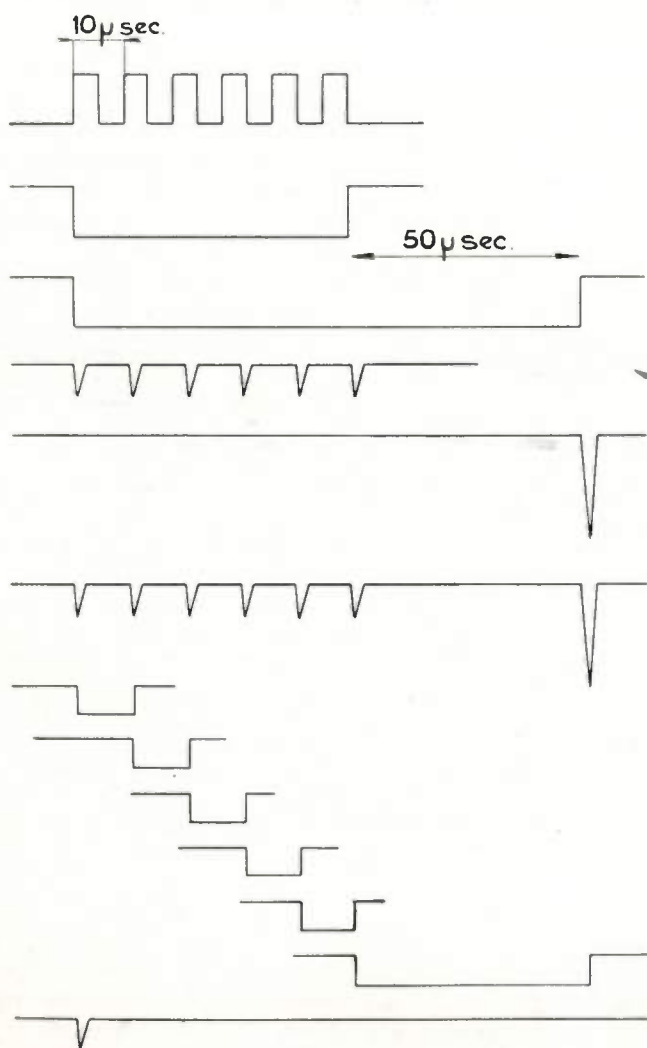


FIG. 1 a



E_1 : Train $n = f(A)$

E_2 : Signal de groupe

Signal de Blocage

Entrées Mélangeur

Signal de remise à zéro de l'anneau

Sortie Mélangeur
(ligne commune de l'anneau)

Sorties des bascules B_1

- - - B_2

- - - B_3

- - - B_4

- - - B_5

- - - B_6

(comptage)

Entrée de B_1
(Signal d'ouverture
de l'anneau)

FIG. 1 b

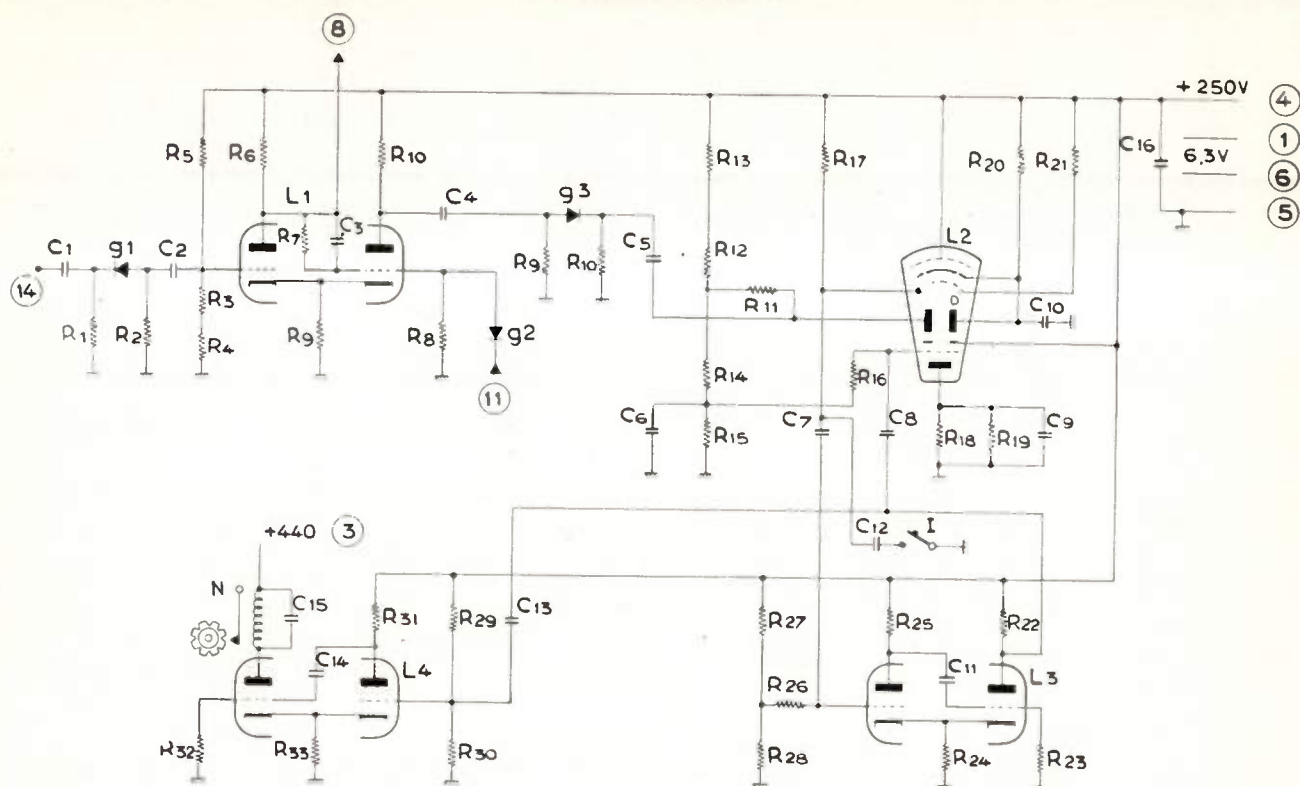
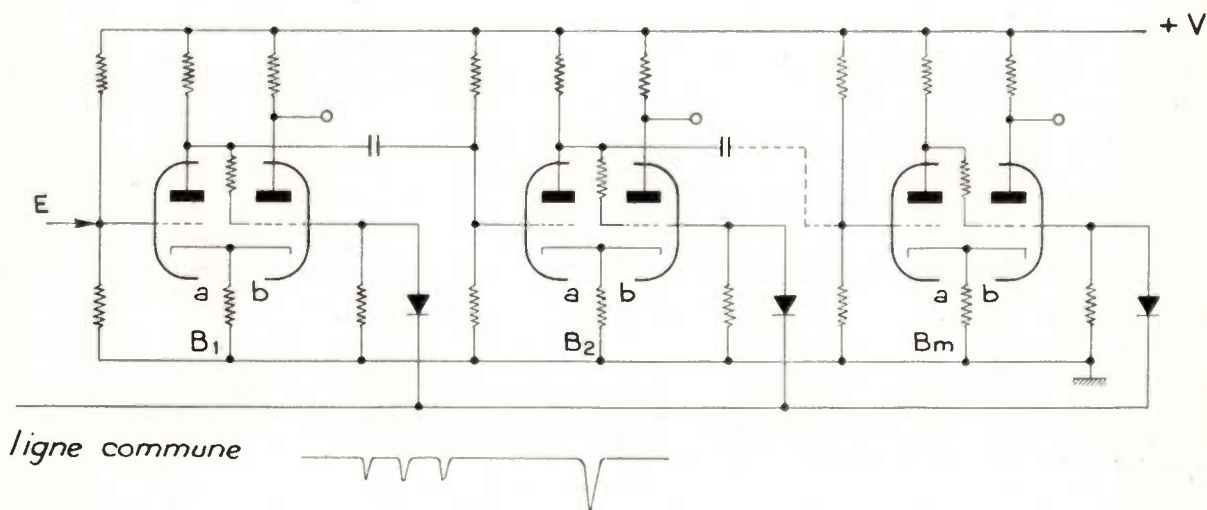


Fig. 5



ligne commune

E de la plaque droite de L_5 du tiroir pilote
 —○ vers les circuits de numération

B_1 : L_8 tiroir pilote
 $B_2, B_3 \dots B_n$: L_1 tiroir de numération

Fig. 6

destiné à compter les unités, suivi d'un numérateur téléphonique dénombrant les dizaines, centaines...

Les signaux de plaque des bascules sont dérivés par $C_4 R_6$ et écrêtés par g_3 .

La figure 7 montre les impulsions résultantes. Celles-ci sont envoyées sur l'électrode de commande du tube $E1T$. Celles du type 2 n'ont pas une amplitude suffisante pour être enregistrées; par contre une impulsion du type 1 sera enregistrée par le tube compteur

En conclusion, seul le dernier canal dont la bascule aura changé d'état enregistrera un événement. Son numéro correspond au nombre de signaux du train donc à une impulsion d'amplitude déterminée à l'entrée du sélecteur.

Quand le tube $E1T$ passe de 9 à 10, son anode de remise à zéro débite et transmet une impulsion négative au monovibrateur L_3 . Ce dernier bascule et envoie un signal rectangulaire sur le Wehnelt ce qui a pour effet de couper le faisceau et de le

ramener à zéro. Simultanément le monovibrateur L_4 bascule et actionne le numérateur.

Le numérateur à remise à zéro mécanique comporte un contact électrique I . La manœuvre de ce bouton entraîne le basculement du monovibrateur L_3 d'où la remise à zéro du tube décade.

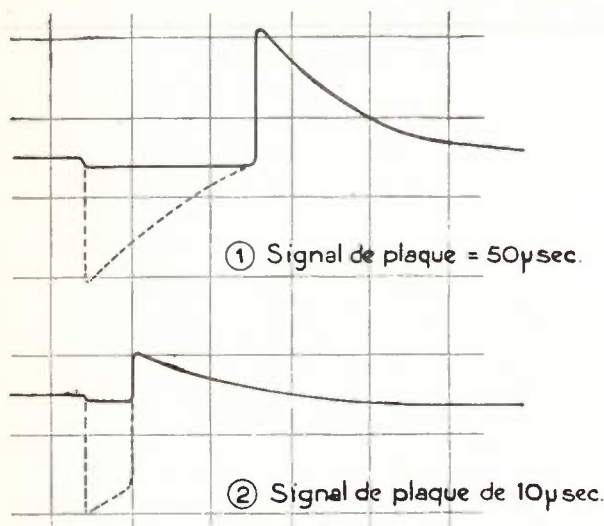


FIG. 7

TIROIR ANNEAU DE 5.

Dans l'étude d'un spectre d'amplitude $N = f(A)$ une région $A_1 - A_2$ peut ne pas présenter d'intérêt.

Pour augmenter les possibilités de l'appareil (25

tiroirs au maximum), il peut être intéressant de ne pas compter dans cette région et d'étendre l'exploration aux régions utiles avec le maximum de canaux de numération. Ainsi si l'on remplace deux tiroirs de numération par deux tiroirs d'anneau de 5 : la région explorée s'étend sur 33 canaux mais la numération n'a lieu que dans 23. Dans ce cas, le sélecteur doit être réglé de façon à pouvoir fournir un train de 33 signaux rectangulaires pour l'amplitude maximum analysée.

DISPOSITIF DE CONTRÔLE OSCILLOGRAPHIQUE (fig. 8).

Un oscillographe incorporé permet le contrôle et le dépannage du décodeur. Le balayage à deux vitesses est produit directement à partir du signal de groupe.

RÉALISATION.

Le décodeur, comme le sélecteur d'amplitude, est réalisé à partir d'éléments mécaniques normalisés. Il comprend des racks à glissières pouvant recevoir chacun 5 tiroirs de 1 unité.

— Tiroir de numération	1 unité.
— » anneau de 5	1
— » de mise en marche ..	1 »
— » pilote	2 unités
— » oscillographe	2

Les alimentations 250 V — 200 mA sont des éléments préfabriqués commandés simultanément par des relais à partir d'un tiroir de mise en marche.

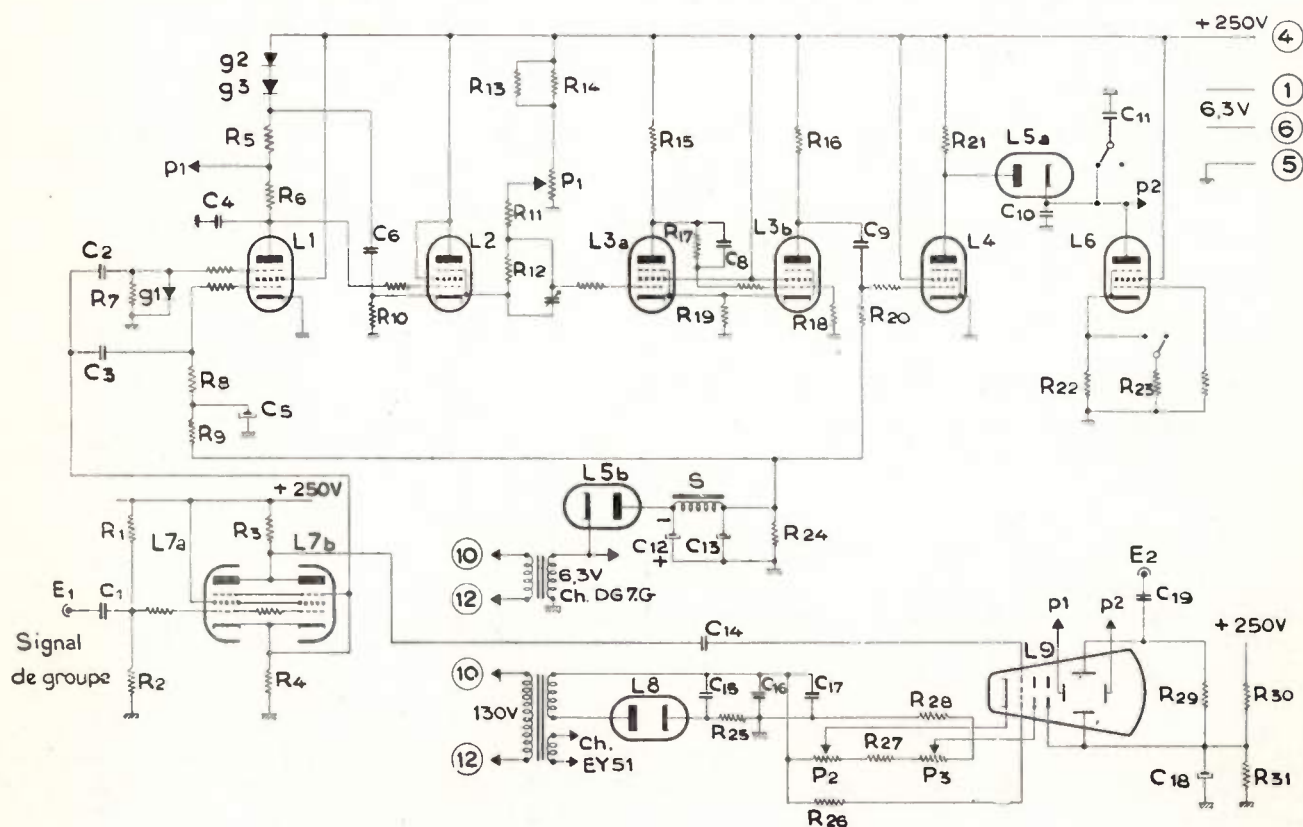


FIG. 8

SOIXANTENAIRE DE L'ÉCOLE SUPÉRIEURE D'ÉLECTRICITÉ 1894-1954

Le Soixantenaire de l'Ecole supérieure d'Electricité — remplaçant un Cinquantenaire qui, du fait des circonstances n'avait pu être fêté en 1944 — a été célébré du 10 au 15 mai 1954 par diverses manifestations, comportant à la fois, outre la séance solennelle, des communications techniques et la visite de l'Ecole supérieure d'Electricité.

Enfin, dans le cadre des manifestations à l'école même fut inauguré le bas-relief de René MESNY, ancien Professeur de Radioélectricité Générale à l'E.S.E., Président d'Honneur de la Société des Radioélectriciens, qui a maintenant sa place, à côté du Général FERRIÉ, près de la salle du Conseil de l'Ecole à laquelle l'un et l'autre donnèrent le meilleur d'eux-mêmes.

Les communications techniques qui ont été présentées au Palais de Chaillot portaient sur les principaux sujets suivants :

1° — Enseignement de l'Electricité et de la Radioélectricité (Séance du lundi après-midi 10 mai).

Sous la présidence de M. P. BESSON, Directeur de l'Ecole supérieure d'Electricité, des exposés ont d'abord été développés par M. F. CAHEN et par M. R. RIGAL, Professeurs à l'E.S.E., le premier sur « l'évolution de l'enseignement de la technique des courants « forts », le second, sur celle qui concerne les courants dits « faibles », c'est-à-dire la radioélectricité.

Un essai de synthèse des deux méthodes d'enseignement fut ensuite développé par M. P. DAVID, Professeur à l'E.S.E. qui, après avoir recherché et précisé les caractères essentiels propres aux deux électrotechniques, indiqua les matières qui, à son avis, pouvaient être communes, et l'orientation qu'il convenait de donner ensuite à chacune des deux spécialités.

En ce qui concerne l'enseignement de la Radioélectricité, il insista notamment sur la nécessité de « désinusoïdaliser » l'esprit des ingénieurs électroniciens, et de les amener à penser « signaux rectangulaires » et « réponses indicelles » aussi bien que « spectres de fréquences » et « bandes passantes ».

2° — Utilisation des hyperfréquences (séance du mardi matin 11 mai).

Sous la présidence de M. L. LEPRINCE RINGUET, Ingénieur E.S.E., Membre de l'Académie des Sciences, Professeur à l'Ecole Polytechnique et à l'E.S.E., M. GUÉNARD, Professeur à l'E.S.E. parla de l'extension du spectre radioélectrique, des ondes centimétriques vers les ondes lumineuses. M. AUBERT, Ingénieur E.S.E., exposa l'utilisation des faisceaux hertziens dans les techniques de la télévision et du radar.

Ces deux conférences furent suivies d'une démonstration qui consista à projeter sur un grand écran de télévision installé au Palais de Chaillot des images télévisées au même instant à Tours à l'occasion de la Foire commerciale.

Les signaux de télévision — image et son — étaient

acheminées sur 9 000 Mc/s au moyen de plusieurs relais hertziens mobiles, dont le dernier était installé sur la 3^e plate-forme de la Tour Eiffel. Des spécimens du matériel utilisé pour les relais figuraient sur la scène du Palais de Chaillot et les spectateurs ont pu constater simultanément la finesse de la définition et la facilité de mise en œuvre des équipements employés.

L'équipement de projection constitue l'une des innovations de ces dernières années. Cet équipement est destiné à projeter en direct dans une salle de spectacle de n'importe quelles dimensions des images de taille et de brillance comparables à celles du cinéma. Le signal utilisé peut être, le signal à 819 lignes ou le signal à 625 lignes. Les dimensions de l'image sont de 6,40 sur 5,10 m.

L'image brillante est obtenue sur un tube cathodique spécial ayant un écran plat de 23 cm de diamètre dont le col et l'écran sont refroidis par air soufflé. Cette image est projetée par un optique de Schmidt de très grande ouverture. Elle est d'abord reprise par un miroir sphérique en verre aluminisé de 70 cm de diamètre, puis traversée par une lentille correctrice en plexiglas de 43 cm.

L'équipement de projection comprend le bloc projecteur pesant 300 kg, monté sur chariot et orientable en hauteur, le pupitre de commande, la petite boîte de télécommande, les armoires d'alimentation et l'écran de forme concave en tissu plastique perforé revêtu de peinture spéciale.

La Compagnie Générale de T.S.F. et la Compagnie française Thomson Houston avaient collaboré avec la Radiodiffusion-Télévision Française pour l'organisation de ces démonstrations.

3° — Transport de l'énergie électrique (séance du mercredi matin 12 mai, commune avec la Conférence Internationale des Grands Réseaux Electriques C.I.G.R.E.).

Cette séance présidée par M. R. GASPARD, Ingénieur E.S.E., Directeur Général de l'Electricité de France, comporta deux conférences, la première de M. AILLERET, Ingénieur E.S.E., Directeur des Etudes et Recherches de l'E.D.F. sur « l'Evolution de la technique des transports d'énergie électrique », la seconde de M. LABORDE, Ingénieur E.S.E. et Professeur à l'E.S.E. sur « l'Evolution en France des moyens d'essai du matériel d'équipement des réseaux à haute tension ».

4° — Matériel électrique de grande puissance (séance du mercredi après-midi 12 mai).

Cette séance, présidée par M. G. BELFILS, Ingénieur E.S.E., Directeur technique de la Société Alsthom, était consacrée à un exposé de M. P. LETRILLIART, Ingénieur E.S.E. et Professeur à l'E.S.E. sur « l'Evolution en France de la technique des courants forts dans le domaine des machines tournantes » et à un exposé de M. J. DORMONT, Ingénieur E.S.E. et Professeur à l'E.S.E. sur « l'Evolution en France de la Technique des courants forts dans le domaine des machines statiques ».

A l'issue de cette séance, deux films originaux furent projetés; l'un retraçant la fabrication et la mise en place des gros turbo-alternateurs de Donzère-Mondragon, le

second, film d'enseignement, concernant les machines à champ tournant, et en particulier les moteurs monophasés automatiques destinés à la traction électrique.

5° -- *Télévision en couleur* (séance du jeudi matin 13 mai).

La présidence de cette séance était assurée par M. le Général LESCHI, Ingénieur Radio E.S.E., Directeur des Services Techniques de la Radiodiffusion-Télévision Française. M. R. JULIERA, Ingénieur E.S.E. fit un exposé sur « Les tubes électroniques dans le problème de la Télévision en couleur ».

M. E. LABIN, Ingénieur E.S.E., discuta des « Systèmes Compatibles de télévision en couleur ».

M. L. KOHN, Ingénieur E.S.E., exposa plus particulièrement « Le système électronique actuel de télévision en couleur de la Société R.B.V. — La Radio Industrie ».

Ces séances techniques furent entrecoupées de moments de détente.

Il y eut un dîner au Pavillon Dauphine, le lundi 10 mai, un spectacle suivi d'un bal au Palais de Chaillot dans la soirée du mercredi 12 mai, puis un concert au Théâtre des Champs-Élysées par l'Orchestre de la Radiodiffusion-Télévision Française le jeudi 13 mai. La visite des installations d'éclairage et de sonorisation stéréophonique du château de Versailles, clôture, le vendredi 14 mai la série de ces manifestations extérieures.

Séance solennelle.

La séance solennelle se déroula au Palais de Chaillot, le mardi 11 mai à 15 h., sous la présidence de M. le Général GANEVAL, Secrétaire Général militaire de la Présidence de la République, représentant M. R. COTY, Président de la République que les récents événements d'Indo-

chine avaient empêché de venir personnellement, et en présence de M. J.-M. LOUVEL, Ministre de l'Industrie et du Commerce et de M. HOUBET, Ministre de l'Agriculture, tous deux Ingénieurs E.S.E.

Après les allocutions prononcées successivement par :

M. F. CAHEN, Président de la Société française des Electriciens;

M. P. BESSON, Directeur de l'Ecole supérieure d'Electricité;

M. COUDÉ DU FORESTO, Ancien Ministre, Président de la Société Amicale des Ingénieurs Diplômés E.S.E.,

M. J.-M. LOUVEL prit à son tour la parole pour apporter à l'Ecole le salut du Gouvernement.

Enfin, M. L. de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences, Prix Nobel, Professeur à l'E.S.E., développa un exposé sur « La place prépondérante de l'Electricité dans la science et la civilisation modernes ».

La musique de la Garde Républicaine qui, en grand uniforme, prêtait son concours à cette séance, accueillit le Représentant du Président de la République aux accents de l'hymne national. Elle fit ensuite entendre un programme artistique qui fut particulièrement apprécié du public qui emplissait la grande salle du Palais de Chaillot.

Allocution de M. F. CAHEN. — Après avoir demandé d'observer une minute de silence à la mémoire de nos combattants en Indochine tombés héroïquement au champ d'honneur et remercié M. le Représentant du Président de la République, M. le Ministre de l'Industrie et du Commerce, M. le Ministre de l'Agriculture, M. le Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences, ainsi que MM. les Membres de l'Académie des Sciences, les Membres du Corps diplomatique et MM. les Délégués de l'Etranger M. F. CAHEN poursuivit en ces termes :



La Salle du Palais de Chaillot pendant la Séance Solennelle.

« C'est le 15 novembre 1883, il y a un peu plus de 70 ans, que fut constituée en France, sous le haut patronage du Ministre des Postes et Télégraphes, la Société Internationale des Electriciens, reconnue d'utilité publique le 7 décembre 1886 et devenue en 1918 la Société française des Electriciens. 1883, c'était l'époque où l'industrie électrique prenait son prodigieux essor. peu après l'Exposition Internationale d'Electricité de Paris, qui en 1881 révéla au grand public ses applications fondamentales de l'électricité, l'éclairage électrique, les transports électriques d'énergie mécanique, la traction électrique, le téléphone. Le Laboratoire Central d'Electricité, dont l'Etat avait, dès 1882, reconnu l'utilité et prévu par décret la création, à laquelle était affectée une partie des bénéfices de l'exposition, fut fondé, en 1886, par notre Association. Il ouvrit modestement ses portes en 1888, dans un local de la Place St-Charles, prêté par MM. Meunier Frères. En 1892, une convention passée entre le Directeur général des Postes et Télégraphes et notre Société, confiait à celle-ci la gérance et l'entretien du Laboratoire. Celui-ci se transportait, en 1893, dans les bâtiments édifiés rue de Staël où se tiennent encore aujourd'hui les réunions de notre Conseil d'Administration, ainsi que nos séances techniques. A cette époque la Commission administrative du Laboratoire était présidée par Eleuthère Mascart, Professeur au Collège de France, membre de l'Académie des Sciences, un des principaux animateurs du Congrès International des Electriciens de 1881, au cours duquel furent notamment choisies les unités fondamentales du système pratique, le Volt, l'Ohm, l'Ampère. Mascart se dépensera sans compter pour obtenir les ressources nécessaires à la réalisation des installations nouvelles du Laboratoire central et pour mener à bien son organisation définitive; mais, dans sa pensée, le Laboratoire n'était qu'une première étape, et, dès 1893, dans le discours qu'il prononça lors de l'inauguration des bâtiments de la rue de Staël Mascart préconisa la fondation, à côté du laboratoire, d'une grande Ecole Supérieure, destinée à donner aux jeunes ingénieurs les connaissances théoriques et pratiques indispensables dans une science dont les applications se développaient si rapidement. Jusqu'à ce moment, le Laboratoire recevait quelques élèves libres qui se bornaient à en suivre les travaux.

L'Ecole, dont Mascart souhaitait la création, fut fondée en 1894 par notre Société, sous le nom d'Ecole d'Application de l'Electricité. Elle était rattachée au Laboratoire central d'Electricité. Je cite textuellement le début de la note parue à son sujet dans le Bulletin d'octobre 1894 de la Société... « Organisation d'une Ecole d'Application. Le Laboratoire central d'Electricité comprendra deux services distincts : 1. le Service des Etalonnements et Essais; 2. le Service de l'Ecole d'Application.

1. Service des Essais. Le Service des Etalonnements conserve son organisation antérieure. Le Laboratoire continuera à prendre des élèves admis dans les conditions indiquées par le règlement.

2. Ecole d'Application. L'Ecole d'Application a pour but de donner aux ingénieurs les connaissances pratiques qu'exige l'emploi, si étendu, de l'électricité dans l'industrie. Suivaient les conditions d'admission, le programme général de l'enseignement, l'emploi du temps, les conditions de délivrance du diplôme d'ingénieur, etc... »

Dès cette première annonce se trouvaient ainsi définis, avec une netteté et une clarté qui font le plus grand honneur à ses fondateurs, le but et les bases essentielles de l'enseignement délivré par cet établissement nouveau, qui, deux ans plus tard, constitué en organisme distinct du Laboratoire central, prit le nom d'Ecole supérieure d'Electricité.

L'objectif ainsi défini, est encore celui de l'Ecole actuelle; si l'on en juge par le libellé de l'Article 12 des Statuts de notre Société : « La Société française des Electriciens possède un établissement, l'Ecole supérieure d'Electricité, actuellement installée 10, avenue Pierre-Larousse, à Malakoff, dont le but, en ce qui concerne l'électricité industrielle, est de donner un enseignement de haute spécialisation à des jeunes gens ayant déjà une forte instruction scientifique et technique. Quant à l'enseignement lui-même, dont M. P. Besson, Directeur de l'Ecole, vous décrira tout à

l'heure l'organisation, il a conservé, tout au moins dans la division Electricité, la structure générale que lui avaient donnée ses créateurs en 1894. Cet enseignement comportait en effet, pour l'année 1894-95, les rubriques suivantes : un cours sur l'électricité industrielle, c'est notre actuel cours d'électrotechnique; un cours sur les mesures électriques, c'est actuellement le cours de mesures électriques de l'Ecole; une série de conférences sur les sujets suivants : Télégraphie, téléphonie, construction des dynamos, applications de l'Electricité aux Chemins de Fer, applications mécaniques de l'Electricité, montage et installations électriques, électrochimie; ici encore, on retrouve l'amorce des conférences d'application qui, bien que beaucoup plus nombreuses et traitant évidemment de sujets beaucoup plus variés, sont toujours faites à nos élèves. Des exercices pratiques d'Electricité et exercices d'atelier, ancêtres des travaux pratiques, mesures, essais de machines et travaux de bobinage d'aujourd'hui; l'établissement des projets d'installation industrielle, devenus maintenant les projets de machines, d'usines et d'équipement électrique; les visites d'usines.

L'Ecole ouvrit ses portes le 3 décembre 1894. 12 élèves constituaient la première promotion, dont 8 avaient été admis sur titres, 4 après un examen d'aptitudes; la durée des études était un an et au mois de juin 1895, les 8 premiers ingénieurs reçurent leur diplôme de l'Ecole décerné par le Jury d'Examen que présidait Mascart. 10 ingénieurs furent diplômés en 1896; 28 en 1897; près de 300 en 1953.

En 1894, la direction de l'Ecole fut confiée à Ferdinand Guillebot de Nerville, ingénieur en chef des Télégraphes, Directeur du Laboratoire central, qui professa le cours d'Electricité industrielle. En 1892, un jeune Normalien, Paul Janet, avait créé, avec un vif succès, à la Faculté des Sciences de Grenoble, un cours d'Electricité industrielle. Deux ans après, il était chargé de cours à la Sorbonne, et dès la fin de 1895, il succédait à Guillebot de Nerville, prenant en mains la direction de l'Ecole et celle du Laboratoire, ainsi que l'enseignement de l'électricité industrielle, qui devint bientôt après, celui de l'électrotechnique générale. C'est Mascart qui, prouvant une fois de plus sa clairvoyance, avait fait appel à Paul Janet, en plein accord avec le Président de la Société Internationale des Electriciens, l'illustre electricien français, Alfred Potier. Paul Janet occupa ses fonctions directrices et sa chaire jusqu'à sa mort, survenue en 1937. Son nom reste indissolublement lié à la vie de l'Ecole supérieure d'Electricité dont M. Besson, son Directeur, va, dans quelques instants, vous retracer l'histoire. »

ALLOCUTION DE M. P. BESSON

« La cérémonie qui nous réunit aujourd'hui marque une étape importante dans l'histoire de l'Ecole supérieure d'Electricité, et je désirerais tout d'abord m'associer aux remerciements qui viennent d'être exprimés par M. le Président de la Société française des Electriciens, aux personnalités qui ont bien voulu l'honorer de leur présence. Qu'il me soit en particulier permis de demander respectueusement à M. le Représentant du Président de la République, de vouloir bien être notre interprète auprès de M. le Président René Coty et lui transmettre l'hommage de la reconnaissance et du dévouement des membres de notre corps enseignant et de tous nos élèves. Comme l'a indiqué M. F. Cahen, mon rôle sera maintenant de retracer brièvement l'historique de l'Ecole, d'exposer le régime actuel de son enseignement, d'évoquer enfin ses projets d'avenir.

Créée à l'époque que l'on peut considérer comme la période héroïque de l'électricité, notre établissement ne pouvait que suivre les développements de cette science et voir le nombre de ses élèves, comme l'ampleur et le niveau de son enseignement, s'accroître corrélativement. C'est bien ce qui s'est produit, et si les premières promotions ne groupaient que 12 à 20 étudiants, restant 9 mois à l'Ecole, c'est aujourd'hui près de 600 élèves répartis en 2 années d'études, qui se pressent dans nos laboratoires. Faut-il tout d'abord rappeler que la vie de l'Ecole, jusqu'en 1937, fut dominée par la

haute figure de Paul Janet, directeur et professeur qui eut le mérite de poser les principes de l'enseignement supérieur de l'électrotechnique et dont les « leçons d'électrotechnique générale » célèbres à l'étranger comme en France, restent toujours un modèle de clarté et de précision. Malgré l'évolution à laquelle il vient d'être fait allusion, les idées de base qui furent à l'origine de l'organisation des études et qu'il a souvent rappelées, gardent aujourd'hui encore toute leur valeur.

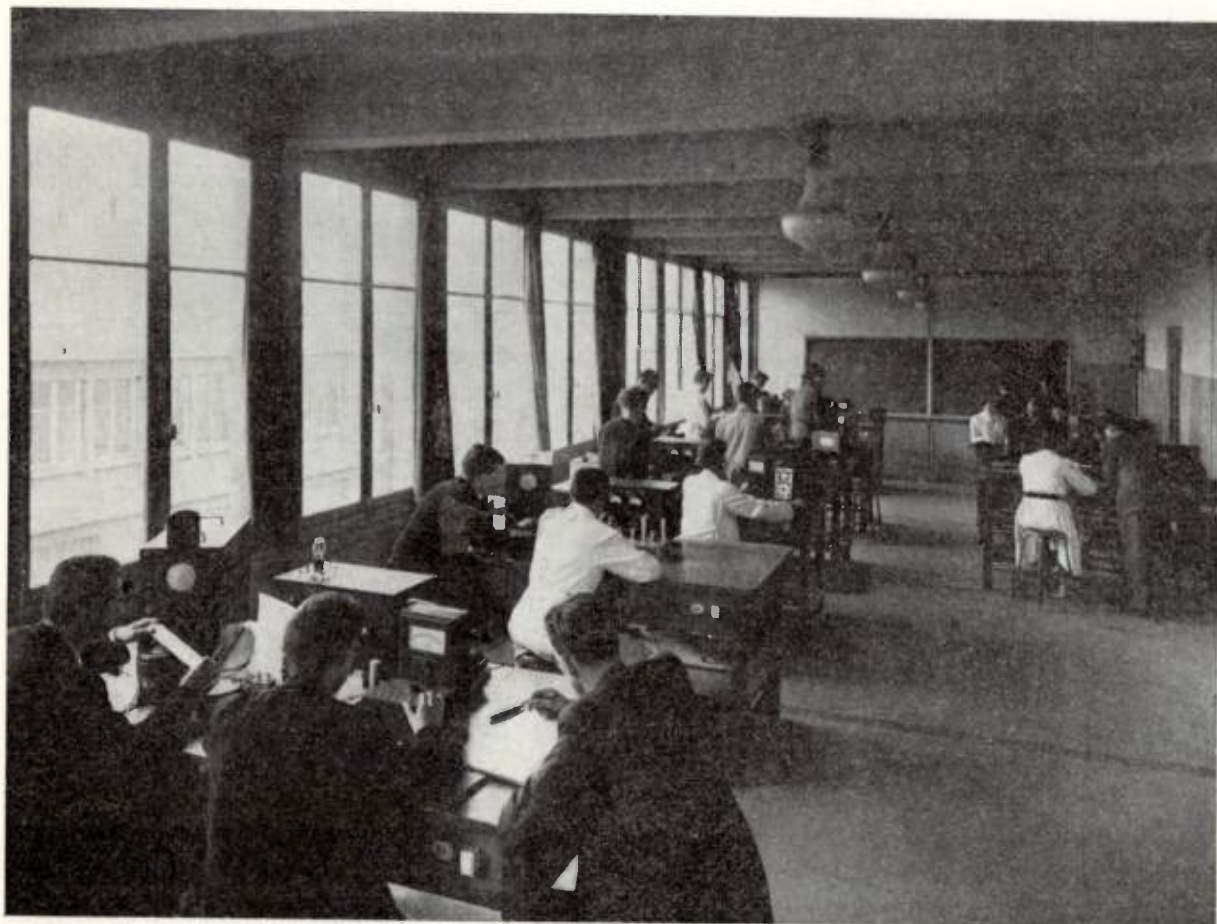
La première concerne le personnel enseignant et conduit à confier les divers cours traitant plus spécialement des techniques de l'ingénieur, notamment les cours de construction du matériel électrique, radioélectrique et électronique, ainsi que les conférences d'applications à des ingénieurs exerçant effectivement dans de grands services publics ou dans l'industrie les fonctions correspondantes, et ayant par conséquent à appliquer journalièrement les notions qu'ils exposent aux élèves et à se tenir au courant de l'évolution de la technique qu'ils sont chargés d'enseigner.

En second lieu, c'est l'importance primordiale accordée aux travaux pratiques de toute espèce : manipulations de mesures électriques, essais de machines, manipulations de radioélectricité et d'électronique, travaux de bobinages à l'atelier... qui viennent compléter l'enseignement à l'amphithéâtre, et mettre les futurs ingénieurs en contact avec les méthodes et avec le matériel qu'ils auront à utiliser par la suite. C'est ainsi que, si les matinées sont occupées par deux cours successifs, 4, parfois même 5 après-midi par semaine, se passent aux laboratoires. Certes ces dernières modalités entraînent des sujétions considérables, notamment par le nombre de salles nécessaires, par l'importance du matériel technique mis à la disposition des élèves, par les dépenses d'achat et de renouvellement de ce matériel, mais ce n'est là que la contre-partie d'une formation indispensable pour tout futur ingénieur et dont la valeur ne saurait

être sous-estimée. De tous les investissements que peut effectuer une grande nation, l'un des plus essentiels, l'un des plus rentables, au sens le plus élevé du terme, n'est-il pas celui qui permet de mettre les jeunes qui constitueront bientôt ses élites, à même de mieux remplir le rôle que l'on attend d'eux ?

Peu de changements, à vrai dire, ont été apportés à l'organisation de l'Ecole jusqu'en 1912. C'est alors que devant les premiers développements d'une science dont il prévoyait l'importance future, un officier et un savant auquel on ne rendra jamais assez hommage, le Commandant Ferrié, promu plus tard général, après l'exceptionnelle carrière que l'on connaît, n'hésita pas à provoquer la création d'une Section de Radiotélégraphie, bien modeste sans doute à l'origine, mais qui a côté de la traditionnelle section normale qui continuait à dispenser l'enseignement de l'électrotechnique, et de ses applications, allait permettre à quelques ingénieurs et à des officiers, de se spécialiser en radioélectricité. La guerre survenant peu après confirma l'intérêt de cette section et une proportion importante de ceux qui en avaient suivi les cours, contribua à la mise au point des appareils radioélectriques, utilisant la fameuse « lampe à trois électrodes », qui quelques années plus tôt était apparue, plus comme un appareil de laboratoire que comme un dispositif industriel susceptible d'utilisation sur le champ de bataille. Dès après la guerre, les cours reprirent normalement, et, en particulier une session de la Section de Radiotélégraphie fut réservée à une promotion d'officiers américains, complétée par quelques officiers français qui suivirent cet enseignement spécialisé en 1919.

Un autre événement important marque cette même année : c'est la création, à la Faculté des Sciences de Paris, d'une chaire d'Electrotechnique générale et du Certificat de Licence correspondant, le premier titulaire de la chaire étant Paul Janet



Laboratoire de la Division Radioélectricité et Electronique de l'Ecole Supérieure d'Electricité. Salle de Manipulations de 1^{re} année.

et l'enseignement étant celui qu'il professait à l'Ecole. Ces modalités qui associaient l'Université de Paris et notre Etablissement sont toujours en vigueur, et les cours de ce nouveau Certificat de Licence sont communs à nos élèves pour lesquels ils constituent notamment l'Introduction à l'Electrotechnique et aux étudiants de la Sorbonne qui travaillent également dans les salles d'essais de machines de l'Ecole. C'était toujours rue de Staël que s'effectuaient à l'époque les travaux pratiques, tout au moins pour la section normale. La Section de radiotélégraphie, elle, était logée aux Invalides, dans des bâtiments mis à sa disposition par la Radiotélégraphie militaire.

Etant donné l'augmentation du nombre des élèves de la première Section, les cours devaient d'ailleurs être professés dans un amphithéâtre que voulait bien prêter l'Institut Pasteur. Une telle solution ne pouvait toutefois avoir qu'un caractère provisoire et il fallait envisager à brève échéance une augmentation assez considérable des locaux. Paul Janet eut la satisfaction de voir aboutir les projets formés; il sut rassembler les concours financiers nécessaires qui comprirent aussi bien des subventions de l'Etat, du Département de la Seine et de la Ville de Paris qu'un important apport de capitaux émanant de l'industrie électrique qui créa, à cette occasion, la Société pour favoriser le développement du haut Enseignement de l'Electrotechnique en France, chargée de rassembler les souscriptions et de mettre les fonds à la disposition de la Société française des Electriciens. C'est, on le sait, à Malakoff, au voisinage immédiat des anciennes fortifications, qu'un terrain fut acquis, et que, de 1925 à 1927, de nouveaux bâtiments s'édifièrent, bien adaptés aux exigences de l'enseignement, tout au moins pour la section normale de l'époque. Les travaux pratiques de la Section de Radiotélégraphie devaient continuer à s'effectuer aux Invalides. L'inauguration eut lieu le 10 novembre 1927, en présence de Gaston Doumergue, Président de la République. L'Ecole venait de franchir un stade important de son développe-

ment. Elle recevait alors chaque année quelque 200 élèves à sa Section normale et une cinquantaine à sa Section de Radiotélégraphie qui prit en 1929, la dénomination de Section de Radioélectricité.

Nombreux déjà parmi ses élèves, étaient les fonctionnaires, et les officiers délégués par le Gouvernement français ou par des Gouvernements étrangers, et qui, bien souvent, maintenaient entre eux, après le retour dans leur patrie respective, les liens de camaraderie noués à l'Ecole. Lors des conférences internationales concernant la Radioélectricité, la tradition s'était instituée d'organiser un dîner des anciens élèves, parfois d'ailleurs présidé par le Général Ferrié et l'on voyait s'y presser des fonctionnaires des administrations, des télécommunications et de radiodiffusion des divers pays, des officiers, des ingénieurs militaires de toutes armes, qui évoquaient, souvent avec émotion, leurs souvenirs de l'année passée dans notre capitale, des professeurs dont ils avaient suivi les cours, des incidents qui avaient marqué leurs travaux de laboratoires, des visites d'installations techniques, auxquelles ils avaient pris part.

Mais le développement de l'électricité faisait prévoir qu'à brève échéance une année d'études ne serait plus suffisante pour conférer la formation de niveau élevé que l'on désirait maintenir et, en 1937, le Conseil de Perfectionnement de l'Ecole, prit la décision de porter à 2 ans la durée de l'enseignement pour la Section normale. Toutefois, comme à côté des élèves admis par la voie du concours, et par la voie de l'admission sur titres habituelle, l'Ecole recevait également des Ingénieurs provenant d'autres grandes écoles, qui, souvent, possédaient déjà une excellente formation de base dans le domaine de la physique et de l'électricité, on créa pour eux une Section spéciale, qui, grâce à un régime accéléré d'études, permettait d'obtenir le diplôme en une année.

L'Ecole eut malheureusement à déplorer, en 1937, la disparition de Paul Janet, auquel succéda dans les fonctions directoriales qu'il devait con-



Laboratoire de la Division Radioélectricité et Electronique de l'Ecole Supérieure d'Electricité. Atelier d'Etude et de Montage.

server jusqu'en 1950, Robert de Valbreuze. Quant à l'enseignement de l'Electrotechnique, il fut divisé, une partie correspondant au programme du Certificat de Licence étant confiée à un professeur de la Faculté des Sciences, M. Pauthenier, et l'enseignement de l'autre partie étant assuré par Jean Fallou, qui devait malheureusement disparaître d'une manière prématurée, au début de 1939. Est-il besoin de rappeler que la seconde guerre mondiale donna ensuite l'occasion aux nombreux ingénieurs sortis de l'Ecole de mettre leurs connaissances à la disposition de la Défense Nationale et de contribuer aux études, aux réalisations et aux fonctionnements du matériel radioélectrique et électronique, toujours plus nombreux et plus varié, utilisé par les trois armes. Plus tard, ce fut la période où tant d'anciens élèves participèrent à la Résistance, notamment pour l'établissement et le fonctionnement des liaisons radioélectriques, et où malheureusement beaucoup payèrent de leur vie leur dévouement. Les panneaux de marbre qui furent inaugurés dans le Hall de l'Ecole par M. le Président Vincent Auriol, lorsqu'il voulut bien remettre de ses mains la Croix de guerre 1939-1945, attestent des sacrifices alors consentis.

C'est évidemment avec beaucoup de difficulté qu'entre temps les cours avaient pu être maintenus et la Section de Radioélectricité avait dû se transporter à Lyon où l'Ecole Centrale Lyonnaise accepta de mettre à sa disposition les locaux nécessaires. L'ensemble de l'enseignement reprit à Paris en 1945, et, peu après, intervint la décision de porter à deux années, la durée des études de cette Section, comme on l'avait fait en 1937, pour la Section normale.

Les développements de l'Electronique, d'une part, un meilleur équilibre à assurer entre les programmes des Sections d'autre part, conduisirent à effectuer en 1949, une importante réorganisation, la Section normale devenant la Division Electricité, et la Section de Radioélectricité, pour laquelle des Laboratoires avaient été aménagés, dès 1937, dans une partie des bâtiments de Malakoff, en vue de remplacer les anciens locaux des Invalides récupérés par l'Administration Militaire, devenant la Division Radioélectricité et Electronique.

C'est ainsi qu'on aboutit au régime actuel qui, pour l'enseignement normal, comporte uniformément deux années d'études, soit à la Division Electricité, soit à la Division Radioélectricité et Electronique, au choix des élèves, et qui comprend toujours à la Division Electricité, une section spéciale ouverte à quelques ingénieurs admis sur titres, et où la durée de la scolarité a maintenant été portée à 15 mois. A diverses reprises, des retouches ont dû naturellement être apportées au programme et aux méthodes d'enseignement, les dernières en date comprennent notamment l'aménagement de certains nouveaux laboratoires spécialisés et une série de mesures destinées à assurer des contacts plus directs entre les maîtres et leurs élèves, grâce à des exercices techniques effectués par petits groupes sous la direction d'un ingénieur. Il nous est agréable, à cette occasion, d'exprimer la reconnaissance de l'Ecole à tous ceux qui, par des subventions ou par des dons de matériel technique, ont contribué à la réalisation de ces perfectionnements et ont permis de maintenir les frais de scolarité à un taux extrêmement bas qui ne dépasse pas 30 fois celui de 1914.

On ne s'étonnera pas enfin, qu'un Etablissement d'Enseignement supérieur, dont le domaine s'étend à toute l'Electricité et à toute l'Electronique, ait formé de nombreux projets de développement et d'amélioration, dont la réalisation reste évidemment fonction des possibilités financières. Ces projets comprennent tout d'abord une extension des salles d'essais techniques et des laboratoires actuels, nécessités par l'augmentation du nombre des élèves, et l'institution de manipulations supplémentaires. Ils ont trait également à la création de certaines sections particulières où des ingénieurs déjà diplômés, pourraient, dans un domaine déterminé, se spécialiser davantage au cours d'études, qui, suivant les cas pourraient durer de 3 à 18 mois, comme, par exemple, la Section d'Eclairage qui a déjà existé de 1925 à 1932, avec une durée de scolarité de trois mois. Si, en effet, à l'origine, la Section Normale a pu être considérée comme dis-

pensant un enseignement de grande spécialisation, l'évolution de l'Electricité conduit au contraire aujourd'hui à considérer les études correspondantes presque comme une formation de base, la spécialisation plus poussée, et inévitablement plus étroite, devant s'acquies ultérieurement. C'est ainsi que l'on peut envisager une Section formant des ingénieurs de recherches qui ont leur place marquée dans les laboratoires à côté des physiciens venant des Universités, des sections de spécialisation en thermodynamique, en hyperfréquence, en études nucléaires, en télévision, etc... C'est la réalisation progressive de ces projets qui permettra, dans l'avenir, de suivre comme par le passé les progrès incessants de la science électrique et qui contribuera à mettre chaque année à la disposition de la France et des pays étrangers qui veulent bien faire appel à notre Etablissement, des promotions d'ingénieurs bien adaptés au rôle toujours plus important et toujours plus varié qu'ils ont à jouer.

Aussi voudrais-je en terminant, exprimer le vœu que, lorsqu'on aura, plus tard, l'occasion de retracer ainsi qu'aujourd'hui, l'histoire du développement de l'Ecole, on puisse constater que l'année 1954, comme l'année 1925, en aura marqué une importante étape par la réalisation de projets destinés à maintenir le haut niveau de l'enseignement et à permettre à nos jeunes ingénieurs de mieux servir encore leur Pays, la Civilisation, l'Humanité ».

ALLOCUTION DE M. COUDE DU FORESTO

Dans son allocution, M. F. Cahen vous a fait l'historique de l'Ecole supérieure d'Electricité fondée par la Société française des Electriciens, dont il est le Président.

Mon propos est de vous montrer en peu de mots, ce que parfois l'initiative privée peut accomplir en ce domaine très particulier de l'enseignement et quel est le rôle qui peut être assigné aux ingénieurs issus de cet enseignement.

Rentrant d'un voyage aux Etats-Unis d'Amérique, j'ai écrit jadis ceci ou à peu près : « Ce qui distingue nos méthodes d'éducation des méthodes américaines est tout entier contenu dans nos affinités cartésiennes. Nous commençons par inculquer à nos jeunes gens des idées générales et ce n'est qu'ensuite que nous songeons à les spécialiser ».

« Tout au contraire, l'Américain spécialise très tôt sa jeunesse et ne développe les idées générales que chez les élites qui se révèlent au cours de ce premier stade d'éducation ».

Il est permis de penser que le système éducatif de l'Ecole supérieure d'Electricité échappe aux inconvénients des deux méthodes que je viens d'évoquer.

Ecole spécialisée, certes, et même ou plutôt Ecole de perfectionnement, elle forme des ingénieurs qui dans toutes les branches de l'électricité et en particulier dans l'électronique, sont appréciés aussi bien dans l'Administration que dans l'industrie privée, aussi bien en France qu'à l'étranger.

Ecole de formation générale ? à n'en pas douter. Il n'est que de regarder son recrutement : élèves d'autres grandes Ecoles : Polytechnique, Centrale, Arts et Métiers. Armée, Génie Rural, licenciés, élèves entrés au concours, pour s'apercevoir que dans son sein les idées les plus intéressantes, les spéculations intellectuelles les plus hardies peuvent s'affronter et se modeler.

Il n'est aussi que d'examiner son annuaire pour s'apercevoir que si nombre d'anciens élèves demeurent dans les branches qu'ils avaient choisies à l'origine de leurs études, d'autres n'ont pas hésité à adopter les métiers les plus divers et y ont fort bien réussi :

mécanique,
sidérurgie,
ingénieurs-conseils,
groupements professionnels,
revues techniques,
banques,

assurances,
bâtiment,
transports aériens ou terrestres,
industries agricoles et en particulier : meu-
nerie,
mines et carrières,
pétroles,
industries chimiques,
santé publique,
voitures d'enfants.

et l'en passe, sans cependant oublier que l'Ecole fournit même des ministres.

Qui oserait dire, après cette courte énumération, que l'Ecole supérieure d'Electricité ne forme pas des spécialistes, certes, mais aussi des hommes qui peuvent, à leur gré, s'évader de leur spécialité pour réussir dans d'autres matières fort différentes dont leurs facultés d'assimilation leur permettent rapidement de connaître les détours.

Le temps est lointain où des révolutionnaires pouvaient affirmer que la République n'avait pas besoin de savants.

Depuis Pascal et bien avant Lavoisier, il n'était déjà plus possible aux cerveaux les mieux organisés d'embrasser l'étendue de la science.

A l'Ecole, les mieux doués, qui ne sont plus seulement des forts en thèmes, ont « appris à apprendre » selon une formule qui a fait fortune, mais dont le père fut, je crois, mon maître Paul Janet. Ils ont ensuite, parfois au gré des circonstances qui les conduisent bien plus sûrement encore que leur libre arbitre, adopté telle ou telle technique et ils y ont excellé, mais leur passage dans une grande école, telle que l'Ecole supérieure d'Electricité, leur a donné ce don bien français de la curiosité qui les conduit à s'intéresser, non seulement à leur œuvre, mais aussi à ce que j'appellerai son contexte, c'est-à-dire à ces « à côtés » qui, un jour peut-être, seront plus importants que ce que nous considérons aujourd'hui comme l'essentiel.

Oui, certes, nous avons besoin de savants et les pays les plus révolutionnaires comme les plus libéraux font assaut pour en créer, voire pour se les voler, mais nous avons aussi besoin d'ingénieurs.

Entre les deux, il existait autrefois un fossé profond.

Il eut presque été permis de dire que les jeunes sortant des grandes écoles ou des facultés se classaient délibérément en deux races différentes : celle des chercheurs purs, désintéressés mais n'ayant aucun souci des réalisations pratiques, se nourrissant en quelque sorte des satisfactions spirituelles que leur causaient leurs découvertes surtout les plus gratuites et d'applications plus réduites... et celle des ingénieurs, hommes positifs, réalistes, glanant dans les travaux des chercheurs, avec parfois une nuance de mépris, ce qui leur paraissait utilisable et qu'ils estimaient à peu de choses, pour des applications immédiates et rentables.

Ces temps sont révolus. La frontière entre savants et ingénieurs s'estompe comme devraient s'estomper les frontières entre les peuples. Les savants, les chercheurs ne sont souvent autre chose que de grands ingénieurs qui, sans abandonner ce que j'appellerai, faute d'épithète meilleure, la recherche pure, ne perdent jamais de vue l'application pratique de leurs théories ou de leurs inventions et qui ne manquent même pas, parfois, d'examiner de sang froid, mais avec tout leur cœur les suites purement humaines de leurs inventions.

Leur crainte de déchaîner le geste de l'apprenti sorcier leur rend cet aspect terrestre que leur existence dans le sanctuaire de leur laboratoire risquait de leur faire perdre.

Les ingénieurs savent fort bien que l'évolution de la science est si rapide, que l'évolution des techniques qui en découlent se fait à un rythme tel qu'il n'est pas possible de faire abstraction des travaux des chercheurs.



Grande Salle des Essais de Machines de l'Ecole supérieure d'Electricité.

De ces deux notions naît une collaboration de plus en plus intime, de plus en plus confiante, qui permet le développement de ce travail en équipes qui a donné aux Etats-Unis d'Amérique le moyen de leurs étonnants succès.

Mais je m'égare et je voudrais en revenir à l'Ecole supérieure d'Electricité dont, à vrai dire, je me suis peu écarté.

L'Ecole supérieure d'Electricité produit des ingénieurs certes, mais nombre d'entr'eux n'ont pas dédaigné la recherche.

Citerai-je des noms, des grands noms, qui ne sont que quelques-uns parmi tant d'autres.

André Blondel,
Général Ferrié,
Henri Leauté,
Maurice Leblanc,
Barthélemy,
Leprince-Ringuet,
Henri Chrétien.

Et en cela même notre Ecole est complète.

J'ai toujours professé qu'à côté des écoles publiques il n'était pas mauvais qu'existent des Ecoles dues aux initiatives privées. L'émulation qui doit en naître me paraît devoir engendrer le progrès.

Créée à son origine pour assurer le recrutement d'ingénieurs destinés à la Construction Electrique ou à la distribution, notre Ecole sous la sage administration d'un Conseil averti a pensé qu'elle se devait de s'aérer, d'essaimer. Elle y a parfaitement réussi et son standing dans le monde est un sûr garant de cette réussite.

Une école supérieure ne maintient son rang que par la qualité de ses études et la cohésion de ses anciens élèves.

MM. F. Cahen et P. Besson vous ont tout dit de la première.

Pour ma part, et malgré les difficultés supplémentaires dues aux différences entre les différentes sources de recrutement, je constate que l'Amicale des anciens élèves groupe plus de trois mille membres, que ses réalisations, sous l'impulsion des présidents qui m'ont précédé sont déjà considérables, que ses projets sont immenses. Des liens de plus en plus étroits se nouent entre ses membres, ses réunions sont des succès et tout cela est promoteur.

Je pense que cette manifestation d'estime et d'intérêt pour notre Ecole contribuera grandement, non seulement à faciliter la tâche de ceux qui n'ont pour ambition que de doter la France d'un instrument d'éducation constamment à l'avant-garde du progrès, mais aussi et surtout à asseoir à travers notre Ecole le rayonnement de nos ingénieurs et de nos savants dans le monde, c'est-à-dire à maintenir à la France le rôle qu'elle a toujours su garder à l'avant-garde de toutes les techniques et de toutes les aspirations.

ALLOCUTION

DE M. LE MINISTRE J.-M. LOUVEL

Aussi loin dans le temps que nos regards peuvent se porter sur l'histoire du monde, celle-ci nous apporte le témoignage que les peuples furent grands lorsqu'ils surent, au sein d'eux-mêmes, découvrir et protéger, aider et encourager les hommes de science et les savants, tous ceux qui acceptent de consacrer les ressources de leur intelligence et toutes leurs forces pour tenter d'alléger la peine du travail quotidien auquel, dès l'origine des temps, l'homme fut astreint.

L'histoire nous montre aussi que ces efforts de l'homme, à la recherche des richesses de la nature et de leurs possibilités d'utilisation, à la recherche des lois auxquelles cette nature obéit, ont toujours eu pour heureuse conséquence, lorsque ces efforts furent couronnés de succès, l'élévation du niveau de vie de l'homme, l'épanouissement de sa personnalité, un surcroît de civilisation.

Aussi, n'a-t-il point échappé aux communautés humaines dès la plus haute antiquité comme il n'échappe point aux nations modernes, que la possession de ces richesses, que la connaissance toujours plus approfondie de ces lois constituent pour

elle l'un des gages les plus sûrs de leur indépendance et de leur puissance, de leur prestige et de leur rayonnement, de leurs progrès moraux et matériels.

Et c'est pourquoi, il appartient encore et toujours à ceux qui portent la responsabilité du destin de leur pays de prendre conscience de cet impérieux devoir, favoriser l'éclosion des vocations scientifiques, aider et honorer tous ceux qui consacrent leur vie à la recherche et à l'étude, au progrès des connaissances humaines, à l'enseignement.

Sans doute, est-il difficile de discerner, avec toute la prescience désirable, le savant ou l'homme de génie. Sans doute peut-on citer pour les déplorer, maints exemples de génies méconnus auxquels l'histoire seule, et parfois bien tardivement, a su rendre hommage.

Les découvertes géniales de Denis Papin, en 1690, sur la chaleur, qui, disait-il, « fait toute la force mouvante de la vapeur », les découvertes d'Ampère en 1820 sur l'électro-magnétisme, furent de celles dont personne, en leur temps, ne put mesurer l'importance, et, à plus forte raison, deviner la révolution qu'elles devaient apporter dans la vie économique des peuples.

Mais après ces hommes de génie, et à leur suite, des générations d'hommes sont venues, hommes passionnés pour l'étude et la recherche, qui pressentirent toutes les immenses possibilités que réservaient ces découvertes fondamentales, qui ajoutèrent leurs propres découvertes aux découvertes de leurs maîtres, qui surent faire passer celles-ci du domaine de la science pure et du laboratoire, dans le domaine de la science appliquée, qui enfin et peu à peu explorèrent le champ d'activité illimité qu'offraient à leur intelligence, les sciences nouvelles.

Dans le domaine de l'Electricité, la Société française des Electriciens, le Laboratoire central d'Electricité d'abord, l'Ecole supérieure d'Electricité ensuite, constituèrent les centres d'études, de recherche et d'enseignement, où se formèrent ces lignées de savants et d'ingénieurs dont notre pays, à juste titre, a le droit de s'enorgueillir et dont les travaux et les réalisations soulignent aux yeux du monde la permanence du génie français, la vitalité de notre nation.

C'est aux hommes issus de ces centres de formation scientifique que nous devons de voir maintenir le prestige incontesté de la science française.

C'est à eux que nous devons les réalisations industrielles aux techniques audacieuses que le monde admire et dont le pays apprécie les bienfaits, aménagements hydro-électriques ou usines génératrices thermiques modernes, avec leurs groupes au rendement toujours plus poussé, réseaux de transports avec leur appareillage perfectionné qui assurent la distribution d'électricité avec une sécurité quasi absolue dans les régions les plus éloignées du territoire, miracles enfin, de la radio-électricité et de l'électronique.

C'est à ces hommes que l'on doit de voir apprécier, à l'étranger, la technique française considérée comme l'une des premières du monde.

C'est à ces hommes que nous devons de voir aussi le pain assuré à des dizaines de milliers de travailleurs, dans ces immenses usines de construction disséminées sur notre territoire.

C'est à eux enfin, que nous devons cette activité, heureuse et capitale pour la vie économique du pays, qui se chiffre chaque année, à plusieurs centaines de milliards.

De tels résultats, n'est-il pas vrai, apportent surabondamment la preuve de l'excellence d'une formation intellectuelle et scientifique, d'un enseignement technique et pratique qui sait éveiller la vocation de l'homme de science comme celle de l'ingénieur, qui sait préparer aux tâches nombreuses et les plus diverses, que réclame le service de la science pure, comme celui de la science appliquée.

M. F. Cahen, Président de la Société française des Electriciens, M. P. Besson, Directeur de l'Ecole supérieure d'Electricité, M. Coudé du Foresto, Président de la Société amicale des ingénieurs de l'Ecole supérieure d'Electricité, viennent de nous retracer, en termes excellents, l'histoire de cette

grande Ecole, dont nous célébrons aujourd'hui le 60^e anniversaire de la fondation.

Ils nous ont rappelé les circonstances de sa création, ses développements et ses extensions au cours de ces 60 années, ses nouvelles sections spécialisées; ils ont évoqué le souvenir de ces premiers jeunes élèves, qui, sous la conduite de maîtres éminents, fondateurs de l'Ecole, devaient par la suite, devenir à leur tour des ingénieurs de talent et des savants.

Ils ont exalté les mérites de ceux qui ont contribué à faire de l'Ecole supérieure d'Electricité une des grandes Ecoles de France et du Monde. Ils nous ont dit enfin leurs espoirs et leur confiance dans l'avenir.

M. le Président de la République, en acceptant de se faire représenter aujourd'hui à cette cérémonie solennelle, a voulu nous manifester tout l'intérêt qu'il porte à l'Ecole. Il n'ignore rien des éminents services qu'elle a rendus dans le passé et du rôle considérable qu'elle joue dans la vie intellectuelle et scientifique du pays. Il m'a chargé de vous dire ses vifs regrets de n'avoir pu être personnellement présent aujourd'hui, en même temps que les vœux ardents qu'il forme pour la prospérité de l'Ecole. Vous me permettrez d'être votre interprète pour exprimer à M. le Président de la République l'hommage de nos sentiments de respectueuse reconnaissance.

J'ai reçu, comme Ministre de l'Industrie, la mission de représenter à cette cérémonie le Gouvernement. Ce n'est pas sans une vive émotion que je me retrouve à ce titre aujourd'hui parmi vous et je ressens profondément le grand honneur qui m'échoit. L'homme politique que je suis devenu est resté au fond de lui-même ingénieur de l'Ecole supérieure d'Electricité. Aussi a-t-il entendu avec la fierté que vous imaginez l'éloge de cette Ecole à laquelle il conserve toujours l'orgueil d'avoir appartenu.

Au poste, qui m'est confié, et qui me permet mieux que quiconque d'apprécier le rôle de mes anciens camarades que je suis heureux de voir si nombreux à cette cérémonie, je voudrais leur dire qu'ils sont en vérité et qu'ils restent dignes de leurs aînés, que la valeur de leurs travaux et des progrès réalisés grâce à eux dans les domaines scientifique et industriel auxquels ils se sont consacrés, ne le cède en rien à celle des réalisations de ceux qui les ont précédés, que notre Ecole enfin, est, grâce à eux, restée fidèle à sa mission.

Le Gouvernement de la République a conscience de la place éminente qu'a su conquérir l'Ecole supérieure d'Electricité dans le Pays et dans le Monde. Par ma voix, il s'associe à l'hommage rendu aux fondateurs, aux professeurs, aux anciens élèves aujourd'hui disparus. Il assure les dirigeants de l'Ecole, les membres du corps enseignant, les anciens élèves de toute sa sollicitude.

Pour les services exceptionnels qu'elle a rendus dans le passé, pour le prestige constamment accru qu'elle ne cesse d'apporter à la France, pour l'action féconde qu'elle entend poursuivre dans l'avenir, le gouvernement de la République exprime à l'Ecole supérieure d'Electricité, en ce jour solennel, les sentiments de reconnaissance de la nation.

CONFERENCE DE M. L. DE BROGLIE

« La place prépondérante de l'Electricité dans la Science et la civilisation modernes ».

Paul Valéry qui aimait à méditer sur les péripéties de l'histoire des hommes, fut un jour fortement frappé du fait que l'électricité, dont le rôle dans la science et la civilisation modernes est devenu si capital, n'avait été connue pendant des siècles que par le petit phénomène, presque insignifiant au premier abord, de l'électrisation par frottement. Et, ému par ce contraste, il a écrit cette phrase saisissante : « Quoi de plus confondant pour l'esprit que l'histoire de ce petit morceau d'ambre manifestant si humblement une puissance qui est dans toute la nature, qui est peut-être toute la nature, et qui, pendant tous les siècles moins un, ne se montrait que par lui ? ».

Et c'est là, en effet, une bouleversante constatation : tandis qu'aujourd'hui les physiciens considèrent l'électricité comme occupant dans la cons-

titution de la matière une place essentielle et pensent que le monde matériel ne serait pas ce qu'il est si l'Electricité n'y était pas présente, tandis que les techniciens voient dans l'électricité l'agent incomparable du transport et des transformations de l'énergie aussi bien dans le domaine de la grande industrie que dans celui plus subtil de l'électronique, l'homme a pu vivre pendant des siècles à côté de l'électricité sans en soupçonner l'existence ou du moins l'importance. Bien plus : les atomes dont notre corps est fait, les réactions chimiques qui s'y produisent et qui en assurent le fonctionnement et la persistance sont régis par des interactions électriques et ne pourraient exister sans elles, notre système nerveux ne remplit son rôle qu'en propageant des influx dont la nature électrique est certaine et notre cerveau, siège de la plus haute de nos activités, doit certainement à des phénomènes électriques la prodigieuse complexité et la merveilleuse richesse de sa puissance de pensée et d'action. Ainsi l'électricité n'est pas seulement partout, autour de nous, dans la nature : elle est en nous, on pourrait presque dire qu'elle est nous. Et cependant pendant des millénaires, nous l'avons méconnue : il y a à peine un siècle et demi que nous en soupçonnons l'importance. Voilà qui doit nous rendre très modestes : avant-hier, nous ignorions l'électricité, hier nous ignorions les immenses réserves d'énergie contenues dans le noyau des atomes, aujourd'hui qu'ignorons-nous ? Encore presque tout sans doute : peut-être sommes-nous entourés de « puissances », comme disait Valéry, dont nous n'avons pas encore la moindre idée.

Mais revenons à l'électricité. Quelques expériences assez grossières sur l'électrisation par frottement, quelques propriétés des aimants naturels, voilà tout ce qui fut connu de l'électromagnétisme jusqu'au XVIII^e siècle sans d'ailleurs que l'on soit parvenu à établir aucun lien précis entre ces deux ordres de phénomènes. Au XVIII^e siècle, d'assez sensibles progrès furent réalisés dans ce domaine. Gray et Dufay parvinrent à distinguer les deux sortes d'électricité aux environs de 1730. Puis les travaux de Romas, de l'abbé Nollet, de Franklin, de quelques autres, apprirent à connaître quelques-unes des propriétés de l'électricité, notamment dans le domaine électrostatique : ils mirent en évidence la nature électrique des orages et suggérèrent d'une façon encore vague l'idée d'une liaison entre le magnétisme et l'électricité. On construisit les premières machines électrostatiques et les premiers condensateurs sous la forme des fameuses bouteilles de Leyde. Un auditoire frivole se pressait alors dans les cabinets de physique ou aux cours de brillants vulgarisateurs pour voir exécuter ces merveilleuses expériences où l'on semblait avoir capté la foudre, et souvent les charlatans exploitaient dans ce domaine la curiosité naïve d'un public mal informé. Nous pouvons sourire aujourd'hui en pensant à ce candide émerveillement devant des phénomènes d'électrostatique et de magnétostatique qui nous paraissent très simples. Ce fut cependant cet engouement qui fut à l'origine de tout le développement moderne de la science de l'Electricité.

Dès la fin du XVIII^e siècle, nous voyons émerger de ces connaissances jusque là plutôt qualitatives une véritable science précise et quantitative des phénomènes de l'Electricité et du Magnétisme. Des savants méticuleux comme Cavendish et Coulomb établissent l'expression en fonction de la distance des attractions et répulsions entre charges électriques et entre pôles d'aimant. Ils retrouvent ici cette diminution des actions en raison inverse du carré de la distance que, depuis un siècle, la théorie de la gravitation de Newton avait rendu familière aux savants.

Puis vinrent les travaux de Galvani et les pattes de ses grenouilles, en se crispant sous l'action du courant électrique, vont indiquer aux physiciens le chemin qui va conduire à la connaissance des propriétés de l'électricité en mouvement des courants électriques. Volta et Davy étudient les modes de production du courant électrique; le premier invente la pile électrique, le second découvre le phénomène de l'électrolyse. Et voici qu'en 1819, le physicien danois Oersted observe l'influence d'un courant électrique sur une aiguille aimantée placée au voisinage et établit ainsi indubitablement qu'une liaison intime existe entre le magnétisme et les mouvements de l'électricité.

L'expérience d'Oersted, bientôt connue en France, sert de point de départ aux géniales découvertes d'André Marie Ampère. En quelques semaines, pendant l'automne de 1820, accumulant recherches expérimentales et calculs théoriques, Ampère crée la science de l'Electrodynamique, c'est-à-dire la science des propriétés de l'électricité en mouvement. Aidé par Arago, par Biot, par Savart, par Laplace, il donne les lois qui régissent la production des champs magnétiques par les courants et l'action des champs magnétiques sur les courants : il invente le principe du solénoïde et de l'électro-aimant et entrevoit la réalisation du télégraphe électrique. Il passe même bien près de la découverte des lois de l'induction, découverte qui en 1831 fera la gloire du grand physicien anglais Faraday. Bientôt, quand Faraday aura établi les lois de l'induction, quand Ohm aura énoncé la loi qui porte son nom, quand le grand mathématicien Gauss aura mis de l'ordre dans la représentation théorique de tous ces phénomènes, la science de l'Electromagnétisme qui décrit l'ensemble des phénomènes électromagnétiques directement observables à l'échelle humaine sera presque entièrement constituée telle qu'elle existe encore de nos jours. James Clerk Maxwell va venir ensuite qui, de 1860 à 1875, réunira toutes les lois connues de l'electromagnétisme dans la vaste synthèse qui porte son nom, la théorie de Maxwell, et par une intuition géniale il fera rentrer tous les phénomènes lumineux, toute l'Optique, dans le cadre de l'Electromagnétisme. Cette merveilleuse fusion de deux domaines de la Physique jusqu'alors totalement séparés, fusion qui va permettre quelques années plus tard, de comprendre la nature des ondes hertziennes et le rôle de l'Electricité à l'échelle atomique, constitue le couronnement d'une épopée qui, en moins d'un siècle, de Coulomb à Maxwell, avait conduit les physiciens à la connaissance de toutes les lois macroscopiques de l'Electricité et du Magnétisme. Dans cette épopée, notre pays a joué un rôle important et nous pouvons en être justement fiers.

Jusqu'à la moitié du siècle dernier, les progrès de la science de l'Electricité s'étaient surtout opérés dans le domaine de la science pure où l'on cherche à connaître pour connaître sans se préoccuper des applications. Mais toute connaissance conduit aux applications, comme toute pensée conduit finalement à l'action. Dès le moyen âge, la connaissance des aimants avait conduit à l'emploi de la boussole pour la navigation et au XVIII^e siècle une meilleure compréhension des propriétés du fluide électrique avait amené Franklin à la découverte du paratonnerre : c'était là déjà, à une modeste échelle, des applications techniques. Les grandes découvertes du début du XIX^e siècle dans ce domaine devaient naturellement en provoquer d'autres; l'électrolyse conduisit Davy et ses émules à isoler des éléments chimiques et nous avons vu Ampère dès les débuts de l'Electrodynamique avoir la première idée du télégraphe électrique. Mais c'est surtout à partir d'environ 1850 que les applications de l'Electricité se multiplient. Le télégraphe électrique, l'éclairage par incandescence, les arcs électriques, les premières dynamos font leur apparition. C'est l'aurore d'une phase nouvelle de l'Industrie humaine. Tandis que les accumulateurs viennent nous offrir un moyen souvent commode d'emmagasiner l'électricité sous une forme qui malheureusement n'a pas beaucoup progressé depuis, tandis que la technique des transmissions par câbles sous-marins pose aux techniciens et même aux plus grands physiciens des problèmes difficiles, voici que commence, vers 1880, le grand essor de l'Electrotechnique. Tous les moyens de production, de transformation et d'utilisation du courant électrique se multiplient : génératrices de courant continu et de courant alternatif, commutatrices, transformateurs, moteurs à courant continu, moteurs à courant alternatif synchrones ou asynchrones font l'objet de longues études et de brillantes réalisations. Le transport de l'énergie électrique à longue distance par lignes à haute tension étend considérablement le champ d'application de ces moyens nouveaux que la science a



La Séance Solennelle au Palais de Chaillot. Arrivée de M. le Général Ganeval, représentant M. le Président de la République, et de MM. les Ministres J. M. Louvel et Houdet, Ingénieurs E. S. E.

mis à la disposition des hommes et leur donne une souplesse qui s'accroît chaque jour. Dans ce brusque développement des applications de l'électricité, la France a joué un rôle considérable; qu'il suffise de rappeler les noms de Planté et de Marcel Deprez.

Parallèlement à ces belles applications, le développement de l'Électrotechnique comme science autonome s'opère rapidement dans la période 1890-1910. Cette science possède désormais ses méthodes et ses problèmes propres. En étudiant d'une façon approfondie des problèmes difficiles tels que ceux de la commutation, des réactions d'induits, du couplage des alternateurs, du fonctionnement des machines synchrones ou asynchrones, etc..., elle permet de réaliser bien des progrès techniques et d'éviter bien des écueils. L'emploi de plus en plus important des courants polyphasés a posé aux théoriciens et aux ingénieurs des questions souvent délicates à résoudre. La France a beaucoup contribué au développement de cette branche nouvelle de la Science : des noms comme ceux d'Alfred Potier, d'André Blondel, de Paul Janet et de Paul Boucherot, figurent parmi ceux des grands fondateurs de l'Électrotechnique contemporaine.

Plus récemment, ces formes déjà anciennes aujourd'hui de l'Électrotechnique ont pris des développements nouveaux : l'emploi des très hautes tensions, les problèmes posés par l'interconnexion et la stabilité des réseaux, l'utilisation de la traction électrique pour les chemins de fer, bien d'autres questions ont exigé des électrotechniciens de nouveaux efforts. Le niveau de l'Électrotechnique théorique a été sans cesse en s'élevant et elle a dû faire usage de méthodes mathématiques difficiles. L'étude des états transitoires et celle des réseaux polyphasés ont exigé l'emploi des méthodes opérationnelles d'Heaviside et celui des coordonnées symétriques : l'usage des variables complexes avec les précautions qu'il exige est devenu courant dans ce genre de recherches. Et ici l'on saisit sur le vif la collaboration constante et nécessaire que la technique doit demander à la science pure pour que celle-ci lui fournisse les notions générales et les outils intellectuels dont elle a besoin.

Ainsi nous venons de voir toute l'importance qu'a présentée tant au point de vue de la connaissance des phénomènes électriques à grande échelle que de leur utilisation industrielle, le progrès de la Science macroscopique de l'électricité. A cette science macroscopique de l'électricité, correspond la « technique des courants forts » qui sans doute est encore susceptible de beaucoup de progrès, mais dont cependant les grandes lignes paraissent aujourd'hui bien fixées. En face de cette technique des courants forts dont l'importance industrielle reste considérable et même ne cesse pas de croître, s'est développée progressivement depuis 30 ou 40 ans une technique des courants faibles dont relèvent toutes les applications de l'électronique et les formes récentes de la radioélectricité. De même que la technique des courants forts est née des progrès de nos connaissances sur les phénomènes macroscopiques de l'électricité et du Magnétisme, de même la technique des courants faibles doit en grande partie son origine aux étonnants progrès contemporains de nos connaissances sur le rôle de l'électricité à l'échelle microscopique. Je veux dire à l'échelle des atomes de la matière. C'est ce que je voudrais maintenant rappeler.

La découverte des ondes hertziennes a constitué l'une des principales étapes du passage de la physique macroscopique à la physique de l'échelle atomique. Maxwell avait aperçu que toutes les radiations visibles ou invisibles sont de nature électromagnétique. Quelques années plus tard, Henri Hertz apportait une preuve expérimentale de cette intuition par la découverte des ondes électromagnétiques qui portent son nom, ondes analogues à la lumière, mais de longueurs d'onde beaucoup plus grandes. Je ne veux pas rappeler ici comment, grâce notamment à Branly et à Marconi, cette découverte a abouti assez rapidement à la réalisation de la Télégraphie sans fil. Les recherches de Blondlot, d'André Blondel, de Joseph Bethenod, de M. Camille Gutton, la compétence et l'autorité du Général Ferrié ont beaucoup contribué à assurer en France les progrès de la radioélectricité, notamment pendant la guerre de 1914-1918. Tout d'abord, cette technique

nouvelle ne fit appel qu'à des moyens classiques d'électrotechnique plus ou moins adaptés aux besoins nouveaux (bobines de Ruhmkorff, alternateurs à basse fréquence provoquant la décharge de condensateurs à travers un circuit oscillant, alternateur à haute fréquence, arc électrique, etc...). Mais de plus en plus à partir de 1914, la technique radioélectrique fut amenée à se servir des propriétés des électrons, c'est-à-dire de nos connaissances sur la structure intime de la matière. Et ce n'est pas par hasard : les radiations hertziennes font en effet partie de ces agents subtils, ondes électromagnétiques visibles ou invisibles, qui constamment servent d'intermédiaires entre ce qui se passe à l'échelle des atomes et des électrons et les phénomènes que nous pouvons observer à notre échelle humaine.

Ici encore ce sont les découvertes de la science qui ont servi de points de départ aux progrès techniques. Vers 1880, notre Science de l'Électricité avait pris une orientation nouvelle. Les lois macroscopiques de l'Électricité étant alors bien connues, la curiosité des savants s'était tournée vers le problème de la structure du fluide électrique qui bientôt devait se montrer inséparable de celui de la structure même de la matière. Dès le milieu du XIX^e siècle, la découverte des lois de l'électrolyse par Faraday avait apporté quelques arguments en faveur de la conception granulaire de l'électricité. Dans les dernières années du siècle, la découverte des rayons cathodiques par Hittorf et par Crookes, puis leur étude par Lenard, Wiechert, Jean Perrin, Paul Villard... ont apporté la preuve de ce fait fondamental que l'électricité négative est formée de corpuscules tous semblables, les électrons. Ces électrons, on les a retrouvés dans l'émission d'électricité par certains corps sous l'influence de la lumière (effet photoélectrique de Hertz), dans l'émission de l'électricité par les corps incandescents (effet thermoionique), dans les produits de la désintégration des corps radioactifs (Rayon β). On s'est bientôt rendu compte que l'électron était un constituant général de la matière. Des physiciens comme J.-J. Thomson, Lorentz, Drude, les ont introduits comme un élément essentiel dans leurs théories de la matière et des interactions entre la matière et le rayonnement. Le grand physicien hollandais H.-A. Lorentz est parvenu dans sa théorie des électrons à prévoir et à décrire l'action d'un champ magnétique sur le spectre émis par une source de lumière placée dans ce champ. La mise en évidence expérimentale de ce beau phénomène par Zeeman en 1896 a apporté une belle confirmation des idées de Lorentz et, en permettant de retrouver par l'étude de l'effet observé le rapport e/m de la charge électrique de l'électron à sa masse, rapport déjà connu par ailleurs, elle a permis aux physiciens d'être certains que l'électron joue un rôle essentiel dans la structure des atomes et dans les processus par lesquels les atomes émettent leurs raies spectrales.

Vers la même époque (1895) Röntgen s'apercevait que si un faisceau de rayons cathodiques vient frapper un obstacle (anticathode), celui-ci devient la source de rayons très pénétrants, les fameux rayons X. Ceux-ci ne tardèrent pas à être reconnus comme étant des radiations de même nature que la lumière et les ondes hertziennes, mais de longueurs d'ondes beaucoup plus courtes. Lorsque Max von Laue eût en 1912 obtenu la diffraction des rayons X à l'aide du réseau à trois dimensions constitué par la disposition régulière à très petites distances des atomes d'un cristal naturel, on fut en état de mesurer avec précision les longueurs d'onde des rayons X puis, ces longueurs d'onde étant connues, on a pu se servir des rayons X pour déterminer la structure de corps cristallisés ou semi-cristallisés. L'emploi des rayons X a ainsi rendu d'immenses services à la cristallographie et à la métallographie et il est inutile de rappeler ceux qu'elle rend à la Médecine.

A côté des électrons, on rencontre aussi dans la matière des particules de masses plus élevées portant des charges positives ou négatives. Ce sont des parcelles de matières, atomes, molécules ou agrégats de molécules qui ont acquis ou perdu un ou plusieurs électrons, en plus ou en moins de ceux qu'ils contiennent dans leur état neutre normal. On donne à ces parcelles de matière électrisée le mot générique d'ions. La connaissance des ions a permis de comprendre le mécanisme de l'élec-

trolyse et le fonctionnement des piles électriques. Ce sont également eux qui expliquent la conductibilité des gaz soumis à certaines actions (par exemple à celle des rayons X) ainsi que l'apparition des effluves et les propriétés des arcs électriques. L'ion positif constitué par un atome d'hélium qui a perdu ses deux électrons périphériques n'est autre que cette particule α dont l'émission est si fréquente dans les phénomènes de désintégration radioactive. Et avoir prononcé ce mot m'amène encore à rappeler que c'est dans les dernières années du XIX^e siècle qu'Henri Becquerel, puis Pierre et Marie Curie découvrirent la radioactivité de l'uranium, puis le radium et d'autres éléments radioactifs naturels. Ce phénomène de la Radioactivité naturelle des éléments lourds qu'étudièrent aussi Soddy, Fajans, Debierne, Rutherford... nous faisait pour la première fois assister à ces phénomènes de transmutation atomique que nous savons provoquer aujourd'hui, vous savez avec quelle ampleur.

Ainsi, dans une période qu'on peut circonscrire entre 1880 et 1905 environ, la Physique avait acquis de précieuses connaissances nouvelles sur l'Électricité envisagée non plus cette fois à notre échelle, mais à l'échelle infiniment plus petite des atomes et des électrons. Et tout de suite, suivant un rythme que l'on retrouve à chaque progrès de la science, ces connaissances nouvelles ont engendré d'importantes applications.

Nous signalerons d'abord les redresseurs de courant et de tension depuis la soupape de Villard jusqu'aux puissants kenotrons actuels en passant par la valve de Fleming qui a servi jadis à détecter les courants très rapidement oscillants induits par l'arrivée d'une onde hertzienne sur une antenne de T.S.F. La diode de Fleming ne tarda pas du reste à être transformée, par l'adjonction d'une troisième électrode, en triode et l'on sait que ces tubes à trois électrodes ont révolutionné toute la technique radiotélégraphique, il y a une quarantaine d'années, d'abord pour la réception des ondes avec les détecteurs, les hétérodynes et les amplificateurs à tubes, puis pour l'émission des ondes entretenues à l'aide de postes émetteurs à tubes. C'est l'emploi de ces émetteurs à tubes qui, en permettant de moduler aisément les ondes entretenues émises en suivant les variations de la parole humaine, a rendu possible la radiotéléphonie et par suite la radiodiffusion si profondément entrée dans nos habitudes que nous en oublions presque l'assez récente origine.

Vous savez combien toute cette nouvelle technique de la Radioélectricité, fondée en dernière analyse sur les propriétés de l'électron, s'est développée rapidement. Pour progresser, on a dû imaginer des dispositifs compliqués et perfectionnés tels que ces tubes polyodes qui ont souvent cinq ou six électrodes dont chacune a à jouer un rôle précis dans le fonctionnement du tube ou que ces montages à réaction où le talent de l'ingénieur parvient à obtenir, par le couplage approprié de certains circuits, les effets qu'il souhaite. Tandis que les premiers radiotélégraphistes utilisant des ondes amorties obtenues à l'aide de circuits oscillants alimentés par des transformateurs et des alternateurs, devaient bien connaître l'électrotechnique macroscopique, mais pouvaient tout ignorer de l'électron, le radioélectricien d'aujourd'hui doit être un familier de l'Électronique et en connaître toutes les finesses.

Toujours en progrès, la Radioélectricité s'oriente depuis quelques années vers des voies nouvelles par l'emploi d'ondes électromagnétiques de plus en plus courtes de l'ordre du mètre ou même du centimètre. Ces ondes ultra-courtes, par leur pouvoir de pénétration, par leur aptitude à fournir des faisceaux dirigés analogues au faisceau de lumière d'un projecteur ont permis des applications extraordinaires telles que le fameux radar ou les câbles hertiens. Toute une branche nouvelle de la technique radioélectrique s'est ainsi rapidement constituée.

Mais l'emploi d'ondes de plus en plus courtes a soulevé de nombreux problèmes nouveaux. La production de ces ondes par des triodes est difficile et pour une longueur d'onde suffisamment faible, elle devient même impossible : on a dû inventer d'autres dispositifs, magnétrons et klystrons. Ces dispositifs nouveaux exigent pour leur mise au point des études difficiles sur le comportement des électrons soumis à des champs magné-

tiques ou électriques appropriés avec des conditions aux limites données. Il suffit de parcourir les mémoires consacrées à la théorie des magnétrons, des klystrons, des tubes à ondes progressives, etc... pour voir combien les ingénieurs radioélectriciens doivent aujourd'hui bien connaître les propriétés mathématiques du mouvement des électrons. Par ailleurs dans les klystrons où le circuit oscillant des anciens dispositifs est remplacé par une cavité métallique résonante, il faut faire le calcul des fréquences propres de ce genre de cavité, ce qui est une application souvent difficile de la théorie générale du champ électromagnétique. Enfin pour guider ces ondes électromagnétiques et pour les projeter dans une direction donnée comme le faisceau lumineux émis par un phare, on doit employer des tubes de guidage ou des cornets et savoir prévoir la propagation des ondes très courtes dans ces guides et dans ces cornets ainsi que les phénomènes de diffraction qui se produisent à leur embouchure : ce sont là encore des problèmes difficiles de théorie électromagnétique qui fournissent une belle illustration de l'aide féconde que peuvent se prêter la science pure et la technique.

Un exemple bien connu des moyens nouveaux que la connaissance des électrons a apporté à l'électrotechnique est fourni par l'oscillateur cathodique, l'ancien tube de Braun, qui permet de suivre sans aucune inertie toutes les variations d'une tension électrique et d'en tracer le diagramme. Les anciens dispositifs oscillographiques dus à André Blondel sont aujourd'hui nettement surpassés par les oscillographes à électrons qui profitent de la valeur extrêmement petite de la masse électronique.

Une des manières les plus anciennement connues d'obtenir des électrons est l'effet photoélectrique découvert par Hertz en 1887. Ce phénomène d'éjection d'électrons par un métal soumis à une irradiation a beaucoup retenu l'attention des physiciens il y a un demi-siècle parce qu'il suit des lois qui étaient tout à fait inattendues et son étude a été, avec celle du rayonnement noir, à l'origine du développement de la théorie des quanta si importante pour l'interprétation des phénomènes de l'échelle atomique. Mais l'étude de l'effet photoélectrique n'a pas seulement été importante pour les progrès de la Physique pure : elle a aussi abouti rapidement à des applications. C'est, en effet, sur les propriétés de l'effet photoélectrique qu'est fondé le fonctionnement des cellules photoélectriques, dispositifs qui ont permis toutes sortes d'applications aujourd'hui bien connues. Leur emploi a notamment rendu possible la Télévision, technique nouvelle, dont les progrès d'abord assez lents sont devenus maintenant très rapides. La technique de la Télévision qui fait intervenir à la fois les propriétés de cellules photoélectriques et celles des électrons dans les tubes cathodiques n'a pu se développer qu'en utilisant les découvertes réalisées, il y a un demi-siècle par les physiciens qui ont fondé l'Électronique.

Nous avons vu la Science de l'Électricité se développer en deux stades, d'abord en surface, pourrait-on dire, puis en profondeur, explorant successivement les phénomènes de l'échelle humaine, puis les phénomènes de l'échelle atomique. De ces deux phases des progrès de la science électrique, nous avons vu sortir l'électrotechnique classique, la technique des courants forts, puis l'électronique et plus généralement la technique des courants faibles. Ces applications directes et rapides des progrès de la Science ont eu, est-il besoin de le dire, un énorme retentissement sur l'évolution de la civilisation contemporaine. La production et le transport à distance de l'énergie électrique ont bouleversé les conditions de l'industrie : les procédés électrolytiques ont transformé toute une partie de la Chimie : l'éclairage électrique, le télégraphe, le téléphone, les applications domestiques de l'électricité, la traction électrique ont profondément modifié les conditions de la vie quotidienne. Relevant plus spécialement de l'Électronique, la Radioélectricité sous ses formes actuelles, la Télévision et toutes sortes d'autres applications, notamment dans le domaine des radio-communications ont également pénétré dans nos habitudes ou le feront prochainement. Le radar,

les dispositifs de téléguidage, etc... ont eu ou auront bientôt de nombreuses applications pacifiques ou militaires. Les applications de l'Electricité rendues possibles par les découvertes des savants, mises au point par les techniciens, ont véritablement pris une place prépondérante dans la civilisation moderne.

Et sans aucun doute, nous ne sommes pas au bout de cette évolution. Déjà des voies inattendues se sont ouvertes pour les applications de l'électronique. Je citerai celles qui dérivent des idées de la mécanique ondulatoire. L'étude de la structure des corps par la diffraction des électrons, étude si importante pour la métallographie, la connaissance des états de surface et pour tant d'autres problèmes d'un intérêt vital pour l'industrie, en est un premier exemple. Un second est fourni par le microscope électronique si précieux pour l'étude de la structure de la matière et pour beaucoup de recherches biologiques : par l'invention du microscope électronique, la microscopie qui jusque-là était un domaine réservé aux opticiens et aux fabricants de verre, appartient maintenant en partie à l'art de l'ingénieur électricien.

Le développement de la Physique nucléaire, auquel je ne puis ici faire qu'une rapide allusion, va faire naître d'autres formes de l'électrotechnique. Non seulement la captation de l'énergie nucléaire va permettre sans doute, à plus ou moins proche échéance, un nouveau mode de production de l'électricité, les stations centrales atomiques venant doubler les stations centrales thermiques et hydrauliques actuellement usuelles, mais de plus les techniques de la Physique nucléaire vont poser aux ingénieurs électriciens des problèmes nouveaux. Je pense par exemple, en disant cela, à ce renouveau d'intérêt pour les machines électrostatiques, si peu étudiées depuis le XVIII^e siècle, que les recherches de Physique nucléaire ont provoqué parce qu'elles ont besoin de très hauts potentiels avec faibles débits. Je pense aussi à toute cette catégorie d'appareils portant des noms rocaillieux (cyclotrons, synchrotrons, betatrons, etc...) qui servent

à communiquer à des particules de l'échelle atomique des énergies extrêmement élevées : la construction de ces appareils qui entraînent souvent des frais très considérables posent à la sagacité des électriciens des problèmes théoriques et techniques extrêmement difficiles.

Vous voyez donc par ces quelques exemples que l'extrême pointe des conquêtes de la Physique laisse déjà entrevoir bien des extensions nouvelles des applications de l'Electricité qui, à la longue, auront certainement d'importantes répercussions sur notre civilisation et notre vie journalière. Et, au-delà de celles que nous entrevoyons, il y a toutes celles qui nous échappent encore complètement. N'oublions pas que, selon la belle image de Newton, l'océan de la vérité s'étend toujours complètement inexploré devant nous. Sa conquête progressive, pour partielle qu'elle doive toujours rester, nous apportera certainement des connaissances nouvelles, tout à fait imprévues, dont découleront sans cesse des applications nombreuses aux multiples répercussions sur notre civilisation et sur nos conditions d'existence.

L'Ecole supérieure d'Electricité fête aujourd'hui le soixantième anniversaire de sa création. Fondée par les physiciens et les industriels de la fin du siècle dernier, elle fut d'abord exclusivement tournée vers ce qu'on peut appeler aujourd'hui l'électrotechnique classique, celle des forts courants et du gros appareillage. Plus tard, pour refléter dans sa structure les deux étapes du développement de la Science de l'Electricité, elle s'est divisée en deux branches : l'une d'elles est toujours consacrée à l'électrotechnique classique qui reste la base de l'industrie électrique et où des problèmes nouveaux se posent sans cesse : l'autre, plus spécialement tournée vers la Radioélectricité et l'Electronique, forme des ingénieurs qui contribuent et contribueront aux progrès extrêmement rapides et variés de la technique en ce domaine. L'enseignement, à la fois élevé du point de vue théorique et fortement orienté vers la pratique, que reçoivent ses élèves, place l'Ecole supérieure



Grande Salle de Mesures Electriques de l'Ecole Supérieure d'Electricité.

d'Electricité, dans le domaine qui est le sien, au point de jonction entre la science et la technique, là où les progrès de la science viennent retentir sur les applications. Par l'enseignement qu'elle dispense, par les hommes de valeur qu'elle a formés, ce grand établissement a noblement et utilement joué son rôle depuis plus d'un demi-siècle. Sous la pression constante des nouvelles découvertes scientifiques et des nouvelles possibilités techniques, elle aura certainement dans l'avenir à faire face à de nombreux devoirs nouveaux. Son brillant passé nous apporte la garantie qu'elle saura les remplir.

Visite de l'Ecole.

Les visites organisées à travers l'Ecole à Malaloff comportaient un parcours qui conduisait le visiteur parmi toutes les salles, laboratoires et locaux utilisés à la formation des élèves de la Division « Electricité » et de la Division « Radioélectricité et Electronique ».

C'est ainsi qu'on put examiner en détail et suivre des démonstrations sur des appareils en fonctionnement dans les différentes salles réservées aux essais et travaux pratiques.

On rappellera qu'à la Division Electricité, les travaux pratiques comprennent :

- a) Des manipulations de mesures électriques, effectuées dans les locaux du service correspondant;
- b) Des essais de machines, effectués également dans les locaux du service correspondant;
- c) Des travaux de bobinage de machines électriques, effectués à l'atelier;

De même, les travaux pratiques de la Division Radioélectricité et Electronique comprennent :

- a) Des manipulations de mesures électriques, effectuées dans les locaux du Service des Mesures électriques de la Division Electricité;
- b) Des essais de machines, effectués dans les locaux du Service d'Essais de Machines de la Division Electricité;
- c) Des manipulations de Radioélectricité et d'Electronique effectuées dans les Laboratoires de la Division Radioélectricité et Electronique.

Inauguration du bas-relief de René Mesny.

La cérémonie se déroula le jeudi 13 mai à 15 h. sur le palier du premier étage de l'Escalier d'Honneur de l'Ecole, où se trouve le bas-relief.

Cette cérémonie à laquelle assistait le fils de René Mesny, fut marquée par les allocutions de M. P. BESSON, Directeur de l'E.S.E., de M. GILOUX, Ingénieur-Radio E.S.E., parlant au nom de la Société Amicale des Ingénieurs Diplômés E.S.E. et de tous les anciens Elèves de René Mesny, de M. G. RABUTEAU, Président de la Société des Radioélectriciens.

ALLOCUTION DE M. P. BESSON

« Celui dont nous avons déploré la disparition en 1949, et que nous honorons aujourd'hui, René Mesny fut, au cours de sa carrière, un Savant, un Professeur, un Ingénieur et un Marin, et c'est à ces divers titres que monte vers lui la reconnaissance de l'Ecole supérieure d'Electricité et de tous les Radioélectriciens. Rarement, sans doute, furent réunies, en une même personne, des aptitudes considérées parfois comme s'excluant dans une certaine mesure : théoricien et mathématicien que ne rebutaient pas les méthodes de calcul les plus modernes, il était aussi un réalisateur ayant le don de l'organisation, un praticien et un expérimentateur qui savait animer un laboratoire, et, tout en dirigeant des ingénieurs et des techniciens, poursuivre avec succès des recherches personnelles.

C'est à Brest que René Mesny naquit, le 19 juillet 1874, et qu'il éprouva tout d'abord une vocation de marin qui le conduisit à l'Ecole Navale. Toutefois, poursuivant des études scientifiques, il

se fit assez rapidement verser dans le Corps des Professeurs d'Hydrographie, ce qui le conduisit à résider successivement à Saint-Raphaël, à Granville et, enfin, au Havre.

Sans doute, avait-il déjà été intéressé par la radioélectricité naissante, mais c'est la guerre de 1914 qui l'orienta définitivement vers cette technique, à laquelle il devait, par la suite, apporter tant de développements.

La Marine Nationale avait, en effet, confié, aux divers Professeurs d'Hydrographie mobilisés, des Services concernant la Radiotélégraphie et les domaines connexes. Ce fut pour notre Pays et pour la Science un heureux hasard, sans doute quelque peu provoqué, qui donna à René Mesny la responsabilité de l'exploitation de stations radiogoniométriques, et qui fut à l'origine des recherches qu'il entreprit sur les radiogoniomètres à cadre mobile, associés aux amplificateurs à lampes, qui venaient d'être mis au point.

Ces études ne pouvaient manquer d'attirer l'attention de celui qui fut l'animateur de la Radiotélégraphie à cette époque, du Général Ferrié, et, rapidement, celui-ci obtint le détachement, à l'Etablissement Central de la Télégraphie Militaire, de René Mesny, qui, dès lors, put poursuivre des recherches de divers ordres, tant en ce qui concerne la radiogoniométrie, déjà évoquée, que les mesures de champ électromagnétique, la propagation des ondes, notamment des ondes courtes, les résistances en haute fréquence, les antennes à propriétés directives. De la période qui a suivi immédiatement la guerre datent, en particulier, deux inventions auxquelles son nom reste attaché : d'une part, ce fameux montage symétrique, particulièrement adapté à la génération des oscillations de hautes fréquences, et que, ingénieurs, techniciens et même amateurs, ont pris l'habitude d'appeler, un peu irrévérencieusement un « Mesny ». D'autre part, l'antenne à propriétés directives dont le principe fut simultanément indiqué par un des anciens élèves de l'Ecole supérieure d'Electricité, M. Chireix, Ingénieur à la Société Française Radioélectrique, et qui est toujours connue sous la dénomination d'antenne « Chireix-Mesny ».

On me permettra peut-être d'évoquer au passage un souvenir personnel remontant à cette époque. Nous trouvant simultanément à Brest, René Mesny voulut bien m'inviter à assister aux essais qu'il poursuivait sur le chasseur de sous-marins « Arras », pour étudier le rayonnement d'antennes en grecque, fonctionnant sur des ondes de quelques mètres de longueur. Je pus, à cette occasion, admirer avec quelle facilité il savait résoudre des problèmes, alors délicats, de détermination du rayonnement d'une antenne multiple, et aussi avec quelle dextérité il réglait au mieux un ensemble complexe, parfois installé dans des conditions difficiles, sur un bateau dont la stabilité n'était pas la qualité essentielle.

J'appréciai également sa bonté naturelle, sa bienveillance pour tous ceux qui s'intéressaient à la Radioélectricité, sa simplicité extrême, mettant immédiatement à l'aise les ingénieurs, les techniciens qui devaient collaborer avec lui et qui, avant de le connaître, étaient parfois intimidés à la pensée de se trouver en présence d'un Savant dont la renommée avait déjà largement dépassé nos frontières.

Le concours qu'apporta à l'Ecole supérieure d'Electricité René Mesny fut considérable, et c'est encore au Général Ferrié que l'initiative en revient. Il trouve son origine dans une série de conférences sur la Radiogoniométrie qui furent professées dès 1919, et qui eurent pour conséquence la publication de ce qui fut très vraisemblablement le premier grand traité mondial de Radiogoniométrie. Sans vouloir entrer ici dans des détails trop techniques, je ne saurais manquer d'évoquer la manière élégante dont René Mesny a su, dans cet ouvrage, aborder et résoudre par le calcul le problème alors extrêmement complexe de la détermination des déviations quadrantes dues à la coque du navire, qui influence les relevements radiogoniométriques pris à bord.

Un peu plus tard, il accepta également d'exposer à nos élèves des compléments de mathématiques, spécialement adaptés aux besoins des ingénieurs.

Très vite, ensuite, le Général Ferrié chargea René Mesny de succéder au Colonel Chaulard, devenu depuis Général, et de professer le grand Cours de Radiotechnique de notre section de Radio-électricité. Et ce fut alors la publication de l'important traité de Radioélectricité Générale, en plusieurs volumes, livre de chevet de tous les Radioélectriciens, auquel on peut, aujourd'hui encore, se référer sans crainte.

Simultanément d'ailleurs, René Mesny dirigeait ce qui devait devenir le Laboratoire National de Radioélectricité, et poursuivait des travaux personnels, apportant, par exemple, une importante contribution aux recherches sur les ondes métriques, sur les oscillateurs à lampes, utilisant, l'un des premiers, l'oscillographe cathodique pour l'étude des courants et des tensions de fréquences très élevées, ainsi que pour l'examen de l'accrochage des oscillations, réalisant un dispositif générateur d'oscillations triphasées à haute fréquence, étudiant la propagation des ondes et l'influence de l'ionosphère.

Il représentait la France dans de nombreuses Conférences Internationales où ses avis étaient unanimement appréciés. De hautes distinctions lui avaient été accordées. Président d'honneur de l'Union Radioscientifique Internationale, Membre de l'Académie de Marine, Lauréat, à diverses reprises, de l'Académie des Sciences, il avait été promu, dès 1927, Commandeur de la Légion d'honneur. M. Rabuteau, Président de la Société des Radioélectriciens, nous dira tout à l'heure l'importance de son rôle comme Secrétaire Général, puis comme Président de cette Société, l'impulsion qu'il sut lui donner, l'œuvre qu'il y accomplit.

L'âge de la retraite comme Professeur d'Hydrographie atteint, il eut l'occasion d'apporter son concours aux Etablissements Belin et s'intéressa aux problèmes concernant la transmission des photographies à distance et la télévision. Malgré ses nombreuses occupations, il trouva alors le temps de préparer et de publier un petit ouvrage très clair et très accessible, concernant cette dernière technique.

En 1939, dès le début de la guerre, il se mit à la disposition de la Marine, et étudia pour elle, dans sa propriété de Bretagne, des dispositifs d'antennes spéciaux, tout en rédigeant un dernier tome de son traité de Radioélectricité générale, qui devait être consacré au calcul et à la réalisation des antennes à propriétés directives, et qui resta, malheureusement, inachevé.

Il avait, hélas, ressenti les premières atteintes du mal qui devait l'emporter en 1949, mais qui ne l'empêcha pas, jusqu'aux derniers moments de poursuivre des études scientifiques, notamment dans le domaine des calculs de propagation des ondes et des réflexions sur l'ionosphère.

On a souvent cité l'une des phrases de la Préface de son traité de Radioélectricité, mais je n'hésite pas à la répéter, car elle caractérise parfaitement les tendances de son auteur, et marque bien le rôle qu'il assignait au calcul dans la poursuite des recherches :

« Qu'il me soit permis cependant — écrivait-il — de rappeler au débutant que le calcul n'est qu'un outil, et que la place qu'il occupe dans un exposé ne se mesure pas à son importance : les résultats d'une étude sont souvent exprimés en quatre lignes suivant quatre pages de calcul, ce sont les quatre lignes qui comptent ».

Et encore dans la Préface de son traité de Radiogoniométrie :

« Une formule n'est pas un article de foi : elle peut être plus ou moins certaine selon les conditions de son établissement, mais ceux qui la comprennent sont toujours prêts à la modifier ou à la rejeter quand ils s'aperçoivent qu'elle n'est plus d'accord avec les faits. L'expérience et la théorie se complètent, elles vont de pair, se dépassant et se corrigeant tour à tour ; si elles viennent à se contredire, c'est toujours au plus grand bénéfice de l'une ou de l'autre, elles n'entrent pas en guerre pour cela, et la théorie la plus poussée reste toujours le meilleur guide de l'expérience, même quand elle est établie sur des bases fragiles ».

Est-il de meilleur exemple pour nos élèves que celui de ce Professeur rompu aux procédés mathé-

matiques les plus délicats, mais qui n'hésitait pas à prendre en mains les boutons de commande d'un appareil, et à exécuter lui-même les réglages pour la bonne réussite d'une expérience !

Et comment, dès lors, notre Ecole n'aurait-elle pas souhaité voir à côté du bas-relief évoquant le souvenir du Général Ferrié, un bas-relief analogue reproduisant les traits de René Mesny ?

Œuvre difficile et délicate à réaliser, les seuls documents qui pouvaient être mis à la disposition de l'Artiste consistant en quelques photographies, mais dont voulut bien se charger le graveur Delannoy, que je tiens à féliciter et à remercier particulièrement, ainsi que l'éditeur d'Art Arthus Bertrand, qui nous aida de ses conseils.

Aux enfants de René Mesny, aux membres de sa famille, je veux enfin redire, et notre douleur d'avoir perdu celui qui fut l'un des plus grands parmi nos Maîtres, et le souvenir impérissable et profondément reconnaissant que tous ceux qui, dans cette Maison, l'ont connu, conserveront de lui.

ALLOCUTION DE M. GILOTAUX

« Je ne pensais guère, en cet hiver 1932-1933, qu'un jour j'aurais le grand et émouvant honneur d'avoir à parler du Professeur Mesny, au nom de ses anciens élèves et d'évoquer son souvenir devant le bas-relief qui doit perpétuer sa mémoire auprès du bas-relief du Général Ferrié.

Il m'est facile, après plus de vingt ans, de parler de lui comme si je l'avais quitté hier, car c'était un homme dont on n'oublie pas la personnalité. Je revois son fin visage, son regard clair et bon, et nous nous souvenons tous de la houppe-lande de marin qu'il revêtait en hiver pour venir à l'Ecole, et qui lui donnait sa silhouette caractéristique.

Sa froideur un peu timide cachait une gentillesse sans bornes et la grande modestie des vrais savants.

Il professait alors le Cours de Radioélectricité Générale, qui constituait, bien entendu, la partie la plus importante de nos études. Nous en voyions bien l'intérêt immédiat, en rapport direct avec nos examens, mais ce n'est que plus tard que nous avons compris l'importance profonde de cet enseignement dans lequel se trouvaient réunis les fondements immuables auxquels, sa vie durant, un ingénieur radioélectricien doit se reporter. Nous avons tous dans nos bibliothèques les quatre fascicules un peu usés du Cours à couverture jaune « ronéotypé » à la Télégraphie Militaire. Depuis vingt ans, ces leçons ont paru en librairie et elles ont contribué à former des milliers d'ingénieurs dans cette Ecole et ailleurs. Toutefois, ce cours absolument théorique et à base mathématique, le Professeur Mesny n'oubliait pas qu'il devait servir non seulement à de futurs ingénieurs de recherche, mais aussi à de futurs ingénieurs de développement ou de fabrication, aussi nous disait-il souvent : « En dehors des développements mathématiques, je voudrais que vous acquériez la notion de l'ordre de grandeur ». Ce qui voulait dire : « Ne faites pas de calculs monstrueux qui aboutissent à des réalisations en dehors des règles de la bonne technologie, évaluez à l'avance les limites entre lesquelles doit se situer le résultat ».

Ainsi que le disait M. le Directeur Besson, le Professeur Mesny n'était pas qu'un théoricien, il était aussi un praticien et il savait combien la théorie et la pratique sont inséparables. C'est pourquoi une bonne partie de nos travaux pratiques portait sur les applications du Cours de Radioélectricité Générale : essais sur les circuits couplés, essais d'antennes, essais de cadre, etc... Enfin, un projet mettant en application une des spécialités du Cours lui permettait de vérifier si nous avions bien acquis cette fameuse notion de l'ordre de grandeur.

Après notre sortie de l'Ecole, nous avons eu la chance de revoir René Mesny dans les réunions de la Société des Radioélectriciens qu'il présidait, et nous sentions l'amitié et l'intérêt qu'il nous portait, alors que nous craignions qu'au milieu de la multiplicité de ses charges et aussi de ses élèves, nous ne soyons devenus pour lui qu'un visage vite oublié.



Malheureusement pour nous, il s'éloigna bientôt de Paris et la guerre survint, coupant tout contact. Dans nos réunions, nous parlions de lui, nous avions quelques nouvelles indirectes, nous apprenions qu'il était gravement souffrant.

Puisse la précision des quelques traits que j'ai rapportés, vous convaincre de la vivacité du souvenir que nous gardons dans notre cœur !

A ses Enfants ici présents, au nom de mes Camarades, ses anciens élèves, je tiens à souligner la reconnaissance que nous lui devons, et à les assurer du souvenir affectueux que nous gardons de lui ».

ALLOCUTION DE M. G. RABUTEAU

« Les aspects principaux de la carrière de René Mesny, la diversité de ses aptitudes scientifiques et de ses qualités humaines viennent d'être évoqués devant vous d'une manière à la fois brillante et fidèle, et je voudrais essayer de montrer maintenant l'importance de la contribution de René Mesny au développement de la Société des Radioélectriciens, de souligner comment l'action de Mesny s'est affirmée depuis la publication de ses premiers travaux dans l'Onde Electrique, vers 1920, jusqu'au moment où la maladie l'a écarté de la Société.

M. Besson nous a rappelé l'œuvre importante de Mesny dans le domaine de la radiogoniométrie, de la propagation des ondes courtes, des antennes. Je suis certain qu'il me permettra de souligner un aspect des travaux de Mesny sur la propagation des ondes courtes : C'est, à ma connaissance, Mesny qui, l'un des premiers, a, entre 1920 et 1925, avec la collaboration de M. P. David, mis en évidence les interférences entre les rayons directs et réfléchis en ondes métriques, d'abord au cours d'expériences entre la Tour Eiffel et le clocher de Montjavoult, puis au cours d'essais dans le Goulet de Brest, à partir de la Tour de Mengam.

L'importance de ces réflexions, notamment dans

le domaine du radar, est maintenant bien connue et appréciée de tous. Il n'en était certainement pas de même entre 1920 et 1925.

Mais l'activité de Mesny a très largement dépassé ses travaux techniques et scientifiques. Indépendamment de son rôle considérable à l'Ecole supérieure d'Electricité, Mesny a puissamment contribué au développement de la Société des Radioélectriciens par son action personnelle, par les nombreux articles qu'il a publiés (une vingtaine), par leur qualité technique et surtout par l'élévation de la conception et de la pensée qu'il nous a donnée en exemple.

Progressivement, la contribution de Mesny, d'un caractère presque exclusivement technique à l'origine, s'est modifiée et élargie. C'est ainsi qu'en 1935, à côté d'études sur la propagation et la radiogoniométrie, on pouvait voir Mesny aborder des sujets présentant des aspects philosophiques.

Dans un article magistral, publié en 1935 et intitulé : « **La Théorie et l'Expérience en Radio-électricité** », Mesny a souligné l'opposition stérile qui existe trop souvent entre les partisans trop exclusifs de la théorie et l'expérience.

La plupart d'entre nous ont certainement encore présent à l'esprit l'enthousiasme suscité par les résultats obtenus par les amateurs dans le domaine des ondes courtes. De là, nous disait Mesny, à proclamer la vanité des théories, voire leur danger, il n'y a qu'un pas, facilement franchi par ceux auxquels le calcul n'est pas naturellement sympathique et qui, en raison de cette tournure d'esprit, souhaiteraient de n'en rencontrer jamais sur leur chemin.

Mesny voulait que la partie mathématiques ne soit que l'outil indispensable à la théorie, mais, ayant rappelé que les mathématiques devaient rester un moyen et non un but pour le chercheur, il s'efforçait de souligner leur rôle essentiel, rappelant que les théories qui se bornent à établir des relations qualitatives deviennent bientôt impuissantes et que, pour apprécier l'accord ou le désac-

cord entre l'expérience et l'idée émise, il faut développer les conséquences de celle-ci et, pour cela, utiliser, le plus souvent, pour ne pas dire toujours, un appareil mathématique souvent fort complexe.

« Dans la recherche du progrès, écrivait Mesny, il y a place pour toutes les activités et c'est un bienfait pour l'humanité qui comporte des individus de genres si divers : tous peuvent s'employer à la conquête des secrets de la nature tout en suivant leur marche naturelle et le travail de formation des jeunes générations ne doit pas méconnaître cette vérité ».

Etudiant les conditions du progrès industriel, Mesny affirmait déjà, il y a près de 20 ans, ce qu'on paraît redécouvrir aujourd'hui, notamment l'insuffisance d'une coopération organisée dans le domaine de la recherche scientifique et la situation trop effacée faite par la France aux Laboratoires. « Nous ne voyons, écrivait-il, que des embryons de laboratoires où les moyens intellectuels, très souvent d'un niveau élevé, sont si réduits en quantité, qu'aucun problème ne peut être traité à fond ».

Mesny considérait comme un véritable devoir national de secouer l'apathie de ceux qui n'acceptent trop souvent qu'en surface la nécessité de la recherche théorique.

Enfin, Mesny, avec son tempérament de Professeur, soulignait le rôle essentiel de la théorie dans l'enseignement, où elle permet de faire concevoir clairement les liens qui unissent entre eux les phénomènes et de grouper les éléments à assimiler dans un ordre tel que chacun y prenne le moins de place possible et que la connaissance de quelques-uns d'entre eux mette immédiatement sur le chemin des autres.

« La théorie, écrivait-il, permet, en quelque sorte, un exposé économique » des connaissances. Elle est, d'autre part, avec la formation mathématique, indispensable à l'ingénieur qui n'a pas à craindre, s'il la possède, de voir dévier son jugement ».

Cette conscience de ses responsabilités de savant a poussé René Mesny à jouer un rôle très actif à la Société des Radioélectriciens. Son dévouement à cette Société a constitué un aspect important de sa carrière et témoigne d'un désintéressement auquel je tiens à rendre un hommage tout particulier.

Mesny pensait, notamment, que la Société des Radioélectriciens devait permettre à tous ceux qui, par leur fonction et leurs études, étaient en contact avec une technique en évolution rapide comme la Radioélectricité, de se former une vue d'ensemble sur les progrès récents et les possibilités nouvelles. C'est ainsi qu'il avait provoqué la publication d'études groupant un certain nombre d'articles ayant trait au même sujet.

L'élaboration, par la Société des Radioélectriciens, d'un projet de réglementation des récepteurs était pour lui une nouvelle occasion d'affirmer la nécessité pour tous les techniciens avertis d'apporter leur contribution à la Société dont l'œuvre, insistait-il, n'était pas seulement technique, mais d'intérêt national.

Pendant les onze années allant de 1923 à 1934, pendant lesquelles Mesny fut le Secrétaire Général de la Société, il s'est dépensé sans compter pour développer ses activités, pour assurer la publication de « L'Onde Électrique », pour équilibrer son budget. Il fonda un Prix, organisa des Conférences de Documentation, créa des liaisons avec les amateurs.

Après avoir assumé pendant onze années la charge du Secrétariat Général de la Société, il fut unanimement élu à sa présidence. Si la Société des Radioélectriciens est ce qu'elle est aujourd'hui, c'est certainement en grande partie le résultat de l'action de Mesny, qui, ultérieurement, fut, à très juste titre, nommé Président d'honneur.

Il a laissé une succession lourde à assumer, mais qui constitue pour nous tous et pour tous ceux qui seront formés dans cette Ecole, un exemple permanent.

Mesny n'était pas seulement un technicien et un savant, il avait su mettre sa technique et sa science à leur place, les intégrer dans une culture et dans des activités plus vastes, au service de son pays.

C'est donc une belle figure d'homme qu'évoque le monument que nous venons d'inaugurer.

Le souvenir de Mesny est de ceux qui doivent entrer dans la tradition déjà si riche de l'Ecole supérieure d'Électricité, et qui pourront l'illustrer longtemps ».

DEMANDE D'EMPLOI

0.28. — Electricien et électronicien. Technicien praticien, plusieurs années maîtrise HF et TV, méth. OST. Cherche direction atelier ou fabrication. Ecrire à la Société qui transmettra.

OFFRE D'EMPLOI

0.29. — On recherche Ingénieur Radio-E.S.E. ayant quelques années de pratique, si possible branche magnétophone. Ecrire aux Ets Bourdureau, 262-264, rue de Belleville, à Paris (20°).

0.30. — Deux ingénieurs E.S.E.; radio préférence ou autre formation, goût et connaissances électronique appliquée, nationalité française, 5 ans expérience industrielle, âge minimum 30 ans, pour études matériels nouveaux, télécommunications, télémesure. Ecrire : J. Turck, 19, rue de la Gare, Cachan (Seine).

IN MEMORIAM

MICHEL ADAM

Le dévoué Secrétaire de notre section, Michel ADAM, a quitté ce monde après une courte et pénible maladie qui a laissé tous ses amis dans une douloureuse stupéfaction.

De très nombreux amis sont venus le 28 mai en l'église de sa paroisse lui rendre un dernier hommage et assurer Madame Michel ADAM et sa famille de leur sympathie attristée.

Son éloge n'est certainement pas à faire parmi les Membres de la Section qui savaient le retrouver à chacune de nos séances, fidèle au Secrétariat qu'il assurait avec une compétence remarquable.

Sur un plan plus général, à toutes les manifestations touchant à l'électronique, conférences, congrès, expositions, etc... Michel ADAM était présent, attentif, effacé mais efficace, prenant des notes et posant des questions pertinentes. Le plus souvent ces renseignements recueillis avec soin se retrouvaient dans des compte-rendus publiés dans les principales revues traitant de l'Electronique.

Bachelier ès-sciences, Ingénieur E.S.E. (promotion 1917), il avait reçu la médaille d'argent de l'Enseignement Technique et devait prochainement se voir attribuer le Ruban Violet.

Dès le début de sa carrière son activité professionnelle était orientée vers la Radioélectricité. Directeur de 1920 à 1927 de la première revue technique de T.S.F. « Radioélectricité », puis de 1928 à 1939 Directeur de la Revue Radio-Magazine, il était ensuite nommé Secrétaire Technique de la Fédération Nationale des Industries Radioélectriques et Electroniques.

Parallèlement son activité littéraire et scientifique se développait, aussi bien dans la Presse Radio-électrique que dans la publication d'ouvrages très appréciés :

- ZINCITE ET CRISTADYNE (1923) ;
- LES ONDES RADIOÉLECTRIQUES (1925) ;
- ENCYCLOPÉDIE DE LA RADIOÉLECTRICITÉ (1928-1938-1953) ;
- COMMENT SUPPRIMER LES PARASITES EN T.S.F. (1934) ;
- LA VIE ET LES ONDES (1936) ;
- COURS DE PROTECTION RADIOÉLECTRIQUE ;
- COURS ÉLÉMENTAIRE DE RADIOTECHNIQUE ;



- VOCABULAIRE DE RADIOTECHNIQUE EN SIX LANGUES ;
- LA LAMPE DE RADIO (1946, 4^e édition) ;
- LA HAUTE FRÉQUENCE ET SES MULTIPLES APPLICATIONS ;
- DICTIONNAIRE DE RADIOTECHNIQUE.

Depuis de nombreuses années il apportait d'autre part à l'enseignement technique un concours extrêmement assidu. Chargé du Cours de Protection Radio-électrique à l'Ecole Nationale d'Arts et Métiers de Paris de 1935 à 1939, du Cours de Radiotechnique à l'Ecole Violet de 1937 à 1940, à l'Ecole Centrale de T.S.F. en 1939, au Centre de Reclassement des Electriciens de 1945 à 1947, chargé de Conférences de Radio-technique à l'Ecole Centrale de TSF de 1940 à 1950, Michel ADAM assurait les fonctions de Secrétaire de la Commission de l'Enseignement Technique de la Fédération Nationale des Industries Radio-électriques, et avait été nommé Secrétaire de la 12^e sous-commission « Radioélectricité » de la Commission Nationale Professionnelle Consultative de la Métallurgie. Il avait à ce titre pris une part très active à la préparation des règlements des Certificats d'Aptitudes et Brevets professionnels. Il était Membre du Jury pour ces deux examens.

Sur le plan moral, c'était un homme d'une honnêteté admirable. Chacun d'entre nous avait pu apprécier son dévouement, son affabilité, sa bonté. Il avait pour autrui cette douce philosophie qui comprend les faiblesses, les explique, les raisonne, tandis qu'il était pour lui-même d'un rigorisme absolu.

C'est une grande perte que nous venons d'éprouver, et nous garderons de Michel ADAM un souvenir fidèle et reconnaissant.

P. LIZON.

Président de la 2^e section.