

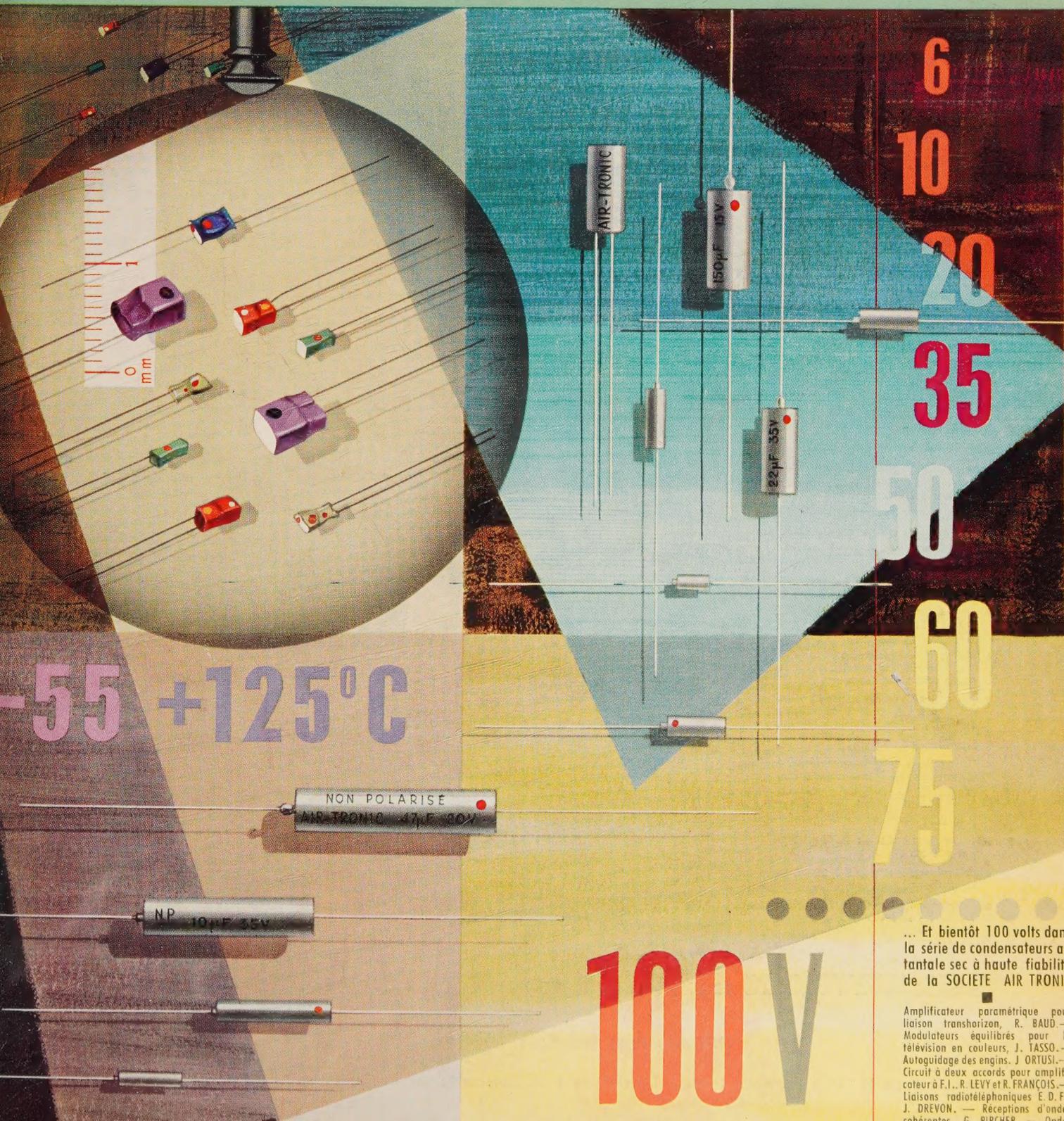
L'ONDE ÉLECTRIQUE

42^e ANNÉE - N° 429

DÉCEMBRE 1962

PRIX : 5 NF

REVUE MENSUELLE de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE des ÉLECTRONICIENS et des RADIOÉLECTRICIENS
PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS



6
10
20
35
50
60
75

-55 +125°C

100 V

... Et bientôt 100 volts dans la série de condensateurs à tantale sec à haute fiabilité de la SOCIÉTÉ AIR TRONIC

Amplificateur paramétrique pour liaison transhorizon, R. BAUD. — Modulateurs équilibrés pour télévision en couleurs, J. TASSO. — Autoguidage des engins, J. ORTUSI. — Circuit à deux accords pour amplificateur à F.I., R. LEVY et R. FRANÇOIS. — Liaisons radiotéléphoniques E. D. F. J. DREVON. — Réceptions d'ondes cohérentes, F. RIBCHER.

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1962)

M. B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Président désigné pour 1963

M. G. LEHMANN, Directeur Scientifique à la C.G.E.

Vice-Présidents

MM. H. PORTIER, Directeur des Etudes à l'E.S.E.

J. DAUVIN, Ingénieur Général des Télécommunications e.r., Directeur délégué du Centre de Recherches de la C.G.E.

P. GRIVET, Professeur d'Electronique à la Faculté des Sciences de Paris.

Secrétaire Général

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef.

Secrétaires Généraux Adjoins

MM. R. CABESSA, Ingénieur à la Société L.M.T., Directeur de la Division systèmes électroniques à la Société Le Matériel Téléphonique.

B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique à l'E.S.E.

Trésorier

M. J.M. MOULON, Directeur Général Adjoint de la Société M.E.C.I.

Secrétaires

MM. M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

J. Blouet, Chef de la Section Métrologie de la Division Radioélectricité et Electronique du L.C.I.E.

J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénominations	Président	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement, Formation et perfectionnement des Ingénieurs et des Techniciens	M. L. CHEREAU	
2	Etudes scientifiques générales	M. L. ROBIN	M. M. MENORET
3	Physique de l'état solide	M. Ch. DUFOUR M. J. PICQUENDAR	M. G. PARICARD M. O. CAHEN
4	Tubes électroniques	M. DANZIN	M. Ch. LOYEN
5	Composants électroniques	M. J. VOGÉ	M. DU CASTEL
6	Propagation des ondes Electroacoustique. Enregistrement des sons	M. R. BUFFARD	M. R. LEHMANN
7	Télécommunications-Radiodiffusion-Télévision	M. J. FAGOT	M. AFFANASSIEFF
8	Radiodétection et localisation, Radionavigation	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
9	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. LOEB	M. G. ROTH
10	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. P. DESNEIGES	Mme KOCH
11	Electronique biologique et médicale	M. J. POLONSKY	M. E. ALLARD

Rédaction de l'Onde Électrique

M. L.-J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Président du

Comité de Rédaction.

M. J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications, Rédacteur en Chef de l'Onde Électrique.

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE D'ALGER

Secrétaire. — M. P. CACHON, Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger.

GRUPE DE L'EST

Président — M. R. GUILLIEN, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.

Secrétaire. — M. E. GUDEFIN, Maître de Conférences à l'E.N.S.E.M.

GRUPE DE GRENOBLE

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

Secrétaire. — M. J. MOUSSIEGT, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble

GRUPE DE LYON

Président. — M. A. SARAZIN, Professeur de Physique Nucléaire à la Faculté des Sciences de Lyon, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Secrétaire. — M. R. ARNAL, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Lyon.

GRUPE DE MARSEILLE

Président. — M. Th. VOGEL, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

Secrétaire. — M. J. GIRAUD, Ingénieur des Télécommunications.

GRUPE DU NORD

Président. — M. N. SEGARD, Professeur, Directeur de l'I.S.E.N.

Vice-Présidents. — M. R. CARPENTIER, Chef du Centre de Télévision la R.T.F.

— M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.

Secrétaire. — M. BOUVET, Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

EXTRAITS DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS a pour but :

1° De contribuer à l'avancement de la radioélectricité et de l'électronique théoriques et pratiques ainsi qu'à celui des sciences et industries qui s'y rattachent.

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

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion de questions concernant la radioélectricité, l'électronique et tout ce qui s'y rattache.

ART. 2. — La Société se compose de membres titulaires, dont certains en qualité de membres bienfaiteurs ou de membres donateurs, et de membres d'honneur :

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° Adresse au Président une demande écrite

appuyée par deux membres, non étudiants, de la Société.

2° Être agréé par le Bureau de la Société.

Tout membre titulaire qui, pour favoriser les études et publications scientifiques ou techniques entreprises par la Société, aura pris l'engagement de verser, pendant cinq années consécutives, une cotisation égale à dix fois la cotisation annuelle, recevra le titre de membre bienfaiteur.

Ceux qui, parmi les membres titulaires, verseront une cotisation égale à cinq fois la cotisation annuelle, seront inscrits en qualité de donateurs.

Tous les membres de la Société, sauf les membres d'honneur, paient une cotisation dont le montant est fixé par une décision de l'Assemblée Générale.

Les membres âgés de moins de 25 ans en cours d'études pourront sur leur demande, bénéficier d'une réduction de 50 % sur leur cotisation. Cette

réduction ne leur sera accordée que pendant cinq années au plus.

Les membres titulaires reçoivent une publication périodique ayant un caractère technique*.

Cette publication leur est adressée gratuitement. Toutefois, les membres résidant à l'étranger devront verser, en sus de leur cotisation annuelle, une somme destinée à couvrir les frais supplémentaires.

MONTANT DES COTISATIONS

Particuliers	30,00 NF
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	15,00 NF
Sociétés ou Collectivités	150,00 NF ou 350,00 NF ou 750,00 NF
au gré de la Société ou Collectivité.	
Particuliers résidant à l'étranger	30,00 NF plus frais postaux.
	5,00 NF

* NDLR. Cette revue est l'Onde Électrique.

Changement d'adresse : joindre 0,50 NF à toute demande.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE A LARGE BANDE POUR LIAISON TRANSHORIZON, par R. BAUD, *Ingénieur au Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Electricité*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 987 à 991).

Le faible bruit thermique des amplificateurs paramétriques recommande particulièrement leur utilisation dans les liaisons trans-horizon par diffusion troposphérique.

En vue d'une telle application, il a été étudié un amplificateur paramétrique du type à réflexion, avec circulateur, dans la gamme de fréquences 830-960 MHz.

On a calculé la température de bruit, le produit gain en tension-bande à 3 dB d'un tel amplificateur dans les conditions optimales.

Des mesures portant sur les propriétés d'un tel amplificateur réalisé sont en bon accord avec les valeurs calculées (température de bruit de l'ordre de 80 °K, produit gain en tension-bande à 3 dB de l'ordre de 100 MHz).

MODULATION, INTERMODULATION, MODULATEURS ÉQUILIBRÉS POUR LA TÉLÉVISION EN COULEURS, par J. TASSO, *Ingénieur E.S.E. (div. Electronique), Licencié ès Sciences Physiques, Ingénieur, Chef du Groupe « Télévision en Couleurs et Impulsions » à la Société La Radio-technique*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 992 à 1013).

Après un essai de définition aussi précis que possible de l'intermodulation et de la modulation, on énumère les principales méthodes de calcul qu'on peut utiliser pour l'étude des intermodulateurs et d'autres réseaux non linéaires, tels que changeurs de fréquence, détecteurs, etc.

Ces méthodes de calcul sont ensuite utilisées pour l'étude et la synthèse des modulateurs équilibrés à tubes et à diodes.

Une large place est accordée à l'élimination des termes parasites résiduels, vu l'importance de cette question dans le domaine de la Télévision en Couleurs.

LES PRINCIPES D'AUTOGUIDAGE DES ENGINS A GRANDE DISTANCE, par J. ORTUSI, *Docteur ès Sciences, Ancien Elève de l'Ecole Polytechnique, Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 1014 à 1040).

Cet article a pour but de rappeler les principes fondamentaux de la navigation par inertie et de montrer comment le développement de cette discipline, attendu dans l'Autoguidage de engins à grande distance, est étroitement lié aux progrès de l'Electronique.

Dans une première partie, l'auteur étudie la trajectoire des engins balistiques pour montrer l'ordre de grandeur de la précision sur la vitesse de ceux-ci requise au moment de l'arrêt de la phase de propulsion.

Dans une seconde partie, l'auteur expose les principes de la navigation par inertie et décrit également les possibilités d'une assistance extérieure notamment par poursuite d'étoiles.

Dans une troisième partie, l'auteur établit sommairement la théorie du gyroscope de mesure, puis étudie les limites mécaniques et physiques de leur précision ultime.

Dans une quatrième partie, l'auteur expose les principes de fonctionnement des accéléromètres mécaniques tant normaux qu'intégrateurs. Il étudie également les appareils donnant la vitesse de l'engin par la mesure de l'effet Doppler optique.

Dans une cinquième partie, l'auteur indique les systèmes de coordonnées utilisés dans la navigation par inertie.

En conclusion, il prévoit que la précision des systèmes d'autoguidage, par ailleurs discrets, autonomes et imbrouillables, pourra rejoindre prochainement la précision du téléguidage et atteindra ainsi l'ordre de grandeur de la précision limitée par les erreurs inhérentes à l'emploi des engins (phénomènes de ré-entrée, incertitudes dans le processus de l'arrêt de la phase de propulsion, etc.).

CIRCUIT A DEUX ACCORDS POUR AMPLIFICATEUR A FRÉQUENCE INTERMÉDIAIRE, par R. LEVY et R. FRANÇOIS, *Société Anonyme des Télécommunications*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 1041 à 1052).

Les amplificateurs à fréquence intermédiaire utilisés dans les faisceaux hertziens comportent souvent des circuits couplés à deux accords. Les formules qui permettent de faire leur synthèse sont établies.

La réponse en amplitude, le gain à la fréquence centrale, l'impédance d'entrée, la distorsion de temps de propagation de groupe de ces circuits sont déduits des formules de synthèse.

MATÉRIELS UTILISÉS PAR L'E.D.F. POUR SES LIAISONS RADIOTÉLÉPHONIQUES DANS LA BANDE DES 80 MHz, par J. DREVON, *Ingénieur E.S.E., Chef du département Télécommunications, Société Télécommunications Radioélectriques et Téléphoniques*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 1053 à 1062).

La mise en service du vaste réseau radiotéléphonique destiné aux services de l'E.D.F. a nécessité la construction et la mise en service de postes émetteurs-récepteurs fonctionnant dans la bande des 80 MHz associés à des systèmes particuliers d'appel sélectif.

Les matériels décrits sont une des solutions adoptées pour l'équipement de ce réseau.

RÉCEPTION D'ONDES COHÉRENTES EN RADIOÉLECTRICITÉ ET EN OPTIQUE, par G. PIRCHER, *Service d'Etudes Avancées, Compagnie Française Thomson-Houston*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 1063 à 1068).

Quelques différences essentielles entre la transmission d'informations sur portuses optiques ou radioélectriques sont indiquées en ce qui concerne l'émission et la réception.

L'attention est attirée sur l'importance de la cohérence latérale en optique permettant une émission se rapprochant de l'émission radioélectrique avec un gain d'antenne considérable.

La nécessité de disposer de transposers de fréquence optique radioélectrique est signalée.

Enfin, une comparaison des bruits intervenant en radio et en optique est exposée en insistant particulièrement sur l'effet des fluctuations quantiques en optique.

Une application à la transmission d'informations à grande distance est donnée en comparant les puissances nécessaires en radio-électricité (3 000 MHz) et en optique (1 μ).

Cette étude a pour objet d'indiquer quelques traits caractéristiques de l'émission et de la réception d'ondes cohérentes en radioélectricité et en optique.

ONDES LONGITUDINALES DANS UN PLASMA STATIONNAIRE EN L'ABSENCE DE CHAMP MAGNÉTIQUE, par V. GLAUDE et F.Y. YOUNG, *Carnegie Institute of Technology*. Onde Electrique de décembre 1962 (pages 1069 à 1072).

En effectuant le calcul de la constante de propagation à partir des équations de la magnétohydrodynamique associées aux équations de Maxwell, on met en évidence le fait que le plasma se comporte toujours comme un ensemble indissociable de deux gaz couplés électrostatiquement.

Aux fréquences basses (ondes « ioniques »), le gaz électronique suit le gaz ionique dans son mouvement, les vitesses étant sensiblement les mêmes.

Aux fréquences élevées au contraire (ondes « électroniques ») les deux mouvements sont en opposition de phase.

Deux résonances ont lieu, respectivement à la fréquence ionique et à la fréquence électronique du plasma.

SUMMARIES OF THE PAPERS

DOUBLE-TUNED CIRCUITS FOR INTERMEDIATE FREQUENCY AMPLIFIERS, by R. LEVY and R. FRANÇOIS. *Société Anonyme des Télécommunications*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 1041 to 1052).

Double-tuned circuits are often used in intermediate frequency amplifiers for radio-links. The relations which permit the synthesis of these circuits are established.

Amplitude response, gain at central frequency, input and output impedances, envelope delay distortion of those circuits are deduced from the synthesis relations.

EQUIPMENT USED BY THE E.D.F. FOR ITS RADIO-TELEPHONE CIRCUITS IN THE 80 Mcs BAND, by J. DREVON, *Ingénieur E.S.E., Chef du département télécommunications, Société Télécommunications Radioélectriques et Téléphoniques*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 1053 to 1062).

The bringing into service of an extensive radio-telephone network developed for the E.D.F. services has made necessary the construction and putting into operation of transmitter-receiver installations operating in the 80 megacycles band associated with special selective ringing systems.

The material described is one of the solutions used in the equipment of this network.

RECEPTION OF COHERENT WAVES IN RADIO-ELECTRIC AND OPTICAL FORMS, by G. PIRCHER, *Service d'Etudes Avancées, Compagnie Française Thomson-Houston*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 1063 to 1068).

There is a description of various basic differences between transmission of information on optical carriers and on radio-electric carriers as far as concerns transmission and reception.

Attention is drawn to the importance of lateral coherence in the optical form making possible an emission similar to radio-electric emission with a considerable antenna gain.

Attention is drawn to the necessity for providing optical radio-electric frequency convertors.

Finally, there is a comparison of the noise involved in radio and in optics with particular emphasis on the effect of quantum fluctuations in optics.

An application relating to the long distance transmission of intelligence is given, with a comparison of the powers necessary in radio electricity and in optics.

The object of this account is to put out various characteristic qualities of transmission and reception of coherent waves in radio electricity and in optics.

LONGITUDINAL WAVES IN A STATIONARY PLASMA IN THE ABSENCE OF MAGNETIC FIELD, by V. GLAUDE and F.Y. YOUNG, *Carnegie Institute of Technology*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 1069 to 1072).

When making calculations on the propagation constant derived from magnetohydrodynamic equations associated with the Maxwell equations, attention is drawn to the fact that the plasma always behaves like an inseparable mixture of two gases coupled electrostatically.

At low frequencies ("ionic waves") the electronic gas follows the ionic gas in its movement, the speeds being more or less the same.

At high frequencies, on the contrary ("electronic waves"), the two movements are in phase opposition.

Two resonances occur, at the ionic frequency and at the electronic frequency of the plasma.

WIDE-BAND PARAMETRIC AMPLIFIER FOR TROPOSPHERIC COMMUNICATION, by R. BAUD, *Ingénieur au Centre de Recherche de la Compagnie Générale d'Electricité*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 987 to 991).

The low thermal noise level in parametric amplifiers makes them particularly suitable for use in communication circuits using tropospheric diffusion.

For the purpose of such an application, a study has been made of a reflection-type parametric amplifier, with a circulator, working in the 830 to 960 megacycle band.

Calculations have been made of the noise temperature and of the gain within the 3 db limit of such an amplifier in optimum conditions.

Practical measurements made on the characteristics of such an amplifier agree well with the calculated values (noise temperature of the order of 80 °Kelvin, band gain 3 db over 100 megacycles).

MODULATION, INTERMODULATION, BALANCED MODULATORS FOR COLOUR TELEVISION, by J. TASSO, *Ingénieur E.S.E. (div. Electronique), Licencié ès Sciences physiques, Ingénieur, Chef du Groupe « Télévision en Couleurs et Impulsions » à la Société La Radiotechnique*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 992 to 1013).

After an attempt at defining as precisely as possible intermodulation and modulation there is an account of the principal methods of calculation which can be used for the study of intermodulators and other non-linear networks such as frequency changers, detectors, etc.

These methods of calculation are then used for the study and building up of balanced modulators using tubes and using diodes.

Prominence is given to the elimination of residual unwanted components, having regard to the importance of this question in the field of colour television.

THE PRINCIPLES OF AUTOMATIC GUIDANCE FOR LONG-DISTANCE MISSILES, by J. ORTUSI, *Docteur ès Sciences, Ancien Elève de l'Ecole Polytechnique, Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil*. *Onde Electrique*, December 1962 (pages 1014 to 1040).

The principal aim of this article is to recall the fundamental basis of inertial navigation and to show how the development of the technique expected in the automatic steering of long-distance missiles is closely linked to the progress of electronics.

In the first part, the author examines the trajectory of ballistic missiles to show the order of the speed precision necessary in these during their propulsion.

In the second part, the author sets out the principles of inertial navigation and describes also the possibilities of external assistance, notably by the tracking of stars.

In the third part, the author describes briefly the theory of the measuring gyroscope, then examines the mechanical and physical limits determining their ultimate precision.

In the fourth part, the author describes the operating principles of mechanical acceleration measuring devices, both of the integrated and conventional types. He studies also the equipments giving the speed of the ballistic missile by the measurement of optical Doppler effect.

In the fifth part, the author describes the system of coordinates used in inertial navigation.

Finally, the author foresees that the precision of automatic guiding systems otherwise separate, independent and unmixable, will soon be associated with the precision of teleguidance and so, will reach an order of precision limited only by the inherent errors involved in the use of missiles (circumstances connected with the re-entry, and uncertainty of operation in the stopping of propulsion devices, etc.).

AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE A LARGE BANDE POUR LIAISON TRANSHORIZON

PAR

R. BAUD

*Ingénieur au Centre de Recherches de la Compagnie
Générale d'Electricité*

Introduction

Les liaisons transhorizons par diffusion troposphérique, pour couvrir des distances importantes d'un seul bond, exigent l'emploi d'émetteurs puissants, d'aériens de grandes dimensions et de récepteurs à faible bruit. Il est important, dans ce type de liaison, de diminuer la température de bruit des récepteurs utilisés. Ce gain sur le bruit propre des récepteurs, permet soit d'améliorer la qualité des liaisons (pourcentage du temps pendant lequel le rapport *signal/bruit* est supérieur à une valeur donnée), soit de diminuer économiquement la puissance des émetteurs ou les dimensions des aériens.

Le Maser, dont la température de bruit en amplificateur est de l'ordre de la dizaine de degrés Kelvin, est trop bon pour l'utilisation envisagée, car la température de bruit des antennes, pointées sur l'horizon, est de l'ordre de 150 à 200 degrés Kelvin. Les amplificateurs paramétriques dont la température de bruit est de l'ordre de la centaine de degrés Kelvin, se prêtent bien à une telle application.

C'est la raison pour laquelle la COMPAGNIE GÉNÉRALE D'ELECTRICITÉ, dont l'effort a été suivi par le CENTRE NATIONAL D'ETUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS, a entrepris l'étude et la réalisation d'un amplificateur paramétrique dans la gamme de fréquences 830-960 MHz.

Le dispositif retenu après l'examen des différents types possibles est l'amplificateur paramétrique à conductance négative du type à réflexion, avec circulateur.

Les raisons de ce choix sont :

- l'amélioration de la stabilité et de la bande grâce à l'emploi d'un circulateur.
- la sécurité par le fonctionnement sans changement de fréquence.

(*) Texte de la communication présentée à Oslo le 31 juillet 1961 au congrès : AGARD Conference on low noise Electronics, Oslo, 31 juillet-2 août 1961.

En effet, une défaillance de la pompe n'entraîne pas une coupure nette de la liaison, mais seulement une perte de sensibilité du récepteur.

- la simplicité

Les caractéristiques désirables de cet amplificateur pour des applications dans les liaisons transhorizons, sont :

Un gain compris entre 15 à 20 dB de manière à masquer le bruit des étages suivants et à obtenir une température de bruit globale pour le récepteur inférieure à 200 degrés Kelvin.

Une bande supérieure à 5 MHz de manière à permettre son utilisation dans les liaisons à grande capacité.

Avant de décrire notre réalisation, nous rappellerons les considérations théoriques qui nous ont guidés pour l'étude de cet ensemble.

1. Propriétés d'une diode paramétrique

La figure 1 représente le schéma équivalent d'une diode paramétrique.

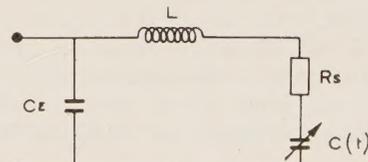


FIG. 1.

Nous appelons C_0 et C_1 les deux premiers termes de la décomposition en série de Fourier de $C(t)$, dans les conditions de fonctionnement.

$$C(t) = C_0 + 2C_1 \cos(\omega t + \theta_1) + 2C_2 \cos(2\omega t + \theta_2) + \dots \quad (1)$$

ω étant la pulsation de la pompe.

Dans ces conditions, les grandeurs caractéristiques d'une diode paramétrique sont :

$$\text{sa fréquence de coupure } f_c = \frac{1}{2\pi R_S C_0} \quad (2)$$

$$\text{sa fréquence de résonance série } f_D = \frac{1}{2\pi \sqrt{L C_0}} \quad (3)$$

$$\text{son facteur de mérite } M = \frac{C_1}{C_0} \cdot F_C \cdot \quad (4)$$

Il est commode de représenter les pertes de la diode paramétrique par une conductance en parallèle aux bornes de l'élément actif $C(t)$, suivant la figure 2 avec $G_D = R_S C_0^2 \omega^2 = C_0 \omega \frac{\omega}{\omega_C}$, relation valable pour $\omega \ll \omega_C$.

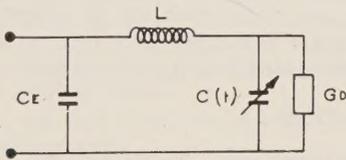


FIG. 2.

2. Propriétés d'un amplificateur paramétrique du type à réflexion

La figure 3 donne le schéma équivalent de l'amplificateur. Nous appelons f_1 la fréquence du signal, f celle de la pompe et f_2 la fréquence "idler" telle que

$$f_2 = f - f_1.$$

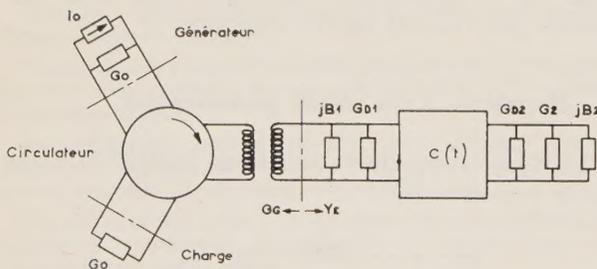


FIG. 3.

Les notations utilisées, sur la figure 3 sont :

B_1 : susceptance d'accord à la fréquence f_1 ,

B_2 : susceptance d'accord à la fréquence f_2 .

Nous considérerons les conductances ramenées aux bornes de l'élément actif $C(t)$, notées de la manière suivante :

G_G : conductance de source,

G_{D1} : conductance de pertes de la diode à la fréquence f_1 ,

G_{D2} : conductance de pertes de la diode à la fréquence f_2 ,

G_2 : Conductance de charge du circuit idler.

2.1. ETUDE DU GAIN

Les relations de MANLEY et ROWE, valables pour les petits signaux, permettent de calculer l'admittance d'entrée de l'amplificateur Y_E , soit :

$$Y_E = G_{D1} + j(C_0 \omega_1 + B_1) + \frac{C_1^2 \omega_1 \omega_2}{-(G_{D2} + G_2) + j(C_0 \omega_2 + B_2)} \quad (5)$$

On en déduit le gain en puissance g , égal au carré du module du coefficient de réflexion Γ à l'entrée de l'amplificateur.

$$g = |\Gamma|^2 = \left| \frac{G_G + Y_E}{G_G - Y_E} \right|^2 \quad (6)$$

A l'accord des circuits signal et "idler", l'admittance d'entrée est :

$$Y_E = G_{D1} - G_n = G_{D1} - \frac{(C_1)^2 \omega_1 \omega_2}{G_{D2} + G_2} \quad (7)$$

- G_n étant la conductance négative présentée par la partie active de la diode paramétrique.

Le gain en puissance vaut alors :

$$g_0 = \left(\frac{G_G - G_{D1} + G_n}{G_G + G_{D1} - G_n} \right)^2 \quad (8)$$

2.2. STABILITÉ

Les conditions de stabilité d'une telle structure sont :

$$\text{d'une part } G_G > |G_{D1} - G_n| \quad (9)$$

d'autre part, en appelant ρ_C et ρ_G les coefficients de réflexion de la charge et du générateur connectés aux deux autres bras du circulateur.

$$|\Gamma \cdot \rho_C \cdot \rho_G| < 1 \quad (10)$$

La relation (10) est facile à tenir, mais on a intérêt à maintenir ce produit des coefficients de réflexion à une valeur faible pour limiter les variations de gain avec la fréquence ou la longueur des différentes connexions.

2.3. TEMPÉRATURE DE BRUIT MINIMALE

Pour des gains élevés, en appelant T_1 la température de G_{D1} , T_2 celle de $G_{D2} + G_2$ la température de

bruit T_e de l'amplificateur paramétrique est :

$$T_e \simeq \frac{G_{D1}}{G_G} T_1 + \left(1 + \frac{G_{D1}}{G_G}\right) \frac{f_1}{f_2} T_2. \quad (11)$$

La température de bruit minimale $(T_e)_{\min}$, est obtenue quand :

a) le circuit "idler" est chargé uniquement par ses pertes, soit $G_2 = 0$

b) la fréquence de la pompe f est égale au facteur de mérite M de la diode, $f = M$, étant bien entendu qu'on présente une conductance de source G_G optimale de manière à avoir un gain élevé, G_G étant

donnée par $G_G = G_{D1} \frac{M}{f_1}$ lorsque

$$f_1 \ll M.$$

En supposant la diode paramétrique à la température ambiante, la température de bruit minimale pour une bonne diode, $f_1 \ll M$, vaut :

$$(T_e)_{\min} \simeq 2 \frac{f_1}{M} \left(1 + \frac{f_1}{M}\right) \cdot 290. \quad (12)$$

2.4. PRODUIT GAIN EN TENSION-BANDE MAXIMAL

Appelons β_1 et β_2 les bandes à 3 dB des circuits signal et "idler", définies en ne tenant compte que des conductances de perte et d'amortissement, abstraction faite de la conductance négative $-G_n$.

Le produit gain en tension-bande à 3 dB de l'amplificateur paramétrique avec circulateur est donné par la relation (13)

$$\sqrt{g_0} \cdot \beta = \frac{2 \beta_1 \beta_2}{\beta_1 + \beta_2}. \quad (13)$$

Il est maximum lorsque $\beta_1 = \beta_2$ c'est-à-dire lorsque les bandes des circuits signal et "idler" sont égales.

Dans notre cas particulier où $f_1 < f_D < f_0$ on a :

$$(\sqrt{g_0} \cdot \beta)_{\max} = \frac{C_1}{C_0} \cdot f_D \cdot \sqrt{\frac{f_1}{f_2}}. \quad (14)$$

Ce maximum est obtenu pour des conductances G_G et $G_{D2} + G_2$ optimales, données par :

$$G_G = 2 \pi C_1 \frac{f_D}{f_2} \sqrt{f_1 f_2}$$

$$G_{D2} + G_2 = 2 \pi C_1 \frac{f_2}{f_D} \sqrt{f_1 f_2}.$$

Pour augmenter le produit gain en tension-bande à 3 dB, on a donc intérêt :

a) à choisir une diode dont la caractéristique $C(v)$ est la plus non linéaire possible et à décrire toute cette caractéristique (terme $\frac{C_1}{C_0}$)

b) à utiliser une diode paramétrique ayant une inductance série faible (terme f_D)

c) à réduire au maximum les susceptances en shunt sur la diode paramétrique.

La relation (14) est optimiste car elle a été établie en supposant les circuits localisés. Les circuits à constantes réparties amènent une sélectivité bien supérieure.

3. Description de l'amplificateur paramétrique expérimenté

3.1. CHOIX DE LA DIODE PARAMÉTRIQUE ET DU MONTAGE

Ces considérations de bande passante nous ont amenés à choisir une diode paramétrique miniature Microwave de la série « Pill » (inductance série $L = 0,8 \cdot 10^{-9}$ H, valeur particulièrement faible).

Pour une polarisation de $-1,4$ V et une tension alternative de pompe de $1,71$ V crête, nous avons obtenu par intégration graphique :

$$\frac{C_0}{\gamma} = 0,77 \quad \frac{C_1}{\gamma} = 0,29 \quad \text{d'où} \quad \frac{C_1}{C_0} = 0,38$$

γ étant la capacité de la diode pour une tension nulle aux bornes.

Pour une diode de cette série, type MA 4255, nous obtenons dans les conditions de fonctionnement

une fréquence de coupure $f_C = 29$ GHz

un facteur de mérite $M = 11$ GHz.

Dans ces conditions, la fréquence de pompe donnant la température de bruit minimale, avec un montage sans charge extérieure sur le circuit idler ($G_2 = 0$), est de 11 GHz. Le calcul donne alors une température de bruit minimale de 52 °K à 900 MHz. En fait le minimum de la température de bruit est très flou et nous avons choisi une fréquence de pompe de 9,6 GHz.

Avec cette fréquence de pompe, la charge idler correspondant au produit gain en tension-bande à 3 dB maximal, est inférieure à la conductance de perte G_{D2} de la diode à la fréquence idler f_2 . Il n'y a donc pas lieu de charger le circuit idler pour augmenter le produit gain-bande.

Le montage adopté ne comporte donc pas de charge extérieure pour le circuit idler car nous avons ainsi la température de bruit minimale et le plus grand produit gain en tension-bande à 3 dB, ces deux conditions étant compatibles dans notre cas particulier.

La figure 4 donne un schéma synoptique de l'ensemble expérimenté, comprenant :

- un klystron V 55, fournissant la puissance de pompe, et ses alimentations,
- un atténuateur variable permettant le réglage de la puissance de pompe,
- un dispositif d'adaptation.

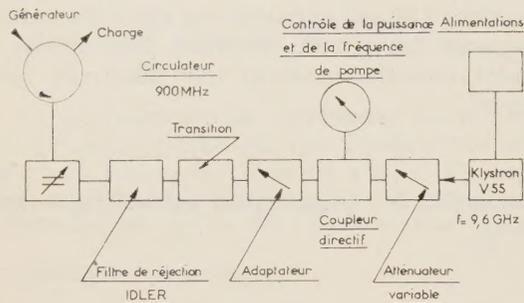


FIG. 4.

Afin d'éviter toute inductance série supplémentaire, la diode miniature est montée dans un guide d'ondes de hauteur réduite (2,6 mm de hauteur). Une transition progressive permet de passer du guide standard bande X à ce guide plat.

3.2. DESCRIPTION DES CIRCUITS

La figure 5 donne une coupe schématique des circuits utilisés.

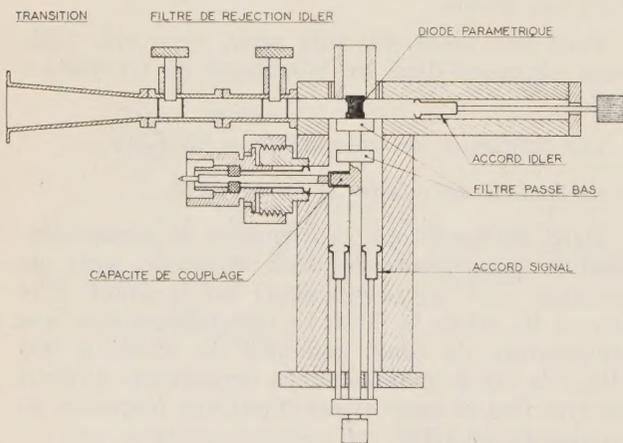


FIG. 5.

Le guide d'ondes est terminé d'un côté par un piston de court-circuit permettant l'accord du circuit "idler". L'autre côté permet d'envoyer la puissance de pompe sur la diode à travers un filtre passe-bande, composé de deux cellules à barreaux inductifs, rejetant la fréquence "idler". La distance qui sépare le filtre de la diode est choisie de manière à ramener une susceptance nulle aux bornes de la diode à la fréquence "idler". Le circuit signal se présente sous la forme d'une ligne coaxiale terminée d'un côté par

la diode et de l'autre par un piston de court-circuit permettant son accord. Du côté de la diode, le circuit signal comporte un filtre passe-bas (fréquence de coupure voisine de 7,5 GHz) de manière à éviter les fuites de la pompe, du circuit "idler" dans les circuits coaxiaux.

Le couplage du circuit signal au circulateur se fait à l'aide d'une capacité variable (quelques picofarads), en série. Nous avons ainsi le moyen de régler le gain de l'amplificateur paramétrique en transformant la conductance de source.

Les figures 6 et 7 représentent les photographies des circuits utilisés et de l'ensemble expérimenté.

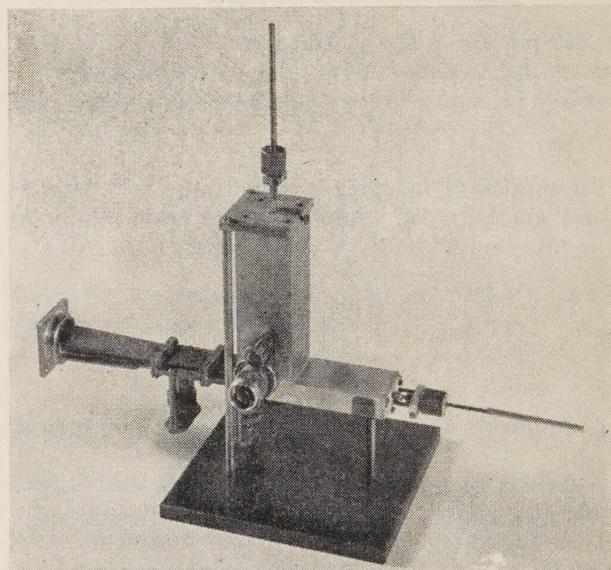


FIG. 6.

Les performances calculées de cet amplificateur paramétrique sont :

- diode MA 4255 : $\frac{C_1}{C_0} = 0,38$; $M = 11$ GHz ;
- $f_D = 6$ GHz.
- fréquence signal $f_1 = 900$ MHz
- fréquence "idler" $f_2 = 8,7$ GHz
- fréquence de pompe $f = 9,6$ GHz
- température de bruit $T_e = 52$ °K

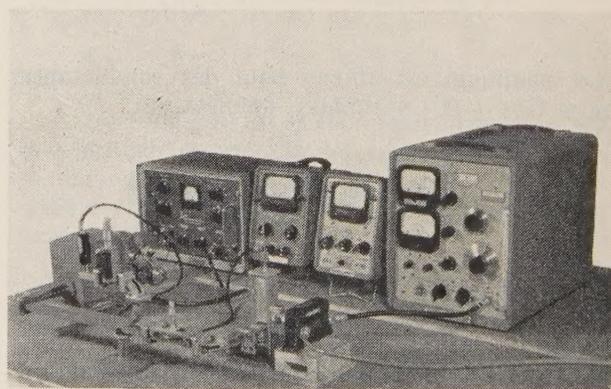


FIG. 7.

produit gain en tension-bande à 3 dB

$$\sqrt{g_0} \cdot \beta = 130 \text{ MHz}$$

$$\beta_1 = 100 \text{ MHz}$$

$$\beta_2 = 180 \text{ MHz}$$

	VALEURS CALCULEES	VALEURS MESUREES fourchette pour plusieurs diodes
TEMPERATURE DE BRUIT	53° K	35-135° K ($\pm 30^\circ$ K)
BANDE POUR UN GAIN DE 17 dB	18,5 MHz	10-18 MHz
PRODUIT GAIN-BANDE A 3dB	130 MHz	70-126 MHz

4. Résultats expérimentaux

Les mesures entreprises ont donné comme résultat un fonctionnement satisfaisant dans la gamme de fréquences comprises entre 800 et 1 000 MHz. Pour limiter les variations de gain avec les variations d'impédance de l'antenne et de la charge, nous avons adopté un gain nominal de 17 dB. Dans des conditions de couplage optimales, la puissance de pompe, adaptée à la charge, pour obtenir ce gain est de 25 à 60 mW suivant les diodes. Les diodes fonctionnent en auto-polarisation, sans résistance de polarisation extérieure. La tension de polarisation correspondante est voisine de - 1,4 volts. Nous avons adopté ce mode de polarisation car il stabilise le point de fonctionnement.

Dans ces conditions, le gain en fonction du niveau d'entrée diminue de 1 dB pour un niveau d'entrée de - 30 dBm.

Les performances mesurées de cet amplificateur, pour plusieurs diodes du type MA 4255, sont :

Pour une fréquence signal $f_1 = 900$ MHz et un gain de 17 dB :

Température de bruit globale du récepteur comprise entre 85 °K et 185 °K. La précision des mesures de température de bruit effectuées à l'aide d'un tube à gaz est de l'ordre de ± 30 °K.

Bande à 3 dB comprise entre 10 et 18 MHz.

Les pertes du circulateur donnant une température d'environ 20 °K et la température des étages suivant l'amplificateur étant de 30 °K, la température de bruit propre à l'amplificateur paramétrique est donc comprise entre 35 °K et 135 °K suivant les diodes.

Le tableau de la figure 8 compare les performances calculées et mesurées de cet amplificateur paramétrique.

Pour une fréquence signal $f_1 = 900$ MHz
une fréquence pompe $f = 9,6$ GHz
une diode MA 4255

FIG. 8.

Le produit gain en tension-bande à 3 dB obtenu, compris entre 70 et 126 MHz est en bon accord avec la valeur calculée. Il permet d'obtenir, pour un gain de 17 dB, une largeur de bande confortable, inférieure cependant à celle qu'on peut avoir avec des amplificateurs à diode tunnel. Nous avons obtenu à 900 MHz, avec des diodes tunnels, des produits gain en tension-bande à 3 dB compris entre 300 et 400 MHz, mais pour le moment leur température de bruit est trop élevée, de l'ordre de 550 °K (bruit provenant essentiellement du courant continu de polarisation dans la région à pente négative de la caractéristique des diodes tunnels).

Des essais de température ambiante, entre - 20 °C et + 70 °C, ont donné pour l'amplificateur paramétrique une variation de gain comprise entre ± 3 dB.

Conclusion

Cet amplificateur paramétrique présente donc une bonne stabilité, une large bande et une faible température de bruit qui pourrait être encore améliorée en utilisant des diodes de la même série à fréquences de coupure supérieures, comme celles du type MA 4254.

Je tiens, en terminant, à remercier mon Directeur, Monsieur MANDEL, pour les fructueuses discussions que nous avons eues au cours de cette étude.

MODULATION

INTERMODULATION, MODULATEURS ÉQUILIBRÉS

POUR LA TÉLÉVISION EN COULEURS

PAR

J. TASSO

Ingénieur E.S.E. (division Electronique)
Licencié ès Sciences Physiques

Chef du Groupe
« Télévision en Couleurs et Impulsions »
à la Société La Radiotechnique.

Introduction

Le but de ce texte est de constituer une introduction à l'étude qualitative et quantitative des phénomènes d'intermodulation, qui sont à la base d'un grand nombre de circuits utilisés en électronique, tels que : modulateurs et modulateurs symétriques (équilibrés), changeurs de fréquence et changeurs de fréquence symétriques, détecteurs et détecteurs symétriques, tous ces montages faisant en effet partie de la même famille.

I. — Dans la première partie, une définition précise et générale de l'intermodulation a pu être donnée grâce à l'introduction d'une fonction, qu'on appelle « *fonction d'intermodulation* », qui a l'avantage de toujours exister quand les développements en série de Taylor, Fourier, etc. sont impossibles.

Dans cette même partie, l'introduction d'une autre fonction (qui constitue une sous-fonction de la fonction d'intermodulation) et qu'on a nommée « *fonction d'intermodulation sélective* » peut permettre d'augmenter la précision des exposés concernant l'intermodulation.

Ces définitions permettent d'écrire, d'une façon précise et simple, la condition nécessaire et suffisante pour qu'il y ait intermodulation dans un réseau ; on en a profité pour préciser que la non linéarité d'un réseau ne constitue qu'une condition *nécessaire* pour que ce dernier soit intermodulateur.

Enfin, une justification de ces définitions a été donnée par le fait qu'elles ne sont pas en contradiction avec les cas courants où les développements en série de Taylor à deux variables, *série double de Fourier* ou *série mixte Fourier-Taylor*, sont possibles.

II. — Dans la deuxième partie, on passe en revue les principales méthodes de calcul qu'on peut utiliser pour l'étude des intermodulateurs et d'autres réseaux non linéaires.

La série mixte Fourier-Taylor est introduite comme une succession de deux développements en série (Fourier puis Taylor par exemple), au même titre qu'une série à deux variables, dite quelquefois double, de Fourier (ou de Taylor) est une succession de deux développements en série simple de Fourier (ou Taylor). Ce sont les méthodes de calcul exposées dans cette deuxième partie qui seront employées dans le reste du texte.

III. — La troisième partie traite des applications de ces méthodes de calcul à la synthèse des modulateurs et surtout des modulateurs équilibrés.

L'intérêt de cette façon d'introduire les modulateurs équilibrés, à part le but de satisfaire une certaine logique, est de permettre de trouver toutes les possibilités de montage sans en oublier aucune.

IV. — De la troisième partie, on déduit rapidement l'étude des modulateurs équilibrés (à tubes à vide) ; tous les montages possibles sont examinés ; certains sont classiques, d'autres sont apparemment inconnus de la littérature technique courante et certains ont les mêmes propriétés que les modulateurs en anneau en ce qui concerne les distorsions mais ont l'avantage d'avoir du gain au lieu d'une perte d'insertion.

V. — Un chapitre est réservé spécialement aux modulateurs à diodes, aux modulateurs équilibrés à diodes et aux modulateurs en anneau, car leur fonctionnement est assez différent des modulateurs à tubes.

Le modulateur équilibré à deux diodes est présenté comme la réunion de deux modulateurs simples et le modulateur en anneau comme la réunion de deux modulateurs équilibrés à deux diodes. Cette façon d'étudier le modulateur en anneau, calquée sur le procédé de synthèse exposé dans la troisième partie fait apparaître le modulateur comme un aboutissement naturel et présente peut-être, outre une satisfaction de l'esprit, un intérêt pédagogique.

Une large place est accordée, tout le long du texte, à l'étude des termes parasites résiduels et aux modulateurs équilibrés en fournissant le moins. Cette question est d'importance en téléphonie et maintenant en télévision en couleurs.

PREMIÈRE PARTIE

1. Intermodulation dans un réseau. Généralités. Définitions. Relation entre intermodulation et non linéarité

Soit deux signaux V_1 et V_2 . Le courant à la sortie d'un réseau qui serait attaqué par V_1 et V_2 est évidemment une fonction de V_1 , de V_2 et des caractéristiques du réseau qu'on suppose dépendre de V_1 et de V_2 . On a donc à chaque instant :

$$i_{\text{sortie}} = i(V_1, V_2) \tag{1}$$

Soit V_{01} et V_{02} un groupe de valeurs pour les variables V_1 et V_2 , pour lesquelles on a :

$$i = i(V_{01}, V_{02}) \tag{2}$$

Si l'on veut savoir comment le courant i se comporte au voisinage de cette valeur particulière du courant, fournie par la relation (2), pour des variations relativement petites v_1 et v_2 , de V_1 et V_2 , autour de V_{01} et V_{02} , on peut songer à étudier les quantités (différences finies) :

$$\Delta i(v_1) = i(V_{01} + v_1, V_{02}) - i(V_{01}, V_{02}) \tag{3}$$

$$\Delta i(v_2) = i(V_{01}, V_{02} + v_2) - i(V_{01}, V_{02}) \tag{4}$$

$$\Delta i(v_1, v_2) = i(V_{01} + v_1, V_{02} + v_2) - i(V_{01}, V_{02}) \tag{5}$$

La relation (5) décrit la variation du courant à la sortie du réseau, pour des variations v_1 et v_2 des signaux d'entrée V_1 et V_2 .

1. 1. FONCTION D'INTERMODULATION — RÉSEAU INTERMODULATEUR

Définition

On appellera fonction d'intermodulation d'un réseau donné, la quantité :

$$I(v_1, v_2) = \Delta i(v_1, v_2) - \Delta i(v_2) - \Delta i(v_1) \tag{6}$$

On dira qu'il n'y a pas d'intermodulation dans un réseau, si sa fonction d'intermodulation $I(v_1, v_2)$ est *identiquement nulle*.

On dira que le réseau est *intermodulateur* dans le cas contraire.

Définition

Si la fonction $I(v_1, v_2)$ peut s'écrire sous la forme d'une somme telle que

$$I(v_1, v_2) = \sum I_{p,q} \times v_{1(p)} \times v_{2(q)} \tag{7}$$

(p) et (q) étant les indices pouvant signifier tantôt une puissance (v_1^p, v_2^q), tantôt le rang d'un harmonique ($\cos p\omega_1 t \cdot \cos q\omega_2 t$), etc., on dira que la fonction $I(v_1, v_2)$ est constituée d'une somme de fonctions *d'intermodulation sélective d'indice double* (p, q).

Définition

On dira qu'un réseau présente une intermodulation sélective d'indice double (p, q) si $I_{p,q} \neq 0$ et on dira qu'il n'en présente pas si $I_{p,q} = 0$.

Remarque

Toutes ces définitions sont valables pour la description du réseau autour des valeurs V_{01} et V_{02} . Il est évident qu'il n'est plus nécessaire de faire cette précision si la nature du phénomène ne change pas en changeant les valeurs de départ V_{01} et V_{02} .

C'est pour cela qu'on pourra représenter un groupe de valeur initiales par V_1 et V_2 , c'est-à-dire les variables elles-mêmes (voir relation 18).

Voyons ce que signifie la fonction d'intermodulation pour quelques cas particuliers.

1. 2. FONCTION D'INTERMODULATION POUR UN RÉSEAU DONT LES CARACTÉRISTIQUES PERMETTENT DE DÉVELOPPER LE COURANT DE SORTIE EN SÉRIE DE TAYLOR

Pour un tel réseau, les relations (3), (4), (5), s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Delta i(v_1) &= i(V_{01} + v_1, V_{02}) - i(V_{01}, V_{02}) \\ &= v_1 \frac{\partial i}{\partial V_1} + \frac{1}{2!} v_1^2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_1^2} + \frac{1}{3!} v_1^3 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1^3} + \dots + A_1 \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned} \Delta i(v_2) &= i(V_{01}, V_{02} + v_2) - i(V_{01}, V_{02}) \\ &= v_2 \frac{\partial i}{\partial V_2} + \frac{1}{2!} v_2^2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_2^2} + \frac{1}{3!} v_2^3 \frac{\partial^3 i}{\partial V_2^3} + \dots + A_2 \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \Delta i(v_1, v_2) - i(V_{01} + v_1, V_{02} + v_2) - i(V_{01}, V_{02}) &= v_1 \frac{\partial i}{\partial V_1} + v_2 \frac{\partial i}{\partial V_2} \\ &+ \frac{1}{2!} \left[v_1^2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_1^2} + 2 v_1 v_2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} + v_2^2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_2^2} \right] \\ &+ \frac{1}{3!} \left[v_1^3 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1^3} + 3 v_1^2 v_2 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1^2 \partial V_2} \right. \\ &\left. + 3 v_1 v_2^2 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1 \partial V_2^2} + v_2^3 \frac{\partial^3 i}{\partial V_2^3} \right] + \dots + A_3 \end{aligned} \tag{10}$$

Quant à la relation (6), elle s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I(v_1, v_2) &= \Delta i(v_2, v_1) - \Delta i(v_2) - \Delta i(v_1) \\
 &= \frac{1}{2!} \cdot 2 v_1 v_2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \\
 &+ \frac{1}{3!} \left[3 v_1^2 v_2 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1^2 \partial V_2} + 3 v_1 v_2^2 \frac{\partial^3 i}{\partial V_1 \partial V_2^2} \right] \\
 &+ \dots + A_4 \tag{11}
 \end{aligned}$$

Les quantités A_1, A_2, A_3, A_4 , tendent vers zéro quand v_1 et v_2 tendent vers zéro.

Toutes les dérivées sont prises au point (V_{01}, V_{02}) , ceci sera toujours sous entendu par la suite.

La fonction d'intermodulation sélective d'indice double (1, 1), s'écrit

$$I_{1,1} = \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \cdot v_1 v_2 \tag{12}$$

Dans le cas particulier où $v_1 = \cos \omega_1 t$ et $v_2 = \cos \omega_2 t$, elle s'écrit :

$$\begin{aligned}
 I_{1,1} &= \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t = \\
 &\frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \frac{1}{2} [\cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t] \tag{13}
 \end{aligned}$$

Cette intermodulation n'existe que si $\frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \neq 0$.

1. 3. FONCTION D'INTERMODULATION POUR UN RÉSEAU DONT LES CARACTÉRISTIQUES PERMETTENT DE DÉVELOPPER LE COURANT DE SORTIE EN SÉRIE DE FOURIER

Si les caractéristiques du réseau ne permettent pas de développer le courant de sortie en série de Taylor, mais si v_1 et v_2 sont par exemple des termes sinusoïdaux, on peut, dans certaines conditions, effectuer un développement en série de Fourier, simple ou double (c'est-à-dire à 2 variables).

Les relations (3), (4), (5), s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}
 \Delta i(v_1) &= \Delta i(v_1 \cos \omega_1 t) = i(V_{01} + v_1 \cos \omega_1 t, V_{02}) \\
 &- i(V_{01}, V_{02}) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos m \omega_1 t \tag{14}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Delta i(v_2) &= \Delta i(v_2 \cos \omega_2 t) = i(V_{01}, V_{02} + v_2 \cos \omega_2 t) \\
 &- i(V_{01}, V_{02}) = \sum_{n=0}^{\infty} \mathcal{A}_n \cos n \omega_2 t \tag{15}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Delta i(v_1, v_2) &= \Delta i(v_1 \cos \omega_1 t, v_2 \cos \omega_2 t) \\
 &= i(V_{01} + v_1 \cos \omega_1 t, V_{02} + v_2 \cos \omega_2 t) - i(V_{01}, V_{02})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{m,n} \cos m \omega_1 t \cdot \cos n \omega_2 t \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{m,n} \cos (m \omega_1 \pm n \omega_2) t \tag{16}
 \end{aligned}$$

La relation (16) représente un développement en série double de Fourier ou série de Fourier à deux variables. Remarquons que $\alpha_{0,0} = A_0 + \mathcal{A}_0$.

Il est facile de vérifier que tous les termes d'intermodulation sont représentés par la fonction :

$$\begin{aligned}
 I(v_1, v_2) &= \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{m,n} \cos (m \omega_1 \pm n \omega_2) t \\
 &= \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos m \omega_1 t + \sum_{m=0}^{\infty} \mathcal{A}_m \cos m \omega_2 t \tag{17}
 \end{aligned}$$

1. 4. CAS GÉNÉRAL

On vient de voir pour deux cas particuliers importants (développements en série de Taylor et de Fourier), ce qu'est la signification physique de la relation (6) ; on pourrait le voir encore très facilement pour un développement mixte Taylor-Fourier (Taylor pour une variable et Fourier pour l'autre).

Toutefois, la relation (6) continue à avoir un sens même si le courant de sortie n'est développable ni en série de Taylor, ni en série de Fourier. Elle permet donc d'écrire de la façon la plus générale la condition *nécessaire et suffisante* pour qu'un réseau soit intermodulateur et qui est :

$$I(v_1, v_2) = \Delta i(v_1, v_2) - \Delta i(v_2) - \Delta i(v_1) \neq 0$$

et la *condition nécessaire et suffisante* pour qu'il soit intermodulateur pour l'indice double p, q et qui est $I_{p,q} \neq 0$.

$I_{p,q}$ ayant la signification définie au § 1. 1. (relation 7).

Remarque 1

Considérons le cas théorique très simple d'une diode ayant une caractéristique rectiligne représentée figure 1 et soit deux variations v_1 et v_2 quelconques (non périodiques), autour de zéro.

Le courant i ne peut être développé ni en série de Taylor, ni en série de Fourier, mais la fonction

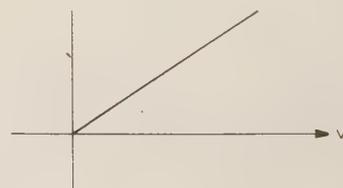


FIG. 1.

d'intermodulation telle qu'elle est définie par (6) a un sens, même dans ce cas là, où d'ailleurs la présence d'intermodulation est évidente physiquement.

Le fait que la relation (6) ait un sens dans ce cas ne signifie pas qu'elle se prête facilement au calcul.

Remarque 2

Si $I(v_1, v_2) \neq 0$, on voit facilement que le réseau est obligatoirement non linéaire, mais le fait que le réseau soit non linéaire ne suffit pas pour que $I(v_1, v_2) \neq 0$ et qu'il y ait donc intermodulation.

Rappelons qu'un réseau est dit linéaire si l'expression (5) est une fonction linéaire en v_1 et v_2 . Il est dit linéaire en v_1 ou v_2 quand l'expression (5) est linéaire en v_1 ou v_2 .

Les réseaux *non linéaires* et pourtant *non inter-modulateurs* sont ceux qui sont constitués de parties (ou sous-réseaux) linéaires et de parties (ou sous-réseaux) non linéaires et pour lesquels les signaux v_1 et v_2 ne se trouvent ensemble que dans les parties (ou sous-réseaux) linéaires. Un exemple physique est représenté par la figure 2 où les deux signaux v_1 et v_2 ne se trouvent ensemble que dans le mélangeur à résistance.

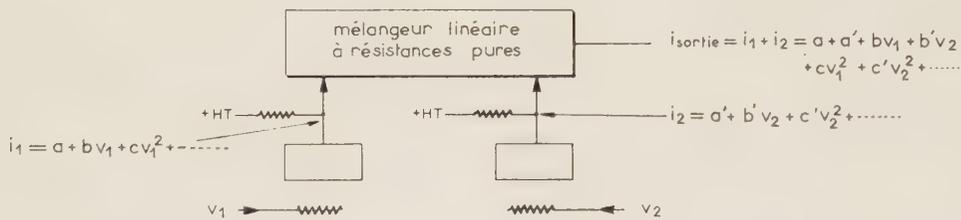


FIG. 2. — Réseau non linéaire ne fournissant pas d'intermodulation.

La conclusion d'ordre pratique est qu'une condition nécessaire pour qu'il y ait intermodulation dans un réseau est qu'il soit constitué d'un ou plusieurs sous-réseaux dont l'un au moins est *non linéaire et attaqué simultanément par v_1 et v_2* . Cette condition n'est toutefois pas suffisante car un autre sous-réseau peut avoir un effet contraire à celui du précédent.

I. 5. CONCLUSION DE LA PREMIÈRE PARTIE

Jusqu'ici toutes les considérations ont été d'ordre formel sans utilité pratique immédiate ; toutefois, il a été tenté dans cette première partie de donner des définitions exactes pouvant amener une plus grande précision du langage et du raisonnement quand il s'agit des phénomènes non linéaires élémentaires de l'électronique.

DEUXIÈME PARTIE

MÉTHODES DE CALCUL POUR LES RÉSEAUX NON LINÉAIRES SIMPLES ET LES INTER-MODULATEURS EN PARTICULIER

2. Introduction

Le courant de sortie d'un réseau attaqué par deux signaux V_1 et V_2 s'écrit :

$$i = i(V_1, V_2)$$

La méthode générale consiste à trouver un développement en série du courant i par rapport à l'une des variables, V_1 par exemple. Ensuite, *chacun des termes* (qui sont des fonctions de V_2) de ce développement sera, si possible, développé en série par rapport à la variable V_2 .

Quand les deux développements successifs sont des développements en série de Taylor, on obtient la série de Taylor à deux variables.

Quand les deux développements successifs sont des développements en série de Fourier, on obtient la série de Fourier à deux variables, dite aussi série double de Fourier.

Enfin, quand l'un est un développement en série de Fourier et l'autre un développement en série de Taylor, on a un développement mixte Fourier-Taylor.

2. 1. PREMIER CAS — LE COURANT $i(V_1, V_2)$ PEUT ÊTRE DÉVELOPPÉ EN SÉRIE DE TAYLOR PAR RAPPORT AUX DEUX VARIABLES V_1 ET V_2

Si à partir de V_1 et de V_2 deux accroissements v_1 et v_2 sont donnés, on a :

$$\begin{aligned}
 & i(V_1 + v_1, V_2 + v_2) = i(V_1, V_2) \\
 & + v_1 \frac{\partial i}{\partial V_1}(V_1, V_2) + v_2 \frac{\partial i}{\partial V_2}(V_1, V_2) \\
 & + \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 i}{\partial V_1^2}(V_1, V_2) + 2 v_1 v_2 \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2}(V_1, V_2) \right. \\
 & \left. + \frac{\partial^2 i}{\partial V_2^2}(V_1, V_2) \right] + \dots \tag{18}
 \end{aligned}$$

Les dérivations étant faites au point (V_1, V_2) , toutes les dérivées sont donc des fonctions de V_1 et de V_2 , comme indiqué sur la relation (18). Si on pose symboliquement

$$D_{V_1}^r = \frac{\partial^r}{\partial V_1^r} \quad \text{et} \quad D_{V_2}^r = \frac{\partial^r}{\partial V_2^r} \tag{19}$$

Le développement en série de Taylor peut alors s'écrire sous une forme *symbolique* intéressante.

$$\begin{aligned}
 & i(V_1 + v_1, V_2 + v_2) \\
 = & \left[1 + (v_1 D_{V_1} + v_2 D_{V_2}) + \frac{1}{2!} (v_1 D_{V_1} + v_2 D_{V_2})^2 + \dots \right] \\
 & \times i(V_1, V_2) \tag{20}
 \end{aligned}$$

la partie entre crochets étant un opérateur agissant sur $i(V_1, V_2)$ pour donner $i(V_1 + v_1, V_2 + v_2)$.

La relation (20) peut encore s'écrire sous les deux formes ramassées suivantes :

$$\begin{aligned}
 i(V_2 + v_1, V_2 + v_2) &= e^{v_1 D_{V_1} + v_2 D_{V_2}} i(V_1, V_2) \\
 &= e^{v_1 D_{V_1}} \cdot e^{v_2 D_{V_2}} i(V_1, V_2) \tag{21}
 \end{aligned}$$

Les opérateurs $D_{V_1}^r$ et $D_{V_2}^r$ définis par les relations (19) obéissent à un grand nombre des règles de l'algèbre, en particulier celles qui sont employées ici (*).

Remarque

Si on applique, en un point du réseau, les deux tensions V_1 et V_2 en série, c'est-à-dire si on applique la tension $V = V_1 + V_2$ et si à cette tension V , on donne un accroissement $v = v_1 + v_2$; les relations (21) s'écrivent évidemment :

$$\begin{aligned}
 i(V + v) &= i[(V_1 + V_2) + (v_1 + v_2)] \\
 &= e^{v D_V} \cdot i(V) \\
 &= e^{(v_1 + v_2) D_{V_1 + V_2}} i(V_1 + V_2) \tag{22}
 \end{aligned}$$

A ce moment, l'opérateur D_V^r n'est plus une dérivée partielle, mais une dérivée simple, et en développant la relation symbolique (22), on obtient un développement en série de Taylor à une variable.

2. 2. DEUXIÈME CAS — LE COURANT $i(V_1 + v_1, V_2 + v_2)$ NE PEUT ÊTRE DÉVELOPPÉ EN SÉRIE DE TAYLOR PAR RAPPORT A AUCUNE DES VARIABLES V_1 ET V_2 , MAIS LE COURANT i PEUT ÊTRE CONSIDÉRÉ COMME PÉRIODIQUE POUR v_1 ET v_2 ET LES CONDITIONS DE CONVERGENCE D'UN DÉVELOPPEMENT EN SÉRIE DE FOURIER SONT REMPLIES

Ici, on est pratiquement obligé d'utiliser deux développements en série de Fourier successifs, ce qui donne, comme on l'a dit au paragraphe 2, la série double de Fourier.

$$\text{Ex. : } V_1 = V_2 = 0 \quad v_1 = v_1 \cos \omega_1 t \quad v_2 = v_2 \cos \omega_2 t.$$

Dans ce cas, pour la plupart des phénomènes électriques, $i(\cos \omega_1 t, \cos \omega_2 t)$ est périodique et paire en $\omega_1 t$ et $\omega_2 t$, et l'on a :

$$\begin{aligned}
 i(v_1, v_2) &= i(v_1 \cos \omega_1 t, v_2 \cos \omega_2 t) \\
 &= \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^m \alpha_{p,q} \cos p \omega_1 t \cdot \cos q \omega_2 t \\
 &= \frac{1}{2} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \alpha_{p,q} \cos (p \omega_1 \pm q \omega_2) t \tag{23}
 \end{aligned}$$

L'expression (23) contient, en particulier, en plus de tous les termes d'intermodulation, tous les termes $\omega_1, 2\omega_1, 3\omega_1$, etc. et $\omega_2, 2\omega_2, 3\omega_2$, etc. qu'on obtient en faisant varier l'un des paramètres p puis q en laissant l'autre q puis p nul ; elle contient autrement dit les deux séries de Fourier simples relatives à v_1 et à v_2 et tous les termes d'intermodulation.

Quoique d'une manipulation quelquefois difficile pour un calcul numérique sans machine, la série double de Fourier est souvent utile pour la compréhension physique d'un phénomène.

2. 3. TROISIÈME CAS — LE COURANT i EST DÉVELOPPABLE EN SÉRIE DE TAYLOR POUR L'UNE DES VARIABLES ET EN SÉRIE DE FOURIER SEULEMENT POUR L'AUTRE VARIABLE

Supposons que la valeur initiale de V_2 soit nulle et supposons que i soit périodique pour v_2 (par exemple en faisant $v_2 = \cos \omega_2 t$) ; $i(\cos \omega_2 t, V_1)$ est, dans la majorité des cas pratiques, périodique et pair par rapport à $\omega_2 t$.

Ceci nous permet d'écrire (avant de donner l'accroissement v_1 à V_1), puisque le développement de Fourier se fait par rapport à v_2 seulement :

$$\begin{aligned}
 i(v_2, V_1) &= i_0(V_1) + i_1(V_1) \cdot \cos \omega_2 t \\
 &+ i_2(V_1) \cos 2 \omega_2 t + i_3(V_1) \cos 3 \omega_2 t + \dots \tag{24}
 \end{aligned}$$

Si on a le droit de développer maintenant chacun des termes, de l'expression de i fournie par (24), en série de Taylor par rapport à V_1 , on aura pour un

* Voir, pour plus de détails un traité de mathématiques appliquées.

accroissement v_1 à partir de V_1 :

$$i(v_2, V_1 + v_1) = i_0 + \frac{di_0}{dV_1} v_1 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_0}{dV_1^2} v_1^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 i_0}{dV_1^3} v_1^3 + \dots + \left[i_1 + \frac{di_1}{dV_1} v_1 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_1}{dV_1^2} v_1^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 i_1}{dV_1^3} v_1^3 + \dots \right] \cos \omega_2 t + \left[i_2 + \frac{di_2}{dV_1} v_1 + \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_2}{dV_1^2} v_1^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3 i_2}{dV_1^3} v_1^3 + \dots \right] \cos 2\omega_2 t + \dots \quad (25)$$

Si on pose :

$$i_0(V_1) = I_0; \quad i_1(V_1) = I_1; \quad i_2(V_1) = I_2 \dots$$

$$\frac{di_0}{dV_1}(V_1) = -\alpha_0; \quad \frac{di_1}{dV_1}(V_1) = -\alpha_1;$$

$$\frac{di_2}{dV_1}(V_1) = -\alpha_2; \dots \quad \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_0}{dV_1^2}(V_1) = \beta_0;$$

$$\frac{1}{2!} \frac{d^2 i_1}{dV_1^2}(V_1) = \beta_1; \quad \frac{1}{2!} \frac{d^2 i_2}{dV_1^2}(V_1) = \beta_2, \dots$$

$$\frac{1}{3!} \frac{d^3 i_0}{dV_1^3}(V_1) = \gamma_0; \dots \quad (26)$$

et en rangeant par ordre croissant par rapport à v_1 , l'expression (25) s'écrit alors (en tenant compte de (26))

$$i(0 + v_2, V_1 + v_1) = I_0 + I_1 \cos \omega_2 t + I_2 \cos 2\omega_2 t + \dots + I_n \cos n\omega_2 t + \dots$$

$$+ [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2\omega_2 t + \dots + \alpha_n \cos n\omega_2 t + \dots] (-v_1)$$

$$+ [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \beta_2 \cos 2\omega_2 t + \dots + \beta_n \cos n\omega_2 t + \dots] (-v_1)^2 + \dots = i(v_2, V_1) + \Delta i(v_1) \quad (27)$$

avec

$$\Delta i(v_1) = [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \dots] (-v_1) + [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \dots] (-v_1)^2 + \dots \quad (28)$$

Cette dernière méthode (développement mixte Fourier-Taylor), se prête particulièrement bien à l'étude de certains circuits comportant des diodes soumises à une tension $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ suffisamment importante pour que la caractéristique de la diode (i, v_2) puisse être considérée comme rectiligne. Dans ce cas, en effet, les coefficients de la relation (27) sont faciles à calculer.

2. 4. EXEMPLES. RÉCAPITULATION

On peut, bien entendu, penser à d'autres développements en série, mais les trois méthodes décrites ci-dessus sont suffisantes dans la majorité des cas pratiques. On veillera, toutefois, à ce que dans tous les cas on se trouve dans les parties des caractéristiques du réseau où les développements sont valables.

2. 4. 1. — Exemple 1

Tube modulateur à deux grilles de commande (genre 6 AS 6).

On applique sur chacune des grilles de commande l'un des signaux V_1 ou V_2 ; si $i(V_1, V_2)$ est dérivable jusqu'au rang n dans la région d'utilisation (il suffit pour cela que la polarisation du tube soit telle que v_1 et v_2 n'atteigne pas la région de blocage du tube), on peut écrire alors la relation :

$$i(V_1 + v_1, V_2 + v_2) = e^{v_1 D_{v_1} + v_2 D_{v_2}} i(V_1, V_2) \quad (29)$$

jusqu'au rang n , les coefficients du développement se calculant graphiquement, ou étant donnés par le constructeur des tubes à vide.

2. 4. 2. Exemple 2

Cas d'un développement mixte Fourier-Taylor

Soit le montage représenté figure 3, le sens algébrique direct du courant est choisi comme allant de la plaque à la cathode. Pour compter algébriquement les tensions, on adoptera aussi comme sens positif le sens du courant, ce qui crée moins d'ambiguïté.

Soit $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ un signal sinusoïdal appliqué au circuit, v_2 est considéré, comme on l'a dit d'ailleurs au début du paragraphe 2. 3., comme un accroissement à partir d'une valeur initiale V_2 qu'on suppose nulle; par contre, l'accroissement v_1 , qui sera défini tout à l'heure, est donné à partir d'une valeur initiale non nulle et qu'on appellera $-V_1$.

Le premier des deux développements successifs, celui de Fourier et qui est relatif à v_2 , se fait pour $v_1 = 0$, c'est-à-dire que le courant correspondant à ce développement est donné par la relation (24), (sauf qu'ici on a $-V_1$ au lieu de V_1). Soit, comme en (24), $i(v_2, -V_1)$ ce courant; le spectre de ce courant est $0, \omega_2, 2\omega_2, 3\omega_2$, etc. Aux bornes de la résistance pure r , ce courant créera une tension

$$v_2' = -r i(v_2, -V_1) .$$

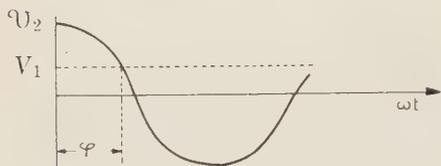
Aux bornes du circuit bouchon accordé sur ω_2 et de résistance équivalente à l'accord R , le courant $i(v_2, -V_1)$ ne participera que par sa composante ω_2 et créera aux bornes du circuit oscillant une tension $v'' = -R I_1 \cos \omega_2 t$, I_1 étant le coefficient du terme de i à la fréquence fondamentale. Dans la boucle de la figure 3 on peut donc écrire en posant $\mathcal{U}_2 = V_2 - R I_1$ (30), cette valeur étant indépendante de $\omega_2 t$.

$$i = \frac{\mathcal{U}_2 \cos \omega_2 t - V_1}{r} = \frac{(V_2 - R I_1) \cos \omega_2 t - V_1}{r} > 0$$

si $\mathcal{U}_2 \cos \omega_2 t > V_1$ (31)

$$i = 0$$

si $\mathcal{U}_2 \cos \omega_2 t < V_1$ (32)



La première relation (31) n'est vraie que si $\mathcal{U}_2 \cos \omega_2 t > V_1$, ce qui implique $|\mathcal{U}_2| > V_1$. On peut donc poser

$$V_1 = \mathcal{U}_2 \cos \varphi = (V_2 - R I_1) \cos \varphi \quad (33)$$

L'angle φ est un angle bien connu, qu'on appelle angle d'ouverture.

Si on développe i en série de Fourier, il vient, en écrivant la relation (24) (pour $-V_1$ ici, au lieu de V_1) :

$$i(v_2, -V_1) = I_0(-V_1) + I_1(-V_1) \cos \omega_2 t + I_2(-V_1) \cos 2 \omega_2 t + \dots + I_n(-V_1) \cos n \omega_2 t + \dots \quad (34)$$

avec

$$I_0(-V_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{\mathcal{U}_2 (\cos \omega_2 t - \cos \varphi)}{r} d(\omega_2 t) \quad (35)$$

et

$$I_n(-V_1) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{\mathcal{U}_2 (\cos \omega_2 t - \cos \varphi)}{r} \cos n \omega_2 t d(\omega_2 t) \quad (36)$$

ce qui donne en effectuant l'intégration :

$$I_0 = \frac{\mathcal{U}_2}{\pi r} [\sin \varphi - \varphi \cos \varphi] \quad (37)$$

$$I_1 = \frac{\mathcal{U}_2}{\pi r} \left[\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right] \quad (38)$$

$$I_n = \frac{\mathcal{U}_2}{\pi r} \left[\frac{\sin (n-1) \varphi}{n(n-1)} - \frac{\sin (n+1) \varphi}{n(n+1)} \right] \quad (39)$$

pour $n \geq 2$ (*)

(*) Remarquons que cette relation est encore valable pour $n = 1$, à condition de lever l'indétermination :

$$\limite_{n \rightarrow 1} \frac{\sin (n-1) \varphi}{n(n-1)} = \varphi$$

Mais \mathcal{U}_2 dépend de φ par l'intermédiaire de I_1 , puisque $\mathcal{U}_2 = V_2 - R I_1$. Éliminons donc \mathcal{U}_2 en combinant (33) et (38), ce qui donne :

$$I_1 = \frac{V_2}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right) - \frac{R I_1}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)$$

d'où l'on tire immédiatement :

$$I_1 = \frac{\frac{V_2}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (40)$$

En remplaçant la valeur de I_1 tirée de (40) dans l'expression (33) on tire immédiatement V_1 et \mathcal{U}_2 en fonction de V_2 et φ et par conséquent aussi I_n en fonction de V_2 et φ ; en effectuant l'opération, il vient :

$$V_1 = \frac{V_2 \cos \varphi}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (41)$$

$$\mathcal{U}_2 = \frac{V_1}{\cos \varphi} = \frac{V_2}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (42)$$

Cette expression de \mathcal{U}_2 , portée dans (37), (38), (39), donne :

$$I_0 = \frac{V_2}{\pi r} \frac{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (44)$$

$$I_1 = \frac{V_2}{\pi r} \frac{\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2}}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (45)$$

$$I_n = \frac{V_2}{\pi r} \frac{\left[\frac{\sin (n-1) \varphi}{n(n-1)} - \frac{\sin (n+1) \varphi}{n(n+1)} \right]}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2 \varphi}{2} \right)} \quad (43)$$

pour $n \geq 2$ (*)

Dans le cas particulier où il n'y a pas de circuit oscillant, c'est-à-dire si $R = 0$, la relation (41) définissant l'angle d'ouverture en fonction de V_1 et de V_2 devient :

$$V_1 = V_2 \cos \varphi \quad (46)$$

(*) Même remarque que pour (39).

et l'expression (42) devient

$$U_2 = V_2 \tag{47}$$

Ce cas particulier se présente dans l'étude des changeurs de fréquences, détecteurs, etc.

Si $V_1 = 0$ on a $\varphi = \frac{\pi}{2}$, dans tous les cas, que R soit égal ou non à zéro.

Maintenant que le premier développement, c'est-à-dire celui correspondant à la série de Fourier, est complètement déterminé, introduisons une tension v dans le circuit de la figure 3 ; cette tension v donnera

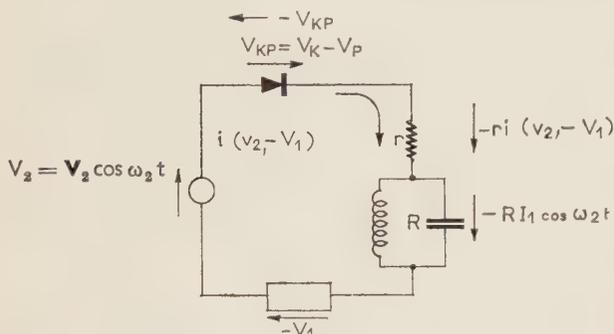


FIG. 3 a(*) : $i(v_2, -V_1)$ est donné par (34).

La figure (3 a) est relative au premier développement (série de Fourier) où l'on suppose que $v_1 = 0$ (donc $v = 0$).

r = résistance interne de la + résistance obligatoire dans certains montages.

R = résistance équivalente du circuit à la résonance et dans la bande passante.

$-V_1$ = une tension continue négative (polarisation).

au courant i un accroissement $\Delta i(v_1)$ lié à un accroissement de la tension aux bornes de la diode qu'on appellera v_1 compté dans le sens algébrique positif, ce qui fait que :

$$v_{PK} = v_{plaque} - v_{cathode} = -v_1 \tag{48}$$

Si on considère que cet accroissement $-v_1$ à partir de $-V_1$ est suffisamment petit pour ne pas faire passer d'une des inégalités (32) à l'autre, on peut dire que i est continu et dérivable par rapport à V_1 , ce qu'on ne pouvait dire de v_2 car les variations de V_2 étaient assez grandes pour faire passer d'une des inégalités (32) à l'autre, engendrant ainsi la discontinuité de i .

Le spectre de fréquence de Δi (voir 28) contient le spectre de fréquence de v_1, v_1^2 , etc. (d'amplitude de plus en plus faible) et toutes les fréquences d'intermodulation entre v_1 et $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$, en particulier la partie de Δi correspondant aux bandes latérales, pour lesquelles on supposera que le circuit oscillant présente la résistance R (la même qu'à la résonance) ; enfin, le spectre de Δi ne contient aucun terme à la fréquence ω_2 .

(*) Dans toutes les figures qui suivent, lire :

$$v \text{ (figure)} = v \text{ et } V \text{ (figure)} = V$$

On en conclut que l'accroissement de tension v_1 aux bornes de la diode, dû à l'introduction de v dans le circuit, est donné par la relation :

$$v_1 = -v + r\Delta i(v_1) + R\Delta i_{BL} \tag{49}$$

où $v_{PK} = -v_1 = v - r\Delta i - R\Delta i_{BL}$

Δi_{BL} est la partie de Δi correspondant aux bandes latérales.

Écrivons l'équation (27) qui décrit, grâce aux deux développements successifs, le courant dans le circuit de la figure 3 b ; il vient :

$$\begin{aligned} i(0 + v_2, -V_1 - v_1) &= I_0(-V_1) + I_1(-V_1) \cos \omega_2 t + I_2(-V_1) \cos 2 \omega_2 t + \dots \\ &+ [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] v_{PK} \\ &+ [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \beta_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] v_{PK}^2 \\ &+ \dots \end{aligned} \tag{50}$$

I_0, I_1, \dots, I_n sont donnés par (43), (44), (45).

Déterminons $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$, et $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_n$.

Pour cela utilisons les relations (26) qui donnent :

$$\alpha_n = -\frac{dI_n}{dV_1} \text{ et } \beta_n = \frac{1}{2!} \frac{d^2 I_n}{dV_1^2} = \dots = \frac{1}{2!} \frac{d\alpha_n}{dV_1}$$

ce qui s'écrit encore :

$$\alpha_n = -\frac{dI_n}{dV_1} = -\frac{dI_n}{d\varphi} \cdot \frac{1}{dV_1} \text{ et } \beta_n = -\frac{1}{2!} \frac{d\alpha_n}{d\varphi} \cdot \frac{1}{dV_1} \tag{51} \text{ et } (51) \text{ bis}$$

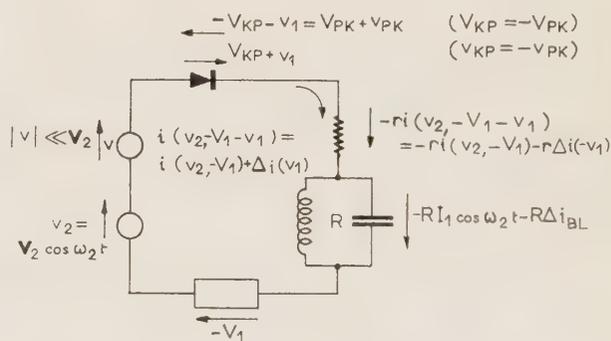


FIG. 3 b. : $i(v_2, -V_1 - v_1)$ est donné par (50).

La figure (3 b) est relative aux deux développements successifs (Fourier et Taylor). L'introduction de v dans le circuit crée un accroissement v_1 aux bornes de la diode, un accroissement $-r\Delta i$ aux bornes de la résistance et un accroissement $-R\Delta i_{BL}$ (bandes latérales) aux bornes du circuit oscillant.

A partir de (41), on tire immédiatement :

$$\frac{dV_1}{d\varphi} = V_2 \frac{-\sin \varphi \left[1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) \right]}{\left[1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) \right]^2} \quad (52)$$

quant à $\frac{dI_n}{d\varphi}$, on le tire immédiatement de (43), (44), (45).

On obtient ainsi après un calcul simple :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= -\frac{dI_0}{dV_1} = -\frac{dI_0}{d\varphi} \cdot \frac{1}{\frac{dV_1}{d\varphi}} \\ &= +\frac{1}{\pi r} \frac{\varphi - \frac{2R}{\pi r} \sin^2 \varphi + \frac{R}{\pi r} \varphi \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)} \end{aligned} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\frac{dI_1}{dV_1} = -\frac{dI_1}{d\varphi} \cdot \frac{1}{\frac{dV_1}{d\varphi}} \\ &= \frac{1}{\pi r} \frac{2 \sin \varphi}{1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)} \end{aligned} \quad (54)$$

$$\alpha_n = -\frac{dI_n}{dV_1} = -\frac{dI_n}{d\varphi} \cdot \frac{1}{\frac{dV_1}{d\varphi}} =$$

$$\left\{ \frac{2 \sin n\varphi + \frac{2R}{\pi r} \left[\sin n\varphi \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) - \sin \varphi \left[\frac{\sin (n-1)\varphi}{(n-1)} \right] - \left[\frac{\sin (n+1)\varphi}{(n+1)} \right] \right]}{n \pi r \left[1 + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) \right]} \right\} \quad (55)$$

La relation (50) décrit complètement le modulateur à diode, ou plus exactement l'intermodulation dans le montage de la figure 3 b entre une tension sinusoïdale de forte amplitude $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ et une tension quelconque v créant aux bornes de la diode une tension v_{PK} (accroissement) égale à $-v_1$, de faible amplitude (si v est petit, v_1 l'est aussi). Cette relation est complètement déterminée grâce

aux coefficients donnés par (43), (44), (45), (53), (54), (55). (Si on veut pousser jusqu'au second ordre en v_1 , il faut calculer β_n par (51 bis)).

Elle sera utile pour l'étude des modulateurs, modulateurs équilibrés etc... et sous sa forme simplifiée (en faisant $R = 0$) pour l'étude des changeurs de fréquence, détecteurs, etc...

Dans un grand nombre des cas on a $V_1 = 0$ donc $\varphi = \pi/2$ ce qui simplifie nettement le calcul des coefficients.

Remarque 1. Dans le cas de modulateurs, la porteuse joue le rôle de $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ et la modulation le rôle de v .

Dans le cas de la détection, la porteuse joue le rôle de v_2 et le rôle de v est joué par les bandes latérales (ou la bande latérale) et la tension détectée.

Dans le cas du changement de fréquence, l'oscillateur local joue le rôle de v_2 et le signal incident le rôle de v .

Dans ce dernier cas, les calculs sont nettement simplifiés par le fait que $R = 0$.

Remarque 2. On a supposé qu'aux bornes du circuit oscillant, seuls les courants à la fréquence ω_2 et aux fréquences des bandes latérales, créaient une tension, mais la bande passante *physique* de ce circuit est telle que les autres termes peuvent y créer des tensions, considérées la plupart du temps comme parasites. Ces tensions parasites, bien que nettement insuffisantes pour modifier le fonctionnement de la diode, peuvent être gênantes dans certains montages ; ces tensions sont nettement diminuées dans le cas des modulateurs équilibrés obtenus par association de quatre modulateurs simples (voir fig. 11 et 12).

2.5. CONCLUSION DE LA 2^e PARTIE

Dans cette partie, on a essayé de comparer les méthodes de calcul, en particulier par des exemples.

L'exemple 2.4.1 donne une application du développement en série de Taylor. Les coefficients de ce développement se calculent graphiquement ou sont donnés par le constructeur. Cette méthode sera appliquée pour l'étude des modulateurs équilibrés à tubes.

L'exemple 2.4.2 (développement mixte Fourier-Taylor) est recommandé dans la plupart des montages à diodes (ou à tubes travaillant en classe B ou C) pour lesquels le calcul graphique des coefficients de la série de Taylor est imprécis et pour lesquels les coefficients du développement mixte Fourier-Taylor se calculent aisément.

La série double de Fourier peut surtout venir en aide au raisonnement physique, il n'est recommandé de l'employer (numériquement) que si on ne peut faire autrement.

Pour les études qualitatives rapides, la série de Taylor est la plus pratique.

(*) Même remarque que pour (39).

TABLEAU 1

	Récapitulation des coefficients de la relation (50) Cas général $R \neq 0, r \neq 0, V_1 \neq 0 (\varphi \neq \pi/2)$	Cas particulier issu du cas général en faisant $R = 0$ (pas de circuit oscillant accordé sur ω_2)	Cas particulier issu du cas général en faisant $V_1 = 0$ (c-à-d. $\varphi = \pi/2$)
(43) I_0	$V_2 \frac{\sin \varphi - \varphi \cos \varphi}{\pi r + R \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}$	$\frac{V_2}{\pi r} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi)$	$V_2 \cdot \frac{1}{\pi \left(r + \frac{R}{2} \right)}$
(44) I_1	$V_2 \frac{\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2}}{\pi r + R \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}$	$\frac{V_2}{\pi r} \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)$	$V_2 \cdot \frac{1}{2 \left(r + \frac{R}{2} \right)}$
(45) I_n $n \geq 2$	$V_2 \frac{\left[\frac{\sin(n-1)\varphi}{n(n-1)} - \frac{\sin(n+1)\varphi}{n(n+1)} \right]}{\pi r + R \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}$	$\frac{V_2}{\pi r} \left[\frac{\sin(n-1)\varphi}{n(n-1)} - \frac{\sin(n+1)\varphi}{n(n+1)} \right]$	
(53) α_0	$\frac{\varphi - \frac{2R}{\pi r} \sin^2 \varphi + \frac{R}{\pi r} \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}{\pi r + R \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}$	$\frac{\varphi}{\pi r}$	$\frac{\frac{1}{2} - \frac{R}{r} \left(\frac{1}{2\pi} - \frac{2}{\pi^2} \right)}{r + \frac{R}{2}} \approx \frac{0,5 - 0,06 \frac{R}{r}}{r + \frac{R}{2}}$
(54) α_1	$\frac{2 \sin \varphi}{\pi r + R \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right)}$	$\frac{2 \sin \varphi}{\pi r}$	$\frac{2}{\pi \left(r + \frac{R}{2} \right)}$
α_2	$\frac{\left\{ 2 \sin 2\varphi + \frac{2R}{\pi r} \times \left[\varphi \sin 2\varphi - \frac{\sin^2 2\varphi}{2} - \frac{\sin^2 \varphi}{2} + \frac{\sin \varphi \cdot \sin 3\varphi}{6} \right] \right\}}{2 \left[\pi r + R \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) \right]}$	$\frac{\sin 2\varphi}{\pi r}$	$\frac{2R}{3\pi^2 r} \approx \frac{-0,065}{r \left(\frac{1}{2} + \frac{r}{R} \right)}$
(55) α_n $n \geq 2$	$\frac{\left[2 \sin n\varphi + \frac{2R}{\pi r} \left\{ \sin n\varphi \left(\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) - \sin \varphi \left[\frac{\sin(n-1)\varphi}{(n-1)} - \frac{\sin(n+1)\varphi}{(n+1)} \right] \right\} \right]}{n \left[\pi r + R \left(\varphi + \frac{\sin 2\varphi}{2} \right) \right]}$	$\frac{2 \sin n\varphi}{n \pi r}$	

	Série de Taylor à 2 variables	Série double de Fourier (à deux variables)	Série de Fourier pour l'une des variables, suivie d'une série de Taylor pour l'autre variable.
2 signaux quelconques	Caractéristiques sans coude (*)		
2 signaux périodiques	Caractéristiques sans coude	Caractéristiques avec ou sans coude	Série de Fourier pour la caractéristique avec ou sans coude. Taylor pour la caractéristique sans coude, ou même avec coude si le signal correspondant est petit.
1 signal périodique 1 signal quelconque	Caractéristiques sans coude		id.

TABLEAU I bis

Tableau indiquant les possibilités d'utilisation d'une méthode de calcul.

Pour la méthode conseillée, voir § 2. 5.

(*) Le mot « coude » signifie une discontinuité de la dérivée $\frac{di}{dv}$ sur la caractéristique.

TROISIÈME PARTIE

SYNTHÈSE DES MODULATEURS ÉQUILIBRÉS SIMPLES ET DES CIRCUITS ANALOGUES : CHANGEURS DE FRÉQUENCE SYMÉTRIQUES

3. Introduction

Prenons l'exemple du paragraphe 2.4.1, où un tube à deux grilles de commande est attaqué par V_1 et V_2 . On avait vu que le courant de sortie de ce modulateur, pour des variations v_1 et v_2 autour de V_1 et V_2 , était donné par la relation symbolique (21). Cette relation est explicitée dans le tableau II à la ligne 1 (mais où $v_1 D_{V_1}$ et $v_2 D_{V_2}$ sont remplacés pour simplifier l'écriture par v_1 et v_2).

Si on suppose maintenant que v_2 est la porteuse et v_1 une force électromotrice de modulation, un modulateur est dit équilibré quand on peut conserver dans le courant de sortie le terme d'intermodulation $v_2 v_1$ (représentant ici les bandes latérales) et supprimer, au moins, le terme en v_2 représentant la porteuse.

Pour obtenir ce résultat, il suffit d'associer ensemble deux modulateurs, comme on l'indiquera dans le tableau II.

Toutefois, le nombre de termes parasites résiduels est important dans ce cas là. Si l'on veut réduire bien davantage les termes résiduels, il est alors recommandé d'associer ensemble quatre modulateurs

et le courant de sortie est totalement dénué de termes parasites jusqu'au 3^e ordre.

3.1. COMMENT CONCEVOIR UN MODULATEUR ÉQUILIBRÉ. OBTENTION DU TABLEAU II

Dès maintenant, on peut dire que si le courant de sortie total est obtenu par addition ou soustraction des courants de chaque modulateur composant le modulateur équilibré (ce qui est le cas pratique) ou par tout autre procédé qui agit sur tous les termes du développement de la même façon, et si l'on tient compte du fait que la seule différence entre les modulateurs qu'on combine est la polarité de leurs signaux d'attaque, il est bien évident que dans le cas de l'addition des courants de sortie (lignes 2, 3 et 7 du tableau II), seuls sont conservés, dans le courant total, les termes dont le signe est invariant en fonction des différences de polarité des signaux d'entrées. C'est exactement le contraire dans le cas d'une soustraction des courants (lignes 4, 5, 6 et 7 du tableau II).

Le raisonnement qualitatif concernant les termes qui s'éliminent ou se conservent, dans la synthèse d'un modulateur équilibré à partir de deux modulateurs simples, est le même quels que soient D_{V_1} et D_{V_2} , en particulier pour $D_{V_1} = D_{V_2} = 1$ et c'est avec cette convention que le tableau II a été réalisé.

Il suffira évidemment de remplacer v_1 et v_2 par $v_1 D_{V_1}$ et $v_2 D_{V_2}$ pour obtenir le développement réel correspondant à un cas particulier.

TABLEAU II

N° de la ligne	Association des modulateurs (*)	1 ^{er} Ordre	2 ^e Ordre	3 ^e Ordre	4 ^e Ordre	Ord. sup.
(1)	$i(+v_2, +v_1)$	$v_2 + v_1$	$+\frac{1}{2!} [v_2^2 + 2v_2v_1 + v_1^2]$	$+\frac{1}{3!} [v_2^3 + 3v_2^2v_1 + 3v_2v_1^2 + v_1^3]$	$+\frac{1}{4!} [v_2^4 + 4v_2^3v_1 + 6v_2^2v_1^2 + 4v_2v_1^3 + v_1^4]$	+ ...
(2)	$i(+v_2, +v_1) + i(-v_2, -v_1)$		$+\frac{2}{2!} [v_2^2 + 2v_2v_1 + v_1^2]$		$+\frac{2}{4!} [v_2^4 + 4v_2^3v_1 + 6v_2^2v_1^2 + 4v_2v_1^3 + v_1^4]$	+ ...
(3)	$i(+v_2, -v_1) + i(-v_2, +v_1)$		$+\frac{2}{2!} [v_2^2 - 2v_2v_1 + v_1^2]$		$+\frac{2}{4!} [v_2^4 - 4v_2^3v_1 + 6v_2^2v_1^2 - 4v_2v_1^3 + v_1^4]$	+ ...
(4)	$i(+v_2, +v_1) - i(+v_2, -v_1)$	$2v_1$	$+\frac{2}{2!} [+2v_2v_1]$	$+\frac{2}{3!} [+3v_2^2v_1 + v_1^3]$	$+\frac{2}{4!} [+4v_2^3v_1 + 4v_2v_1^3]$	+ ...
(5)	$i(-v_2, +v_1) - i(-v_2, -v_1)$	$2v_1$	$+\frac{2}{2!} [-2v_2v_1]$	$+\frac{2}{3!} [+3v_2^2v_1 + v_1^3]$	$+\frac{2}{4!} [-4v_2^3v_1 - 4v_2v_1^3]$	+ ...
(6) = (4) - (5)	$[i(+v_2, +v_1) - i(+v_2, -v_1)] - [i(-v_2, +v_1) - i(-v_2, -v_1)]$		$+\frac{2}{2!} [+4v_2v_1]$		$+\frac{4}{4!} [+4v_2^3v_1 + 4v_2v_1^3]$	+ ...
(7) = (2) - (3)	$[i(+v_2, +v_1) + i(-v_2, -v_1)] - [i(+v_2, -v_1) + i(-v_2, +v_1)]$		$+\frac{2}{2!} [+4v_2v_1]$		$+\frac{4}{4!} [+4v_2^3v_1 + 4v_2v_1^3]$	+ ...

(*) Nota : Pour avoir la valeur réelle du développement, c'est-à-dire la valeur des coefficients, remplacer v_1 par $v_1 D_{V_1}(i)$ et v_2 par $v_2 D_{V_2}(i)$.

3.2. EXEMPLES

Soient $\varepsilon_1 v_1$ et $\varepsilon_2 v_2$ les tensions appliquées à l'un des modulateurs, et $\varepsilon'_1 v_1$ et $\varepsilon'_2 v_2$ les tensions appliquées à l'autre :

$$(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon'_1, \varepsilon'_2 = \pm 1)$$

On aura :

$$i_{(\text{premier modulateur})} = i(\varepsilon_2 v_2, \varepsilon_1 v_1) = \varepsilon_2 v_2 + \varepsilon_1 v_1 + \frac{1}{2!} \left[\varepsilon_2^2 v_2^2 + 2\varepsilon_2 \varepsilon_1 v_2 v_1 + \varepsilon_1^2 v_1^2 \right] + \frac{1}{3!} \left[\dots \right]$$

$$i_{(\text{deuxième modulateur})} = i(\varepsilon'_2 v_2, \varepsilon'_1 v_1) = \varepsilon'_2 v_2 + \varepsilon'_1 v_1 + \frac{1}{2!} \left[\varepsilon'^2_2 v_2^2 + 2\varepsilon'_1 \varepsilon'_2 v_2 v_1 + \varepsilon'^2_1 v_1^2 \right] + \frac{1}{3!} \left[\dots \right]$$

Si on procède par addition des deux courants, on a :

$$i_{(\text{total})} = i(\varepsilon_2 v_2, \varepsilon_1 v_1) + i(\varepsilon'_2 v_2, \varepsilon'_1 v_1) = (\varepsilon_2 + \varepsilon'_2) v_2 + (\varepsilon_1 + \varepsilon'_1) v_1 + \frac{1}{2!} \left[(\varepsilon_2^2 + \varepsilon'^2_2) v_2^2 + 2(\varepsilon_2 \varepsilon_1 + \varepsilon'_1 \varepsilon'_2) v_1 v_2 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon'^2_1) v_1^2 \right] + \frac{1}{3!} \left[\dots \right]$$

Pour supprimer le terme en v_2 il faut $\varepsilon_2 = -\varepsilon'_2$.

Si l'on veut aussi supprimer v_1 il faut $\varepsilon_1 = -\varepsilon'_1$.

On a donc le choix entre :

$\varepsilon_2 = 1, \varepsilon_1 = 1; \varepsilon'_2 = -1, \varepsilon'_1 = -1$ (ligne 2 du tableau II) et

$\varepsilon_2 = 1, \varepsilon_1 = -1; \varepsilon'_2 = -1, \varepsilon'_1 = +1$ (ligne 3 du tableau II).

Le même raisonnement s'applique pour le cas où on prend les différences de courant et on obtient en particulier les lignes 4 et 5 du tableau II.

Les lignes 6 et 7 représentent les associations de quatre modulateurs deux par deux.

Le tableau II montre donc comment il faut attaquer les modulateurs constituants d'un modulateur équilibré et comment il faut associer leurs courants, pour avoir un courant déterminé à la sortie.

Pour avoir les coefficients des termes, il suffit de remplacer v_1 par $v_1 D_{V_1}$ et v_2 par D_{V_2} .

3.3. UTILISATION DU TABLEAU II. CONCLUSION DE LA 3^e PARTIE

Quand il s'agit de modulateurs à tubes attaqués par v_1 et v_2 , le tableau II est parfaitement valable, mais quand il s'agit de montages où les courants de sortie et d'entrée ne sont pas distincts, tel que l'exemple du paragraphe 2.4.2. où l'on traite un exemple de circuit à diode, ce qui compte, ce n'est pas v_1

et v_2 mais les tensions aux bornes de la diode, car c'est la caractéristique de la diode qui est connue en général (c'est-à-dire i en fonction de la tension aux bornes de la diode). Pour un circuit sans aucune impédance, les tensions appliquées et la tension aux bornes de la diode sont égales et il n'y a aucune modification à faire sur les relations du tableau II, concernant v_1 et v_2 .

Mais si une impédance est insérée dans le circuit, la tension appliquée sur la diode est différente des tensions d'entrée; il faut donc faire intervenir la tension aux bornes de la diode et non celles d'entrée.

Toutefois, si au lieu de considérer la caractéristique de la diode seule, on considère la caractéristique (courant-tension) du montage dans son ensemble (diode, charge, résistances de source, etc.), ce sont les tensions d'attaque qu'il faut considérer et le tableau est directement utilisable, les coefficients D_{V_1} et D_{V_2} étant calculés à partir de la caractéristique courant-tension de l'ensemble du montage (diode, charge, résistances de source, etc.); ceci à condition, bien entendu, que cette caractéristique permette un développement en série de Taylor, ce qui est souvent le cas.

Dans la pratique, on utilisera toujours le tableau II pour prévoir qualitativement la nature des résultats, qu'il s'agisse de modulateurs à tubes ou à diodes.

Ce même tableau sera aussi utile pour les calculs numériques sur les modulateurs à tubes.

Mais pour les calculs numériques sur les modulateurs à diodes, plutôt que de tracer à chaque fois la caractéristique globale courant tension du circuit, on utilisera un développement mixte Fourier-Taylor comme au paragraphe 2.4.2. et comme on le fera dans la cinquième partie.

QUATRIÈME PARTIE

MODULATEURS ÉQUILIBRÉS A TUBES A VIDE

4. Introduction

Le modulateur équilibré constitue un circuit de première importance dans le système NTSC de Télévision en couleurs et les systèmes dérivés de celui-ci, et c'est en vue de cette application que cette étude a été faite.

En effet on utilise des modulateurs équilibrés pour la transmission des informations de chromaticité, de façon à réduire au maximum l'énergie transmise à la fréquence porteuse couleur, et ne transmettre pratiquement que les bandes latérales.

A titre indicatif, disons que la porteuse couleur est à une fréquence de 4,43 MHz environ et la fréquence maximale des informations de chromaticité, constituant la modulation atteint environ 1,5 MHz.

Les modulateurs équilibrés sont, en général, soit à tubes à vide, soit à diodes (cristal).

4.1. MODULATION SYMÉTRIQUE (ÉQUILBRÉE) DE LA PORTEUSE COULEUR A L'AIDE DE DEUX TUBES A DEUX GRILLES DE COMMANDE (GENRE 6AS6)

Un modulateur symétrique de ce genre est reproduit dans ses grandes lignes sur la figure 4.

La porteuse couleur est envoyée en opposition de phase sur chacune des grilles n° 3 des 6AS6 avec une amplitude de 5 V crête environ. L'une des deux informations de chromaticité ($E_R - E_Y$) ou ($E_B - E_Y$) (I et Q aux U.S.A.), est envoyée en opposition de phase sur chacune des grilles n° 1 des tubes 6AS6. Les deux tubes travaillent en classe A pour les deux signaux.

Pour faire l'étude de ce modulateur, on peut utiliser, comme on l'a vu dans la 2^e partie, un développement en série de Taylor pour calculer le courant dans chaque tube.

D'après la description qu'on vient de faire et d'après la figure 4, le premier tube fournira un courant $i_1 = i (+v_2, +v_1)$ et le deuxième tube un courant $i_2 = i (-v_2, -v_1)$.

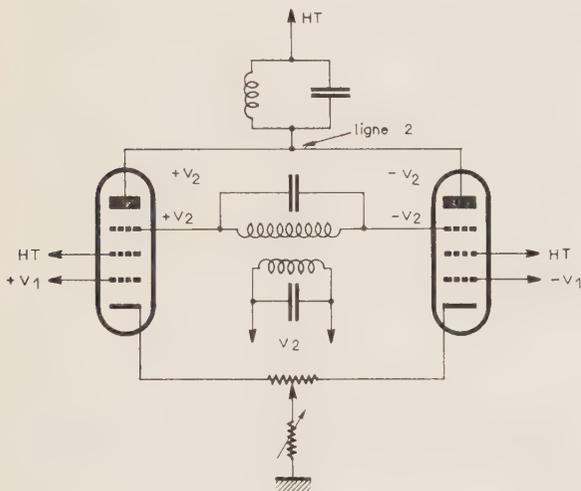


FIG. 4. — (Ligne 2 du tableau II) $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ (porteuse) $v_1 =$ modulation.

La charge des deux tubes étant commune, le courant total qui passera dans la charge est égal à

$$i = i_1 + i_2 = i (+v_2, +v_1) + i (-v_2, -v_1) \quad (56)$$

En utilisant la notation symbolique du développement de Taylor, il vient :

$$i = i_1 + i_2 = e^{(v_2 D_{v_2} + v_1 D_{v_1})} + e^{(-v_2 D_{v_2} - v_1 D_{v_1})} \quad (57)$$

Les relations (56) et (57) nous indiquent que nous sommes dans le cas de la ligne 2 du tableau II.

Ce qui donne, pour le courant total, en négligeant les termes du quatrième ordre :

$$i = v_2^2 D_{v_2}^2 + 2 v_1 v_2 D_{v_1} D_{v_2} + v_1^2 D_{v_1}^2 \quad (58)$$

Ce qui s'écrit, en tenant compte que $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$:

$$i = A V_2^2 \cos^2 \omega_2 t + 2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t + C v_1^2 \quad (59)$$

Si l'on suppose, comme on l'a fait en (19) :

$$A = D_{V_2}^2 = \frac{\partial^2 i}{\partial V_2^2}; \quad B = D_{v_1} D_{v_2} = \frac{\partial^2 i}{\partial v_1 \partial v_2}$$

$$C = D^2 v_1 = \frac{\partial^2 i}{\partial v_1^2} \quad (60)$$

La relation s'écrit encore :

$$i = \frac{A}{2} V_2^2 [1 + \cos 2 \omega_2 t] + 2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t + C v_1^2 \quad (61)$$

Analysons chacun des termes de la relation (61) :

— Le terme $\frac{A}{2} V_2^2$ est une composante continue qui ne saurait créer aucune tension perturbatrice sur la charge du modulateur équilibré de la figure 4.

— Le terme $\frac{A}{2} V_2^2 \cos 2 \omega_2 t$ est à la fréquence double de la porteuse couleur, ω_2 ; le circuit de charge étant accordé sur ω_2 , ce terme ne saurait y créer une tension importante ; il y apparaît quand même une tension faible, mais gênante ; aussi l'élimine-t-on à l'aide d'un circuit réjecteur réglé sur l'harmonique deux de la porteuse.

— Le terme $2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t$ est le terme utile. Il est constitué des fréquences qui composent les bandes latérales et c'est lui qui créera la tension la plus importante dans le circuit de charge. En effet, supposons qu'une des fréquences qui constitue le spectre de $v_1 = E_R - E_Y$ (ou $E_B - E_Y$) s'écrit :

$$v_1 = V_1 \cos \omega_1 t, \text{ on aura} \quad (62)$$

$$2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t = 2 B V_2 V_1 \cos \omega_2 t \cos \omega_1 t =$$

$$B V_2 V_1 [\cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t] \quad (63)$$

Les fréquences $\omega_2 + \omega_1$ et $\omega_2 - \omega_1$ se trouvent dans la bande passante du circuit de charge. On voit en plus que ce terme représente uniquement les bandes latérales.

Toutefois, si $E_R - E_Y$ ou $E_B - E_Y$ ne sont pas purement sinusoïdaux ou tout simplement si on suppose que $v_1 = V_0 + V_1 \cos \omega_1 t$ (64), la relation (63) devient :

$$2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t = 2 B V_0 \cos \omega_2 t$$

$$+ B V_2 V_1 [\cos (\omega_2 + \omega_1) t + \cos (\omega_2 - \omega_1) t]. \quad (65)$$

Il subsiste alors un terme à la pulsation de la porteuse, à la sortie d'un modulateur équilibré ; la dénomination quelquefois employée « Modulateur à

suppression de porteuse » est à utiliser avec précaution.

Dans le cas d'une transmission de sons, la valeur moyenne est nulle et il n'y a jamais d'énergie à la fréquence porteuse.

— Le terme $C v_1^2$ qu'on peut écrire en posant comme tout à l'heure $v_1 = V_1 \cos \omega_1 t$,

$$C v_1^2 = \frac{C}{2} V_1^2 [1 + \cos 2 \omega_1 t] \quad (66)$$

Le terme $\frac{C}{2} V_1^2 \cos 2 \omega_1 t$ peut être considéré comme perturbateur, en effet l'harmonique 2 des fréquences élevées de modulation : soit $2 \times 1,5 \text{ MHz} = 3 \text{ MHz}$ (au maximum) atteint l'extrémité inférieure de la bande passante du circuit de charge accordé sur 4,43 avec une bande passante de $\pm 1,5 \text{ MHz}$. On voit donc l'importance qu'il y a à mettre un filtre passe bas pour les signaux de chromaticité avant que ceux-ci n'attaquent le modulateur équilibré afin de ne pas avoir de termes parasites à des fréquences supérieures à $2 \times 1,5 \text{ MHz}$. (1,5 MHz est un peu supérieur aux valeurs pratiques).

4.2. CALCULS NUMÉRIQUES CONCERNANT UN MODULATEUR DU TYPE REPRÉSENTÉ FIGURE 4

Les points de polarisation des grilles n° 1 et n° 3 du tube 6AS6 sont tels que l'on a en ce point :

$$\frac{\partial i}{\partial V_1} = S_1 = 3,2 \text{ mA/V} = 3,2 \text{ mhos, pente du tube par rapport à la grille n° 1.} \quad (67)$$

$$C = \frac{\partial^2 i}{\partial V_1^2} = \frac{\partial S_1}{\partial V_1} = 0,7 \text{ mA/V}^2 = 0,7 \text{ mho/V, (variation de } S_1 \text{ en fonction de } V_1). \quad (68)$$

$$B = \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} = \frac{\partial S_1}{\partial V_2} = 0,35 \text{ mA/V}^2 = 0,35 \text{ mho/V (variation de } S_1 \text{ en fonction de } V_2) \quad (69)$$

$$\frac{\partial i}{\partial V_2} = S_3 = 0,43 \text{ mA/V} = 0,43 \text{ mho (pente du tube par rapport à la grille n° 3).$$

$$A = \frac{\partial^2 i}{\partial V_2^2} = \frac{\partial S_3}{\partial V_2} = -0,475 \text{ mA/V}^2 = -0,475 \text{ mho/V (variation de } S_3 \text{ par rapport à la tension d'attaque de la grille n° 3, } V_2) \quad (71)$$

Théoriquement on doit avoir : $\frac{\partial S_3}{\partial V_1} = \frac{\partial S_1}{\partial V_2}$ puisque

$$\frac{\partial^2 i}{\partial V_2 \partial V_1} = \frac{\partial^2 i}{\partial V_1 \partial V_2} \text{ pour une fonction continue.}$$

La relation (69) donne le coefficient du terme utile qui est donc :

$$2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t = 0,7 v_1 V_2 \cos \omega_2 t \text{ mA, si } v_1 \text{ et } V_2 \text{ sont exprimés en volts,} \quad (72)$$

La relation (71) donne le coefficient du terme parasite à la fréquence de l'harmonique deux.

$$\frac{A}{2} V_2^2 \cos 2 \omega_2 t = 0,24 V_2^2 \cos 2 \omega_2 t \text{ en mA si } V_2 \text{ en volts} \quad (73)$$

et la relation (68) donne le coefficient du signal parasite de modulation,

$$C v_1^2 = 0,7 v_1^2 \quad (74)$$

qui devient, si v_1 est égal à $V_1 \cos \omega_1 t$ et si on néglige le terme à la fréquence zéro :

$$\frac{C}{2} V_1^2 \cos 2 \omega_1 t = 0,35 V_1^2 \cos 2 \omega_1 t \text{ en mA si } V_1 \text{ en volts.} \quad (75)$$

La tension utile à la sortie est évidemment :

$$2 B v_1 V_2 \cos \omega_2 t \times R_{charge} = 0,7 R_1 V_2 \cos \omega_2 t \text{ millivolts.} \quad (76)$$

4.3. REMARQUES

Remarque 1

On voit que l'intermodulation, c'est-à-dire les bandes latérales, provient du terme B , c'est-à-dire $\frac{\partial S_3}{\partial V_1}$ ou $\frac{\partial S_1}{\partial V_2}$, c'est-à-dire de la variation de pente pour une grille en fonction de la variation de tension sur l'autre.

La non linéarité, qui proviendrait de ce que $\frac{\partial S_1}{\partial V_1}$ n'est pas nulle par exemple, non seulement n'intervient pas, en ce qui concerne l'intermodulation, mais est nuisible par les termes parasites qu'elle crée.

Remarque 2

Les relations (73) et (75) montrent que les coefficients des amplitudes des termes parasites à la fréquence de l'harmonique deux de la porteuse et de la modulation sont à peu près du même ordre de grandeur. Toutefois $V_2 \approx 5 \text{ V}$ et $V_1 = 0,5 \text{ V}$ du fait que la tension admissible (sans distorsion provenant de $\partial S_2 / \partial V_2$ et de $\partial S_1 / \partial V_1$) sur la grille n° 3 est nettement supérieure à la tension admissible sur la grille n° 1. L'amplitude du courant parasite à la fréquence de l'harmonique deux de la porteuse est donc nettement supérieure, mais il est plus facile à éliminer (réjecteur). Il n'en serait pas de même si la porteuse était injectée sur la grille n° 1 et la modulation sur la grille n° 3.

Remarque 3

Il est bien évident que si v_1 et v_2 sont augmentés dans de très grandes proportions, les calculs ci-dessus ne sont plus valables,

4.4. MODULATEUR A QUATRE TUBES

Le modulateur qu'on vient d'étudier et qui correspond à la ligne 2 du tableau II peut être associé à un autre modulateur du même type et correspondant à la ligne 3 du tableau II. Si on s'arrange pour que le courant de sortie total soit proportionnel à la différence des courants de sortie telle qu'elle est exprimée à la ligne 7, on élimine les termes parasites résiduels.

Le schéma d'un modulateur à quatre tubes correspondant à la ligne 7 du tableau II est représenté par la figure 5. Si ce modulateur a la qualité de ne pas fournir de termes parasites, il est, par contre, deux fois plus compliqué et plus encombrant et les réglages sont aussi, vraisemblablement, moins simples.

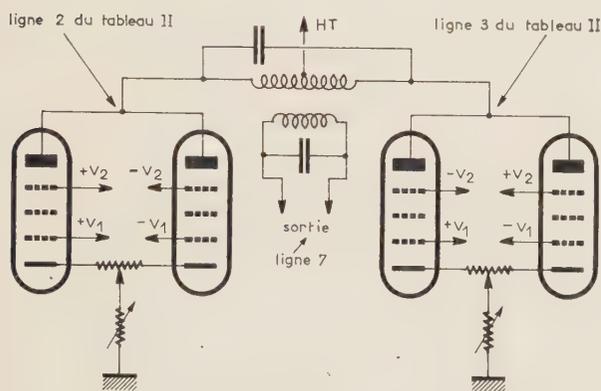


FIG. 5. — (Ligne 7 du tableau II) $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ (porteuse), $v_1 =$ modulation.

Le montage représenté schématiquement figure 6 est identique théoriquement à celui de la figure 5, mais il est beaucoup moins encombrant, grâce à l'emploi de doubles triodes. Le montage 6 bis est identique, mais ne nécessite pas de déphaseur pour v_1 .

Une suggestion de l'emploi pratique du montage (6) est représentée figure 7 où l'on a ajouté, par rapport à la figure 6, des dispositifs d'équilibrage. Suivant les cas particuliers et si les tubes sont triés de façon que les tubes aient des caractéristiques identiques, il est vraisemblable qu'on puisse supprimer une partie de ces réglages.

Le schéma 6 ter est le même que 6 bis, mais on emploie un amplificateur différentiel à la place d'un transformateur différentiel.

4.5. CONCLUSION DE LA 4^e PARTIE

Le modulateur équilibré à deux tubes a été énormément utilisé en télévision en couleurs et c'est pratiquement son schéma qu'on retrouve dans la plupart des codeurs N.T.S.C.

Le modulateur à quatre tubes représenté figures 5, 6 et 7 et suggéré ici directement par la ligne 7 du tableau II, présente sur le modulateur à deux tubes l'avantage de ne pas fournir, pratiquement, de termes parasites ; ce montage n'a pas encore été employé, tout au moins à ce que l'on sait.

Jusqu'ici on a utilisé les lignes 2, 3 et 7 du tableau II. Les lignes 4, 5, 6 vont être utilisées dans la partie suivante où l'on étudiera un modulateur à deux diodes et un modulateur à quatre diodes (dit quelquefois en anneau).

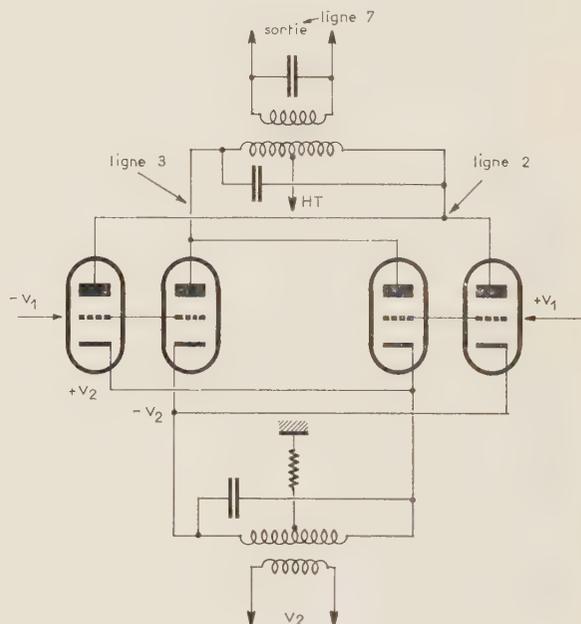


FIG. 6. — (Variante de la figure 5 pour deux double-triodes). $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ (porteuse), $v_1 =$ modulation.

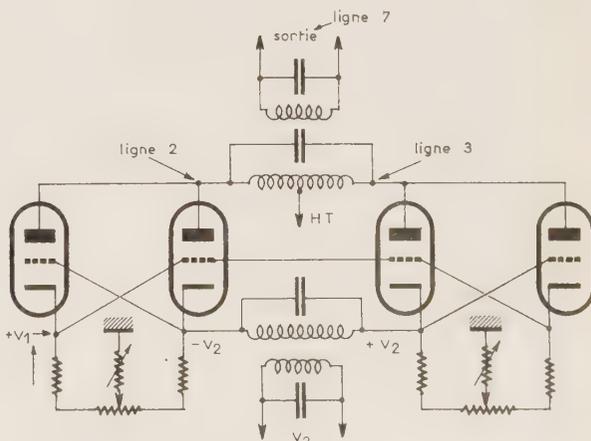


FIG. 6 bis. — Variante des figures 5 et 6 ne nécessitant pas, pour v_1 , un montage déphaseur. $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ (porteuse), $v_1 =$ modulation.

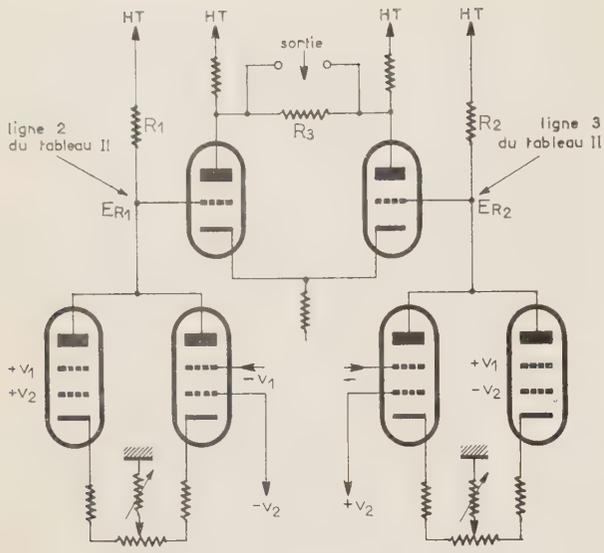


FIG. 6 ter. — En supposant que les tubes sont semblables et interchangeable entre eux, un développement en série de Taylor, donne pour la chute de tension dans la résistance de charge R_1 , une expression de la forme :

$$E_{R_1} = (a v_2^2 + b v_2 v_1 + c v_1^2) + \dots + (d v_2^4 + c v_2^3 v_1 + f v_2^2 v_1^2 + g v_2 v_1^3 + b v_1^4) + \dots$$

de même, pour la chute de tension dans la résistance de charge R :

$$E_R = (a v_2^2 - b v_1 v_2 + c v_1^2) + \dots + (d v_2^4 - e v_2 v_2^3 + f v_2^2 v_1^2 - g v_2 v_1^3 + b v_1^4)$$

Dans ces expressions, a, b, c, d, e, f, g et b sont de simples coefficients qui dépendent des caractéristiques électriques des éléments du schéma et de l'ordre du terme considéré.

Les deux tensions ci-dessus, E_{R_1} et E_{R_2} , sont appliquées aux deux électrodes de commande de l'amplificateur différentiel.

Dans ces conditions et en supposant pour un instant que l'amplificateur différentiel ne provoque lui-même aucune distorsion, la tension aux bornes de la résistance de charge R_3 de cet amplificateur a pour expression :

$$E'_{R_3} = K(E_{R_1} - E_{R_2}) = 2 bK v_1 v_2 + 2 eK v_2^3 v_1 + 2 gK v_2 v_1^3 + \dots$$

Cette expression montre que les premiers termes parasites résiduels sont du quatrième ordre, tout comme dans un modulateur en anneau.

En réalité cependant, l'amplificateur différentiel introduit lui-même une légère distorsion, de sorte que l'expression précédente doit s'écrire :

$$\bar{E}_{R_3} = \alpha(E_{R_1} - E_{R_2}) + \beta(E_{R_1}^2 - E_{R_2}^2) = 2 \alpha b v_1 v_2 + 4 \beta b v_2 v_1 (a v_2^2 + c v_1^2) + \dots$$

Mais, là encore, aucun terme du second ou du troisième ordre ne subsiste.

Par conséquent, malgré la légère complication de montage qui en résulte, la présence de l'amplificateur différentiel constitue une amélioration nette du signal résultant fourni par les seuls mélangeurs symétriques. Cette amélioration permet de gagner deux ordres de grandeur dans l'élimination des termes parasites du signal résultant, fourni par les mélangeurs aperiodiques.

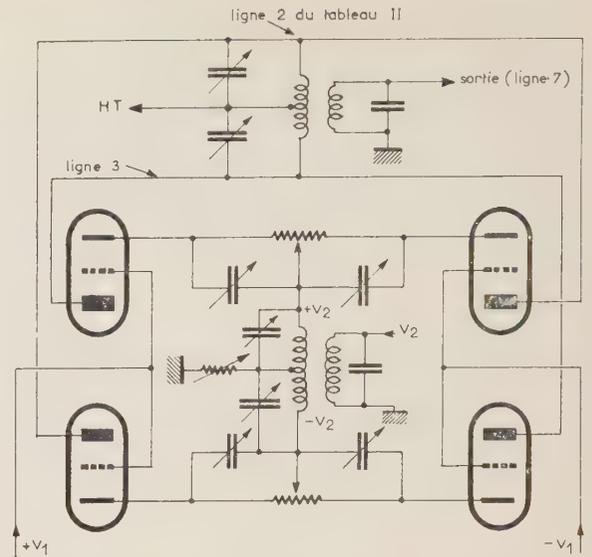


FIG. 7. — Même montage que la figure 6 avec les réglages possibles pour l'équilibrage. La plupart du temps, une partie seulement de ces réglages est nécessaire.

CINQUIÈME PARTIE MODULATEURS ET MODULATEURS ÉQUILIBRÉS A DIODES

5. Introduction

Les premiers modulateurs équilibrés utilisés dans le système N.T.S.C. de télévision en couleurs ont été les modulateurs à vide (modulateurs à deux tubes).

Mais on emploie de plus en plus les modulateurs à diodes (cristaux semiconducteurs).

La recherche de la réduction de l'encombrement, la robustesse, l'insensibilité aux variations des sources d'énergie déterminent souvent ce choix.

Rappelons, s'il en était besoin, que les modulateurs à diodes (semiconducteurs) sont utilisés depuis très longtemps en téléphonie, et que dans le domaine des VHF et UHF un modulateur à diodes est construit en série (*) depuis longtemps déjà.

Avant de passer à l'étude des modulateurs équilibrés, étudions le cas du modulateur simple.

5.1. ETUDE DU MODULATEUR SIMPLE

Un tel modulateur est représenté à la figure 3 b, il a été pratiquement étudié dans la deuxième partie. Il est complètement décrit par la relation (50)

$$i(0 + v_2, -V_1 - v_1) = i(0 + v_2, -V_1) + \Delta i = I_0 + I_1 \cos \omega_2 t + I_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots + [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] v_{PK} + \dots \tag{77}$$

Explicitons Δi , il vient :

$$\Delta i = [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times (v - r \Delta i - R \Delta i_{BL}) + \dots \tag{78}$$

(*) General Radio,

Or $R \Delta i_{BL}$ est forcément de la forme :

$$R \Delta i_{BL} = K v \cos \omega_2 t \text{ (bandes latérales)} \quad (79)$$

(78) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta i &= [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \\ &\quad (v - r \Delta i - K v \cos \omega_2 t) \\ \Delta i (1 + \alpha_0 r + \alpha_1 r \cos \omega_2 t + \alpha_2 r \cos 2 \omega_2 t + \dots) &= \\ \alpha_0 v + \alpha_1 \cos \omega_2 t \times v + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t \times v & \\ - \alpha_0 K v \cos \omega_2 t - \alpha_1 K v \left(\frac{1 + \cos 2 \omega_2 t}{2} \right) & \\ - \alpha_2 K v \times \frac{1}{2} [\cos \omega_2 t + \cos 3 \omega_2 t] + \dots & \\ \Delta i (1 + \alpha_0 r + \alpha_1 r \cos \omega_2 t + \alpha_2 r \cos 2 \omega_2 t + \dots) & \\ = \left(\alpha_0 - \frac{K \alpha_1}{2} \right) v & \\ + \left[\alpha_1 - K \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2} \right) \right] v \cos \omega_2 t & \\ + \left(\alpha_2 - \frac{K \alpha_1}{2} \right) v \cos 2 \omega_2 t & \\ + \dots & \end{aligned} \quad (80)$$

Or la composante de Δi aux fréquences des bandes latérales s'écrit en négligeant $\alpha_1 r \cos \omega_2 t$, $\alpha_2 r \cos 2 \omega_2 t$, etc. (ce qui est vrai si $r \ll R$)

$$\Delta i_{BL} = \frac{\left[\alpha_1 - K \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2} \right) \right] v \cos \omega_2 t}{1 + \alpha_0 r} \quad (81)$$

En remplaçant K par sa valeur tirée de (79), il vient :

$$\Delta i_{BL} = \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_0 (r + R) + \frac{\alpha_2}{2} R} v \cos \omega_2 t \quad (82)$$

et
$$K = \frac{\alpha_1 R}{1 + \alpha_0 r + R + \frac{\alpha_2}{2} R} \quad (83)$$

K est donc une constante.

Grâce à (83), la relation (80) est ainsi complètement explicitée. La relation (84) donne le courant correspondant aux bandes latérales. Si l'on poussait le développement de la relation (50) jusqu'aux termes du second ordre en v_1 , il faudrait ajouter des termes parasites supplémentaires dont les plus importants seraient $\beta_0 v_1^2$ et $\beta_0 v_1^2 \cos \omega_2 t$.

Remarque

Ce qui est important, c'est que la tension développée aux bornes du circuit oscillant et correspondant aux bandes latérales est :

$$\Delta v_{BL} = R \Delta i_{BL} = \frac{\alpha_1 R v \cos \omega_2 t}{1 + \alpha_0 (r + R) + \frac{\alpha_2}{2} R} \quad (84)$$

Quant à la tension totale aux bornes du circuit oscillant elle s'écrit (si on ne tient pas compte des termes parasites) :

$$v_{\text{sortie}} = R I_1 \cos \omega_2 t + \frac{\alpha_1 R}{1 + \alpha_0 (r + R) + \frac{\alpha_2}{2} R} v \cos \omega_2 t \quad (85)$$

Les termes parasites créeront aussi aux bornes du circuit des tensions beaucoup plus faibles, mais quelquefois gênantes.

5.2. ETUDE DU MODULATEUR ÉQUILIBRÉ A DEUX DIODES

Il est constitué comme dans le cas des lampes de deux modulateurs simples. Le schéma d'ensemble d'un tel modulateur est représenté sur la figure 8.

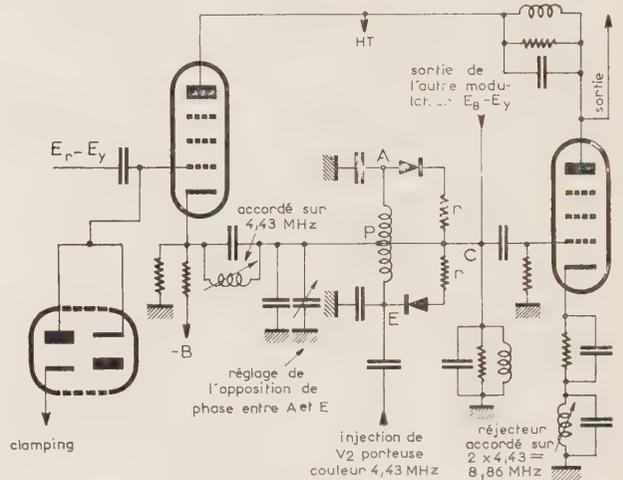


FIG. 8. — Schéma de principe du modulateur utilisé sur le codeur Philco. — Le circuit oscillant accordé sur 4,43 MHz entre le « cathode follower » d'attaque et le point P du modulateur à diode sert d'une part à empêcher les composantes du signal chrominance à 4,43 MHz d'arriver au point P (c'est-à-dire qu'il remplace le filtre à chrominance passe bas classique) et d'autre part à empêcher que l'impédance de sortie du « cathode follower » d'attaque (qui est très faible) de court-circuiter la capacité de réglage de l'opposition de phase entre A et E. — Les résistances r comportent d'une part la résistance interne des diodes et d'autre part une résistance supplémentaire de 1 500 Ω environ pour isoler les deux modulateurs $E_r - E_y$ et $E_b - E_y$ qui aboutissent au même point C, il est bien évident que si on effectue le mélange à l'aide de tubes, ces résistances ne seraient pas nécessaires elles seraient en tous cas plus faibles.

Le schéma de principe est celui de la figure 9.

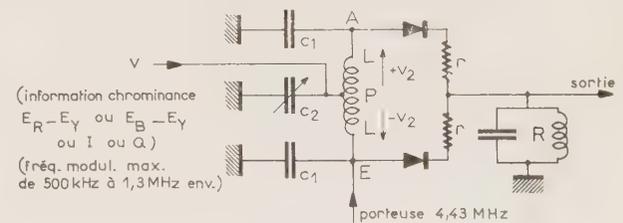


FIG. 9.

Le schéma équivalent (fig. 10) n'est au fond qu'une transposition graphique du schéma réel.

Les sens algébriques choisis pour les courants sont

tels qu'ils traversent les deux diodes de la même façon (elles ont ainsi mathématiquement les mêmes caractéristiques).

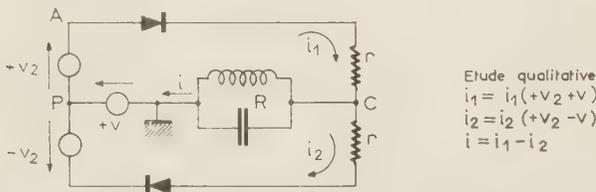


FIG. 10. — Schéma équivalent de la figure 9.

Etude qualitative
 $i_1 = i_1(+v_2+v)$
 $i_2 = i_2(+v_2-v)$
 $i = i_1 - i_2$

La porteuse couleur est représentée par $v_2 = V_2 \cos \omega_2 t$ et l'information de chromaticité par v . L'opposition de phase, en ce qui concerne la porteuse ω_2 , est assurée par le réseau (C_1, L, C_2, C_1). Ce réseau peut être remplacé par un câble retardant de 180° la porteuse.

Le schéma équivalent de la figure 10 n'est autre que l'accolement de deux modulateurs analogues à ceux de la figure 3 b, mais où $V_1 = 0$, car il n'y a aucune polarisation fixe.

Pour $v = 0$, chaque diode conduit pendant une demi-alternance de la porteuse couleur et le système est parfaitement équilibré.

Toutefois dès que $v \neq 0$ une diode conduit plus que l'autre suivant la polarité de v , mais pour une description plus fine du phénomène, regardons le schéma équivalent (fig. 10).

La première boucle fournissant un courant i_1 dans la diode est soumise à $+v_2 + v$, quant à la deuxième boucle, elle est soumise à $-(-v_2) - v = +v_2 - v$ (les tensions sont comptées positivement dans le sens du courant). On a donc $i_1 = i_1(v_2 + v)$ et $i_2 = i_2(v_2 - v)$.

Quant au courant i qui traverse la charge (circuit LC) il est égal (voir fig. 10) à :

$$i = i_1 - i_2 = i_1(v_2 + v) - i_2(v_2 - v) \quad (86)$$

La relation (86) nous indique, pour le moins qualitativement, que l'on a affaire à une association de modulateurs analogue à celle de la ligne 4 du tableau II, ce qui permet déjà de tirer des renseignements qualitatifs tels que les faits suivants.

La tension de modulation sera présente à la sortie, mais pas l'harmonique deux de cette modulation (contrairement à ce qui se passait dans le cas de la ligne 2).

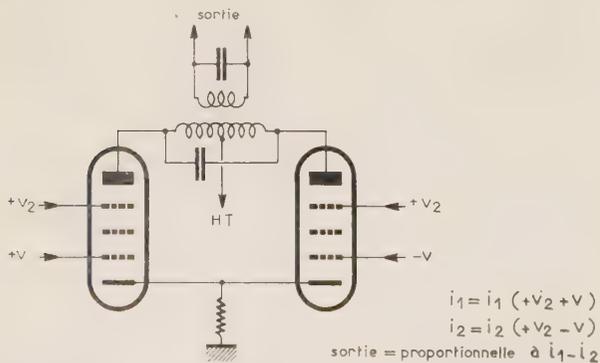


FIG. 10 bis. — Schéma du montage analogue à tubes, permettant une étude qualitative du montage à diodes (voir le texte pour l'étude exacte).

D'autre part l'harmonique deux de la porteuse sera beaucoup plus faible dans ce cas que dans celui correspondant à la ligne 2 (voir ligne 4 du tableau II). Quant à la porteuse, elle est éliminée.

Pour une étude numérique il faut appliquer la relation (50) à chacun des modulateurs.

$$\left. \begin{aligned} \text{Pour la boucle (1) on a } -v_1 = v_{PK} = v - r \Delta i_1 - R \Delta (i_1 - i_2)_{BL} \text{ comme en (49)} \\ \text{et pour la boucle (2) on a } v_{PK} = -v - r \Delta i_2 + R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}. \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

Quand à v_2 , il est appliqué de la même façon aux deux boucles on a donc :

$$\begin{aligned} i_1 = I_0 + I_1 \cos \omega_2 t + I_2 \cos 2 \omega_2 t + I_3 \cos 3 \omega_2 t + \dots \\ + [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times [v - r \Delta i_1 - R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}] \\ + [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \dots] \times [v - r \Delta i_1 - R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}]^2 + \dots \end{aligned} \quad (88)$$

$$\begin{aligned} \text{et } i_2 = I_0 + I_1 \cos \omega_2 t + I_2 \cos 2 \omega_2 t + I_3 \cos 3 \omega_2 t \\ + [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times [-v - r \Delta i_2 + R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}] \\ + [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \beta_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times [-v - r \Delta i_2 + R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}]^2 + \dots \end{aligned} \quad (89)$$

Pour calculer $i = i_1 - i_2$, c'est-à-dire le courant qui traverse la charge, il suffit de faire la différence (88) - (89) et l'on a, la partie Fourier des développements ne changeant pas pour i_1 et i_2 ,

$$\begin{aligned} i_1 - i_2 = \Delta (i_1 - i_2) \\ i = i_1 - i_2 = i_1(v_2 + v) - i_2(v_2 - v) \\ = \Delta i_1 - \Delta i_2 = \Delta (i_1 - i_2) \\ = [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times [2v - r(i_1 - i_2) - 2R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}] \\ + [\beta_0 + \beta_1 \cos \omega_2 t + \beta_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times \{-r(\Delta i_1 + \Delta i_2) [2v - r(i_1 - i_2) - 2R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}]\} + \dots \end{aligned} \quad (90)$$

On voit en particulier que la porteuse ($I_1 \cos \omega_2 t$) disparaît, que l'harmonique deux de la porteuse ($I_2 \cos 2 \omega_2 t$) disparaît etc., que le terme en v^2 (harmonique deux de la modulation) disparaît c'est-à-dire tout ce qu'on vient de prévoir grâce à la ligne 4 du tableau II.

Les coefficients $\beta_0, \beta_1, \beta_2 \dots$ etc. sont petits par rapport aux α , surtout si V_2 est grand, car les coefficients β contiennent V_2 au dénominateur contrairement aux α (le calcul des β n'est pas fait ici). Nous écrirons (90) sous une forme approchée :

$$i = (i_1 - i_2) = [\alpha_0 + \alpha_1 \cos \omega_2 t + \alpha_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots] \times [2v - r(i_1 - i_2) - 2R \Delta (i_1 - i_2)_{BL}]. \quad (91)$$

Or cette relation (91) ressemble exactement à la relation (78) relative au modulateur simple à la différence qu'il faut remplacer :

$$\left. \begin{array}{l} i \text{ par } i_1 - i_2 \\ v \text{ par } 2v \\ R \text{ par } 2R \end{array} \right\} (92)$$

Moyennant ce remplacement (92), on peut écrire la relation (91) sous une forme analogue à la relation (79) et l'on a :

$$i = i_1 - i_2 = \frac{\alpha_0 - K \frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} 2v + \left[\frac{\alpha_1 - K \left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2} \right)}{1 + \alpha_0 r} \right] \times 2v \cos \omega_2 t + \left(\frac{\alpha_2 - K \frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} \right) 2v \cos 2\omega_2 t + \dots \quad (93)$$

et de même qu'en (82) :

$$(i_1 - i_2)_{BL} = \frac{\alpha_1}{1 + \alpha_0 r + 2\alpha_0 R + \alpha_2 R} 2v \cos \omega_2 t \quad (94)$$

et

$$R(i_1 - i_2)_{BL} = \frac{\alpha_1 R}{1 + \alpha_0 r + 2\alpha_0 R + \alpha_2 R} 2v \cos \omega_2 t = 2Kv \cos \omega_2 t \quad (95)$$

qui est la tension principale aux bornes du circuit oscillant.

Les tensions parasites sont *approximativement* :

$$\frac{\alpha_0 - K \frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} \times 2v \times (\text{impédance en circuit oscillant à la fréquence } \omega_1 \text{ de } v)$$

(ω_1 : fréquence de modulation)

$$\left(\alpha_2 - K \frac{\alpha_1}{2} \right) 2v \cos 2\omega_2 t \times (\text{impédance du circuit oscillant à la fréquence } 2\omega_2).$$

Remarques

1. (94) peut aussi être obtenu à partir du 2^e terme de (93) en remplaçant K par sa valeur.

2. Ce modulateur a l'avantage de la simplicité, en plus le principal terme contenant l'harmonique deux est supprimé (donc réjection facile de l'harmonique deux). Le terme en v^2 est supprimé, c'est-à-dire les harmoniques deux des fréquences de modulation, ce qui est un avantage, car les harmoniques des fréquences supérieures de modulation sont pratiquement dans la bande passante du circuit (voir fig. 8) mais il subsiste le terme en v qui est quand même un terme parasite.

5.3. MODULATEUR A QUATRE DIODES (OU EN ANNEAU)

Il est constitué de l'association de quatre modulateurs simples ou si l'on préfère de deux modulateurs équilibrés du type que l'on vient d'étudier de façon à éliminer le maximum de termes parasites.

Le modulateur que l'on vient d'étudier correspondait qualitativement à la ligne (4), en lui associant un modulateur analogue à celui de la ligne (5) du tableau II, on obtient en faisant la différence des courants, un modulateur correspondant à la ligne (6) du tableau II.

Le schéma d'un tel modulateur est représenté figure 11, quant au schéma équivalent, il est représenté figure 12.

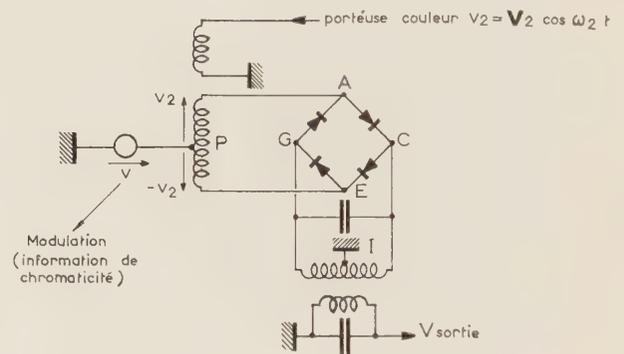


FIG. 11. — Modulateur en anneau pour un système de T.V. couleurs NTSC ou dérivé.

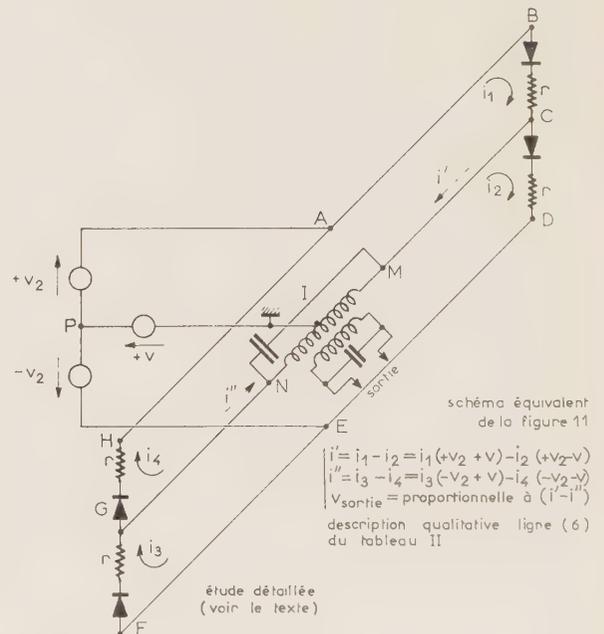


FIG. 12.

schéma équivalent de la figure 11
 $i' = i_1 - i_2 = i_1(+v_2 + v) - i_2(+v_2 - v)$
 $i'' = i_3 - i_4 = i_3(-v_2 + v) - i_4(-v_2 - v)$
 $V_{sortie} = \text{proportionnelle à } (i' - i'')$
 description qualitative ligne (6) du tableau II

étude détaillée (voir le texte)

Les boucles (1) et (2) formées de (IPABCM1) (v. fig. 12) et de (IMCDEPI) soumises respectivement à $v_2 + v$ et à $v_2 - v$ fournissent un courant i' égal à :

$$i' = \frac{\left(\alpha_0 - \frac{K\alpha_1}{2}\right)}{1 + \alpha_0 r} \cdot 2v + \frac{\left[\alpha_1 - K\left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\right]}{1 + \alpha_0 r} \times 2v \cos \omega_2 t + \frac{\alpha_2 - K\frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} 2v \cos 2\omega_2 t + \dots \quad (96)$$

Quant aux deux boucles 3 et 4 formées de (IPEF-GNI) et de (INGHAPI) soumises respectivement à $-v_2 + v$ et $-v_2 - v$ elles fournissent un courant i'' obtenu de (96) en remplaçant v_2 par $-v_2$ c'est-à-dire $\omega_2 t$ par $\omega_2 t + \pi$.

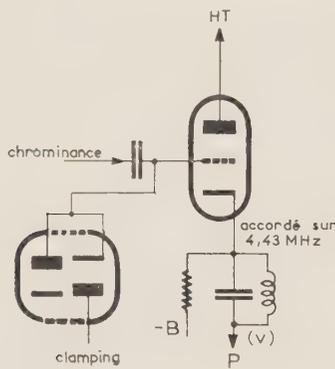


FIG. 13 a. — Dispositif d'attaque du modulateur de la figure 11.

La tension de chrominance attaque le point P de la figure 11 en liaison directe de façon à respecter la valeur moyenne. La tension -B est réglée de façon que pour chrominance = 0 à l'entrée du « cathode follower », la tension au point P soit nulle. Ce dispositif est analogue à celui utilisé sur la figure 9.

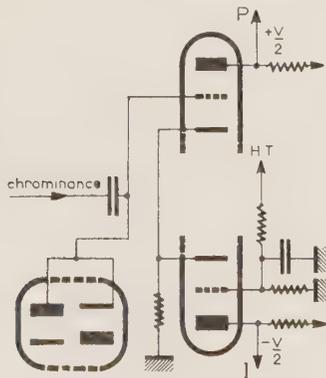


FIG. 13 b. — On peut aussi utiliser le montage (13 b) [6] qui est un montage déphaseur classique (il faut évidemment débrancher le point I du modulateur de la figure 11 de la masse). En l'absence de tension de chrominance les tensions aux points P et I (tensions continues) sont égales et le modulateur est parfaitement équilibré. Quand une tension de chrominance est appliquée à l'entrée deux tensions en opposition de phase apparaissant sur les deux plaques du montage 13 b, appelons-les $+\frac{v}{2}$ et $-\frac{v}{2}$, il est évident que du point de vue alternatif, elles s'ajoutent pour donner v et le principal but du déphaseur est l'équilibrage en continu et peut-être une symétrie supplémentaire, mais non indispensable (voir fig. 13 c).

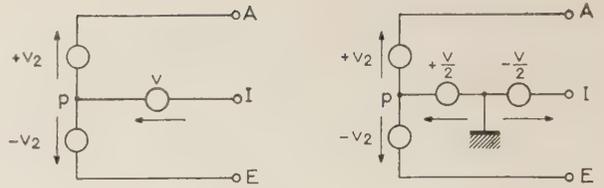


FIG. 13 c. — Il revient au même d'avoir entre les points P et I, la tension

$$v \quad \text{ou} \quad \frac{v}{2} - \left(-\frac{v}{2}\right) = v$$

Il vient donc :

$$i'' = \frac{\alpha_0 - K\frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} \times 2v + \frac{\left[\alpha_1 - K\left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\right]}{1 + \alpha_0 r} \times (-2v \cos \omega_2 t) + \frac{\alpha_2 - K\frac{\alpha_1}{2}}{1 + \alpha_0 r} 2v \cos 2\omega_2 t + \dots \quad (97)$$

Or dans le transformateur de sortie, on a au secondaire une tension proportionnelle à $i' - i''$ (comme dans un push-pull) c'est-à-dire une tension proportionnelle à :

$$(i' - i'') = 4 \frac{\left[\alpha_1 - K\left(\alpha_0 + \frac{\alpha_2}{2}\right)\right]}{1 + \alpha_0 r} v \cos \omega_2 t + \dots \quad (98)$$

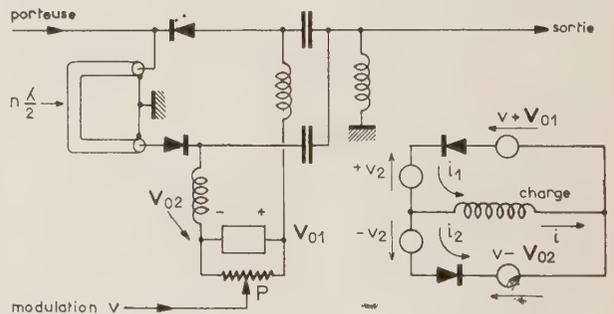


FIG. 14. — Schéma simplifié du modulateur VHF, UHF General Radio (voir notice G.R. n° 1000 - P7).

L'opposition de phase, en ce qui concerne la porteuse, est assurée par une ligne coaxiale égale à $n\frac{\lambda}{2}$. Sur le schéma équivalent on a :

$$i_1 = i_1(v_2, v + V_{01}) \quad \text{et} \quad i_2 = i_2(v_2, -v + V_{02})$$

d'après l'étude du modulateur à deux diodes et d'après (95) on a :

$$i = i_1 - i_2 = 2K(v + V_{01} - V_{02}) \cos \omega_2 t = 2K(V_{01} - V_{02}) \cos \omega_2 t + 2kv \cos \omega_2 t$$

Le premier terme représente la valeur de la porteuse, le deuxième, les bandes latérales.

Comme à l'aide du potentiomètre P on peut régler à volonté $V_{01} - V_{02}$, on voit qu'il est possible de régler comme on le désire la valeur de la porteuse (en particulier une modulation à 100 % ; ou une porteuse nulle, ce qui équivaut alors à un modulateur équilibré).

On voit que les termes parasites importants qui figuraient dans i' et i'' ont disparu dans $i' - i''$, comme le laissait prévoir la ligne (6) du tableau II. (98) s'écrit encore comme on l'a fait en (94) ou encore en remplaçant K par sa valeur :

$$i' - i'' = \frac{4 \alpha_1}{1 + \alpha_0 (r + 2R) + \alpha_2 R} v \cos \omega_2 t \quad (99)$$

Remarquons que les coefficients α_0 , α_1 , α_2 , etc., correspondent à $V_1 = 0$ c'est-à-dire à $\varphi = \pi/2$.

5.4. CONCLUSION DE LA CINQUIÈME PARTIE

Dans cette cinquième partie on a fait l'étude quantitative des modulateurs à diodes ; on a établi les schémas équivalents des modulateurs à deux diodes et des modulateurs à quatre diodes, ce qui est indispensable pour une interprétation correcte des phénomènes, et on a montré que l'étude détaillée des modulateurs à diodes rejoignait sur le plan qualitatif les résultats du tableau II, ce qui est intéressant pour une explication rapide.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'essai de définition précise de l'intermodulation et de la modulation n'était certes pas indispensable, mais il est probable qu'il puisse, pour certains, répondre à un souci de précision dans le langage.

Dans les méthodes de calcul, le développement en série de Taylor a été présenté pour mémoire ; il en est de même de la série double de Fourier, plus méconnue. Quant au développement mixte Fourier-Taylor, il a été introduit comme un cas particulier de deux développements successifs, les applications physiques venant après, ce qui donne à ce développement une personnalité propre.

Une méthode de synthèse des modulateurs équilibrés a permis de concevoir les montages des figures 5, 6, 6 bis, 6 ter et 7, ces montages n'ont pas été essayés pratiquement, mais il est possible qu'ils aient quelques avantages dans certaines applications.

Une explication détaillée à partir de schémas équivalents a été donnée pour les modulateurs à deux diodes et les modulateurs à quatre diodes (en anneau). Les résultats de cette dernière étude ont fait ressortir le fait que, en ce qui concerne les résultats qualitatifs, le tableau II avait toujours de l'intérêt même quand il s'agit de montages à diodes.

D'autres montages, tels que changeurs de fréquence, détecteurs, etc., auraient pu trouver leur place dans le cadre de cette étude [1], [2] ; le changeur de fréquence par exemple est analogue à la figure 3 b, sauf que le circuit oscillant n'est pas accordé sur ω_2 , mais sur la fréquence intermédiaire, ce qui simplifie les coefficients $I_0, I_1, I_2, \dots \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots$

Le changeur de fréquence symétrique qui a la principale propriété de ne pas introduire le bruit de l'oscillateur local dans le reste d'un récepteur et de diminuer le rayonnement, s'étudie de la même façon que le modulateur équilibré (montage à diodes assez souvent) ; l'oscillateur local joue alors le même rôle que la porteuse.

Pour terminer, je tiens à remercier mes collaborateurs de LA RADIODÉTECHNIQUE et MM. OLTHUIS et SWALUW (PHILIPS, Eindhoven) pour les discussions très fructueuses que j'ai eues avec eux.

Je remercie Messieurs les Professeurs GRIVET et BLAQUIÈRE de l'autorisation de publier ce texte extrait d'une thèse.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LIBOIS L.J. Faisceaux hertziens et systèmes de modulation. Le changement de fréquence, page 108 - Editions Chiron.
- [2] HAANTJES J. et TELLEGEN B.D.H. — The diode as converter and as detector. Philips Research Reports (dec. 1947).
- [3] FINK. — Television Engineering handbook. Mc Graw Hill.
- [4] HAZELTINE. — Principles of color television. J. Wiley and Sons.
- [5] McALEER H. — Mixer with clean output. *Electronic Industries*, oct. 1960.
- [6] Ein NTSC Farbmodulator für die CCIR Norm...

LES PRINCIPES D'AUTOGUIDAGE DES ENGINES A GRANDE DISTANCE

PAR

J. ORTUSI

Ancien Elève de l'Ecole Polytechnique

Docteur ès Sciences

Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil

Introduction

Le développement des méthodes de guidage d'engins à grande distance, déjà fortement amorcé dans les deux grandes puissances militaires mondiales, sera sans doute étendu, avant une décennie, à un certain nombre de pays industriels.

Outre les problèmes complexes de propulsion, la notion du guidage destiné à contrôler celle-ci reste inséparable de la notion du repérage de la position et de la vitesse grâce à des mesures physiques appropriées.

On peut distinguer, suivant la durée et l'époque de la phase de propulsion, trois grandes classes d'engins guidés :

A. LES ENGINES A GUIDAGE CONTINU, tels que les avions robots dont les plus connus sont le SNARK et le NAVAGO.

Ces engins utilisent des procédés de guidage automatique analogue à ceux des avions modernes à très grand rayon d'action.

Leur altitude et leur vitesse sont relativement peu élevées bien qu'un récent avion comme le X 15 puisse atteindre une altitude de 100 km et une vitesse de 2 km/s.

B. LES ENGINES A GUIDAGE INITIAL, dits balistiques, tels que les IRBM ou les ICBM.

Le guidage est effectué lors d'une *phase initiale de propulsion* dont la durée, variable selon le nombre d'étages, est de 120 à 300 secondes.

Cette phase est suivie d'une phase purement balistique pendant laquelle l'engin décrit à peu près une ellipse dont l'un des foyers est le centre de la Terre. La durée de cette phase, pendant laquelle

aucun guidage n'est effectué, est de 20 à 30 minutes selon la portée.

Enfin, le vol se termine par la phase dite de re-entrée dans l'atmosphère⁽¹⁾.

Lors de cette dernière phase, un organe de guidage final doit être établi. Toutefois, à l'inverse du guidage initial, son domaine d'application ne réside pas essentiellement dans le contrôle du mouvement du centre de gravité qui n'introduit qu'une correction de portée relativement faible à la trajectoire balistique.

Son rôle fondamental doit être plutôt recherché dans le contrôle de l'attitude de l'engin (par le mouvement autour du centre de gravité) de manière à réaliser l'attitude correcte du cône de re-entrée telle qu'elle a été déterminée par les expériences antérieures.

Par contre, nous verrons, dans la première partie de cet article, que la précision sur la portée dépend essentiellement du *contrôle de la vitesse* du centre de gravité, en grandeur et en direction, qui a pu être réalisée à l'instant exact de l'arrêt de la phase de propulsion.

En général, le contrôle de la direction du vecteur vitesse, par des forces de poussées latérales, est plus aisé que le contrôle de la grandeur de cette vitesse par l'amplitude de la poussée principale.

Aussi, le guidage de l'engin pendant la phase de propulsion comporte-t-il deux aspects.

— D'une part, le contrôle en direction de la poussée est effectué continûment pendant toute cette phase.

(1) Nous excluons naturellement le cas des engins glisseurs tels le TA-4 russe qui utilisent, au contraire, la phase de re-entrée pour augmenter considérablement la portée en planant sur les couches atmosphériques.

— D'autre part, la mesure de la grandeur de la vitesse est également effectuée continuellement mais le contrôle de la poussée principale porte essentiellement sur le processus de l'arrêt de la phase de propulsion qui doit intervenir à l'instant précis où la grandeur de la vitesse est rigoureusement égale à la valeur correspondant à la portée recherchée (conditions initiales de vitesse pour le vol balistique).

Par contre, une erreur sur la position de l'engin lors de l'arrêt de la phase de propulsion (conditions initiales de position pour le vol balistique) présente des conséquences beaucoup moins graves sur la portée qu'une erreur de vitesse.

L'emploi des engins balistiques porteurs d'armes nucléaires constitue, à l'heure actuelle, l'essentiel de la force de dissuasion des deux grands empires rivaux.

Toutefois, une objection importante peut lui être opposée par suite de l'existence d'une trajectoire mathématiquement définie. En effet, la connaissance, à *n'importe quel instant* de la phase balistique, de la position et du vecteur vitesse de l'engin suffit pour déterminer la trajectoire ultérieure.

Le repérage d'engins à très grande vitesse, au début de la phase balistique, peut être effectué par un réseau de satellites artificiels d'observation soit au moyen de mesures instantanées de position et de vitesse soit au moyen de mesures faites pendant une trentaine de secondes. Les informations transmises par ces satellites et recueillies par des calculateurs appropriés facilitent l'interception des engins balistiques, soit en course finale soit même à mi-course, par des engins adverses utilisant la trajectoire ainsi repérée.

C. LES ENGINES A GUIDAGE PAR INTERMITTENCE lors de la phase balistique (engins semi-balistiques).

Aussi des recherches sont-elles entreprises pour la réalisation d'engins dont la trajectoire soit en grande partie balistique mais pour lesquels un guidage par intermittence, postérieur à la phase de propulsion initiale, permette de modifier la trajectoire soit d'après un programme préalable soit en fonction d'une interception prévisible.

Le choix de la nature, des moyens de mise en œuvre et des périodes de ce guidage et de cette propulsion auxiliaires, constitue une *stratégie* déterminée qui doit tenir compte de plusieurs ordres de considération.

a) D'une part, certaines influences sont intrinsèques à l'engin ; on peut citer, par exemple :

— le poids de carburant nécessaire pour obtenir, pendant un temps convenable, la poussée permettant de modifier suffisamment le vecteur vitesse du centre de gravité.

— le poids et la complexité du système de propulsion et de guidage supplémentaire destiné à permettre un fonctionnement ultérieur par intermittence.

— la diminution du rayon de destruction entraînée par la réduction du poids de la charge destructive.

b) D'autre part, certaines influences sont intrinsèques à l'objectif ; on peut citer, par exemple :

— la dispersion de ce dernier pour réduire l'effet de la destruction,

— les possibilités de manœuvre et de déroboade dans le cas où l'objectif est un engin adverse,

— les possibilités de brouillage.

Ces diverses considérations permettent d'élaborer les différentes stratégies possibles pour les parties adverses, constituées par l'organe lanceur de l'engin (cerveau humain ou cerveau électronique) ainsi que par l'organe correspondant de l'objectif.

Pour déterminer la stratégie optimale correspondant au meilleur compromis, on cherche souvent à utiliser les méthodes de calcul préconisées par la *théorie des jeux* rectangulaires à deux joueurs, à gains continus ou discontinus.

Chaque couple de stratégies d'attaque ou de défense suivies par l'un et l'autre camp détermine l'élément correspondant de la matrice des paiements du jeu.

Dans certains cas, une stratégie pure optimale peut être dégagée à partir du théorème fondamental (min-max) lorsque le minimum des valeurs maximales du gain de chaque ligne est identique au maximum des valeurs minimales du gain de chaque colonne de la matrice des paiements (saddle-point).

En l'absence de cette identité, la solution du jeu consiste à déterminer les probabilités optimales des diverses stratégies et à proposer ainsi une *stratégie optimale mixte* formée par une proportion de ces stratégies correspondant à leurs probabilités relatives.

La stratégie optimale mixte est appropriée à un grand nombre de lancements. Dans le cas où ce nombre reste faible, on peut considérer chaque probabilité ainsi calculée comme la probabilité subjective de réussite de la stratégie associée. Cette probabilité subjective peut être améliorée, après chaque lancement, par application des règles inductives de Bayes, et devenir une probabilité subjective *rationnelle* beaucoup plus proche de la probabilité objective malgré le faible nombre d'essais.

La solution du jeu se présente sous deux aspects différents suivant l'ordre des considérations qui en fixent l'enjeu.

Considérations purement tactiques. Dans le cas où l'objectif est un engin adverse, employé à l'attaque ou à la défense, l'élément de la matrice des paiements est, en général, représenté par la distance minimale entre les engins correspondant au couple de stratégies choisies. Celles-ci, par ailleurs, ne comprennent que le choix de données purement techniques telles que les moyens de repérage, de guidage, de déroboade ou de brouillage employés par le couple d'engins adverses.

Considérations d'ordre stratégique. Dans le cas où l'objectif est une zone terrestre, l'élément de la matrice des paiements est représenté par le coût de la réduction du potentiel adverse. Les choix marquant les différentes stratégies doivent être examinés

non seulement sous l'aspect technique mais également sous l'aspect économique et même psychologique.

Etant donnée la complexité des problèmes envisagés, nous ne considérerons pas ici les possibilités du guidage par intermittence fondées, en partie, sur les théories modernes du choix.

D. LES DEUX GRANDES CLASSES DE SYSTÈMES DE GUIDAGE

A l'heure actuelle, deux grandes classes de systèmes de guidage sont en compétition.

— *Les systèmes de téléguidage.* Dans cette méthode, le repérage de l'engin est effectué à partir du sol, aux abords du lieu de lancement. Les ordres de guidage sont transmis aux commandes de l'engin par télécommande.

De nombreux procédés de téléguidage ont été décrits dans la littérature technique.

Certains utilisent la poursuite de l'engin par des radars du type monopulse ⁽²⁾.

D'autres utilisent des mesures d'interférométrie conjuguées avec des mesures d'effet Doppler ⁽³⁾. On peut employer des balises répondeuses (systèmes DORAN, DOVAP et AZUSA, etc.), des radars Doppler, des procédés purement interférométriques (système COTAR avec deux installations AME, systèmes DME et MINITRACK).

Nous ne décrivons pas ici les avantages et les inconvénients des systèmes de téléguidage, familiers aux radioélectriciens, autrement qu'en rappelant la limite physique ultime de leurs performances constituée par l'influence de la turbulence atmosphérique.

— *Les systèmes d'autoguidage.* Dans cette méthode, toutes les informations de repérage, aussi bien en vitesse qu'en position, sont effectuées à bord de l'engin, en général, par les procédés de la navigation par inertie avec ou sans une assistance extérieure.

Ces systèmes d'autoguidage sont souvent employés pour le guidage des avions robots. Ils se développent de plus en plus pour le guidage des engins balistiques pour des raisons aussi bien techniques que stratégiques.

Ils sont également adaptés, avec l'assistance extérieure, aux études d'engins semi-balistiques en conservant une possibilité de manœuvre postérieurement à la phase de propulsion initiale.

Les procédés de la navigation par inertie, et surtout ceux de son assistance extérieure, sont étroitement connectés avec les développements, même les plus récents, de l'Électronique. C'est pourquoi nous avons pensé qu'il pourrait être utile de rappeler, dans cette Revue, dont les lecteurs sont plus familiarisés avec les thèmes de la Radioélectricité et de l'Électronique, les principes fondamentaux de cette forme de navigation ; par ailleurs, celle-ci doit s'étendre, dans les années prochaines, dans de nombreux domaines liés à l'Industrie Électronique.

⁽²⁾ En particulier, la Société Bell pour le guidage du Titan I.

⁽³⁾ En particulier, la Société General Electric pour la trajectographie de l'Atlas I.

Plutôt qu'une description de l'appareillage employé, en dehors des intentions de ce rappel, nous insisterons particulièrement, dans cet article, sur les raisons techniques et la nature des phénomènes physiques qui peuvent en limiter la précision ultime.

C'est justement l'ordre de grandeur de la précision exigée qui conditionne l'aspect que prennent les principes de mécanique étudiés pour réaliser le guidage par inertie des engins.

Aussi, avant d'aborder le rappel de ces principes, nous allons montrer, dans une Première Partie, quel est l'ordre de grandeur de la précision sur la position et la vitesse d'un engin balistique requise au moment de l'arrêt de la phase de propulsion de celui-ci.

PREMIÈRE PARTIE

LA PRÉCISION REQUISE DANS LE GUIDAGE DES ENGIN BALISTIQUES

1. La nature de la trajectoire balistique

Pour déterminer cette trajectoire (fig. 1), on considérera la Terre comme une sphère immobile ⁽⁴⁾ de densité uniforme et de centre O.

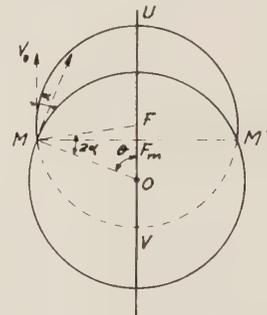


FIG. 1.

Pour éliminer l'influence atmosphérique, on supposera également que l'arrêt de la phase de propulsion a lieu pour un point M situé à une altitude de 130 km soit à une distance R égale à 6 500 km du centre O. De même, l'arrivée sera considérée en M' à la même distance R de O.

On posera les notations suivantes :

- V_0 vitesse initiale de l'engin
 - α angle du vecteur vitesse initial sur l'horizon (perpendiculaire à la droite MO).
 - 2θ angle terrestre correspondant à la portée $l = 2R\theta$.
 - Le champ de pesanteur (voir 5^e partie)
- $$g = -g_0 \frac{R^2}{r^2} \text{ dépend du potentiel de pesanteur}$$
- $$U = g_0 \frac{R^2}{r}$$

⁽⁴⁾ L'influence de la rotation de la Terre ne change pas les conclusions obtenues.

— Enfin, on utilisera un système de coordonnées semi-polaires r et φ .

La théorie des champs de forces centraux établit les trois lois suivantes :

a) La trajectoire est située dans un plan fixe contenant les deux points O et M et le vecteur vitesse initial.

b) La loi des aires donne la formule :

$$\varphi' = \frac{C}{r^2}, C \text{ étant une constante} \quad (1)$$

c) Le théorème des forces vives donne la formule :

$$r'^2 + \frac{C^2}{r^2} = 2 U + K = 2 g_0 \frac{R^2}{r} + K \quad (2)$$

K étant une constante.

Les constantes C et K sont déterminées en écrivant que la vitesse radiale initiale r'_0 et la vitesse transversale initiale $r_0 \varphi'_0$ (correspondant à la valeur $r_0 = R$) sont respectivement égales à $V_0 \sin \alpha$ et à $V_0 \cos \alpha$.

On a donc les deux relations :

$$V_0^2 \sin^2 \alpha = r'^2_0 = -\frac{C^2}{R^2} + 2 g_0 R + K \quad (3)$$

$$V_0 \cos \alpha = r_0 \varphi'_0 = \frac{C}{R}$$

La résolution des relations (3) est immédiate et fournit, en portant les valeurs de C et K dans (2), l'équation fondamentale de la trajectoire :

$$r^2 r'^2 = (V_0^2 - 2 g_0 R) r^2 + 2 g_0 R^2 r - V_0^2 R^2 \cos^2 \alpha \quad (4)$$

On voit facilement, en éliminant le temps entre (1) et (4), que la trajectoire est une conique dont l'un des foyers est le centre O de la Terre et dont l'autre foyer F (voir fig. 1) est situé sur la bissectrice de l'angle M O M'.

La nature de la conique dépend des valeurs limites de r' données par (4) lorsque r tend vers l'infini.

Dans ce cas, r'^2 tend vers $V_0^2 - 2 g_0 R$ quelle que soit la valeur de l'angle α .

D'où trois cas possibles :

— $V_0^2 > 2 g_0 R$, r' est réel lorsque $r \rightarrow \infty$. La conique est une hyperbole.

— $V_0^2 = 2 g_0 R$, r' est nul lorsque $r \rightarrow \infty$. La conique, tangente à la droite de l'infini, est une parabole.

— $V_0^2 < 2 g_0 R$, r' est imaginaire lorsque $r \rightarrow \infty$. La conique est une ellipse dont le grand axe $2 a = OU + OV$ (voir fig. 1) est déterminé en prenant la somme des racines de l'équation (4) lorsque $r' = 0$.

On a :

$$2 a = OU + OV = \frac{2 g_0 R^2}{2 g_0 R \cdot V_0^2} = \frac{R}{1 - \frac{V_0^2}{2 g_0 R}} \quad (5)$$

Il est remarquable que la valeur du grand axe $2 a$ soit, comme d'ailleurs la nature de la conique, indépendante de l'angle de lancement α et ne dépende que de la valeur absolue V_0 de la vitesse initiale.

CONDITIONS OPTIMALES DE LANCEMENT

Il existe une infinité de trajectoires, dépendant des données initiales V_0 et α , permettant de relier deux points M et M' connus. Ces trajectoires sont toutes contenues dans le plan M O M'.

Parmi celles-ci, la trajectoire optimale est celle qui peut être réalisée avec le *minimum de carburant* dépensé lors de la phase de propulsion initiale. C'est donc celle qui correspond au minimum de la valeur absolue V_0 de la vitesse initiale.

La formule (5) montre que cette condition correspond également au minimum $2 a_m$ de la longueur $2 a$ du grand axe.

Or, dans le triangle M F O, on a, d'après les propriétés des ellipses :

$$MF + MO = 2 a$$

$$\text{ou } MF = 2 a - R \quad (6)$$

La condition optimale de lancement correspond donc également à la valeur minimale de MF obtenue, évidemment, lorsque le foyer F est en F_m sur la droite MM' normale au grand axe.

L'angle F M O étant égal à 2α , d'après une propriété connue de la tangente à l'ellipse, l'angle α_m correspondant au minimum V_{0m} de la vitesse initiale V_0 permettant de relier les points M et M' est donc :

$$2 \alpha_m = \frac{\pi}{2} - \theta \quad (7)$$

On a, en outre :

$$M F_m = 2 a_m - R = R \sin \theta \quad (8)$$

La valeur minimale V_{0m} est donnée par la relation :

$$2 a_m = R (1 + \sin \theta) = \frac{R}{1 - \frac{V_{0m}^2}{2 g_0 R}} \quad (9)$$

qui donne immédiatement :

$$V_{0m}^2 = 2 g_0 R \frac{\sin \theta}{1 + \sin \theta} \quad (10)$$

ALTITUDE MAXIMALE DE L'ENGIN

Pour les conditions optimales de lancement, les valeurs OU et OV (dépendantes par leur produit de

l'angle α) sont données, en désignant par $2c_m$ la longueur focale, par les relations :

$$\begin{aligned} OU_m &= a_m + c_m = \frac{1}{2} (2 a_m + OF_m) \\ OV_m &= a_m - c_m = \frac{1}{2} (2 a_m - OF_m) \end{aligned}$$

En tenant compte de (9) et de la valeur

$$OF_m = R \cos \theta$$

(voir fig. 1), on a :

$$\begin{aligned} OU_m &= \frac{R}{2} (1 + \sin \theta + \cos \theta) \\ OV_m &= \frac{R}{2} (1 + \sin \theta - \cos \theta) \end{aligned} \tag{11}$$

On en déduit l'altitude maximale h de l'engin lancé dans les conditions optimales :

$$\begin{aligned} h &= OU_m - R \text{ soit} \\ h &= \frac{R}{2} (\sin \theta + \cos \theta - 1) \end{aligned} \tag{12}$$

CONDITIONS DE SATELLISATION

Celles-ci sont obtenues lorsque la longueur OV_m est égale au rayon R . La formule (11) montre que cette condition est réalisée lorsque $\theta = \pi/2$. L'angle α_m donné par (7) est alors égal à zéro et la trajectoire est circulaire.

La vitesse V_{0m} donnée par (10), est alors égale à :

$$V_s = \sqrt{g_0 R} \tag{13}$$

Cette vitesse critique est aussi appelée *première vitesse cosmique* ⁽⁵⁾. En prenant pour g_0 la valeur $9,8 \text{ m/s}^2$ et pour R la valeur $6\,500 \text{ km}$, on trouve : $V_s = 8,05 \text{ km/s}$.

Nous avons vu que la valeur minimale de la vitesse initiale correspondant au changement de nature de la conique, donnée par la relation $V_0^2 = 2 g_0 R$, est ainsi :

$$V_P = V_s \sqrt{2} = 11,4 \text{ km/s}$$

Cette vitesse critique est aussi appelée *seconde vitesse cosmique*. Il est remarquable que, contrairement à la vitesse de satellisation, la vitesse minimale V_P permettant le départ définitif de la Terre soit indépendante de l'angle de lancement α .

En réalité, lorsque V_0 est supérieur à V_P , l'engin quitte le champ de gravitation terrestre mais se trouve alors soumis au champ solaire qui devient vite prépondérant. Il décrit une orbite elliptique voisine de celle de la Terre en devenant une planète artificielle ; du moins, tant que sa vitesse reste inférieure à une *troisième vitesse cosmique* correspondant au changement de nature de la conique représentant

son mouvement autour du Soleil et permettant ainsi le départ définitif du système solaire.

COURBES DONNANT LES PARAMÈTRES DE LA TRAJECTOIRE OPTIMALE EN FONCTION DE LA PORTÉE

On a représenté, aux figures 2, ces différentes courbes, en portant en abscisse la portée de l'engin l égale à $2 R \theta$.

La figure 2 a indique la valeur de α_m donnée par (7).

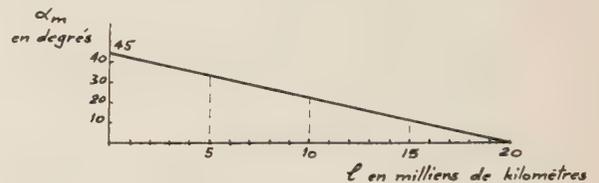


FIG. 2a.

La figure 2 b indique la valeur de la vitesse initiale minimale donnée par (10) que l'on peut écrire :

$$\frac{V_{0m}^2}{V_s^2} = \frac{2 \sin \theta}{1 + \sin \theta} \tag{10 bis}$$

On voit, sur la figure 2 b, que la vitesse minimale est très voisine de la première vitesse cosmique dès que la portée dépasse 10 000 km.

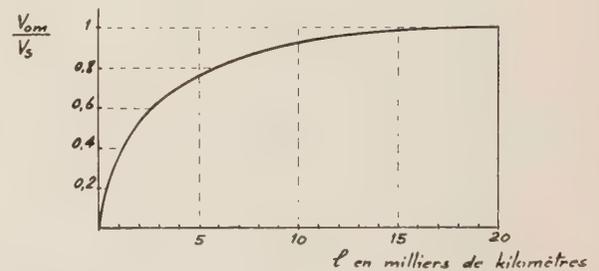


FIG. 2b.

La figure 2 c indique la valeur de l'altitude maximale atteinte avec la trajectoire optimale. On voit, sur la figure 2 c, que cette altitude maximale a la plus grande valeur lorsque la portée est de 10 000 km. Elle est alors égale, à peu près, au cinquième du rayon terrestre.

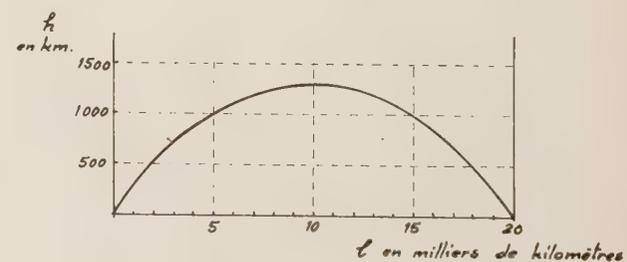


FIG. 2c

⁽⁵⁾ Cette vitesse est évidemment à réduire de la vitesse correspondant à la rotation de la Terre.

2. La précision requise sur les conditions initiales

La trajectoire de l'engin balistique, après l'arrêt de la phase de propulsion, dépend ainsi des erreurs introduites initialement sur les quatre paramètres suivants définissant la trajectoire balistique :

L'ERREUR SUR LA POSITION INITIALE \vec{dM}

Il est évident que l'erreur sur la position finale \vec{dM}' est égale à \vec{dM} . On a :

$$\vec{dM}' = \vec{dM}.$$

La trajectoire de l'engin durant la phase de propulsion étant de longueur très inférieure à celle de la trajectoire balistique, on voit que l'erreur sur la position initiale n'a qu'une influence très réduite sur les erreurs de portée.

— *L'erreur sur le vecteur vitesse initial comporte trois aspects.*

a) L'ERREUR SUR L'ANGLE D'AZIMUT β

On a vu que l'angle d'azimut β définit le plan de la trajectoire. Il est évident que l'erreur dM' sur la position du point M' est donnée par la formule :

$$dM' = l d\beta.$$

Cette formule montre que l'angle β doit être déterminé avec une grande précision. Par exemple, si l'on veut obtenir une erreur de portée dM' inférieure à ± 5 km à une distance l de 10 000 km, l'erreur sur l'angle d'azimut doit rester inférieure à 0,5 milliradian.

b) L'ERREUR SUR L'ANGLE DE SITE α

L'erreur sur l'angle de site a une *influence beaucoup moins grande.*

Nous allons montrer, en effet, que, lorsque la vitesse V_0 est donnée, la meilleure portée et la précision la plus grande sur la portée sont atteintes précisément pour la trajectoire optimale ; α est alors égal à α_m .

Ces conditions sont, en effet, obtenues pour la valeur de α correspondant à la relation $\frac{d\theta}{d\alpha} = 0$.

Or, dans le triangle M F O (fig. 1), la relation des sinus donne :

$$\sin(\theta + 2\alpha) = \frac{R}{MF} \sin \theta \tag{14}$$

ou, MF étant donnée par (6) :

$$\sin(\theta + 2\alpha) = \frac{R}{2a - R} \sin \theta \tag{14 bis}$$

Le grand axe $2a$ étant, comme on l'a vu, indépendant de l'angle α , la différenciation de (14 bis) donne :

$$\cos(\theta + 2\alpha) (d\theta + 2 d\alpha) = \frac{R}{2a - R} \cos \theta d\theta$$

que l'on peut écrire :

$$\frac{d\theta}{d\alpha} = \frac{2 \cos(\theta + 2\alpha)}{\cos(\theta + 2\alpha) - \frac{R}{2a - R} \cos \theta} \tag{15}$$

La formule 15 montre, lorsque α varie, que la relation $\frac{d\theta}{d\alpha} = 0$ est obtenue lorsque la condition suivante est réalisée :

$$\theta + 2\alpha = \pi/2.$$

Ce qui conduit précisément à la valeur $\alpha = \alpha_m$.

Pour la trajectoire optimale, l'erreur de portée dl est donc du deuxième ordre par rapport à l'erreur de site $d\alpha$.

c) L'ERREUR SUR LA VALEUR ABSOLUE V_0 DE LA VITESSE INITIALE

L'erreur sur la valeur absolue V_0 de la vitesse initiale au voisinage de la valeur minimale V_{0m} , a, par contre, une *influence prépondérante sur la portée*. On a, en effet, en prenant la différentielle logarithmique des deux côtés de (10) :

$$2 \frac{dV_0}{V_{0m}} = \frac{\cos \theta \cdot d\theta}{(1 + \sin \theta)^2} \cdot \frac{1 + \sin \theta}{\sin \theta} = \frac{d\theta}{\text{tg } \theta (1 + \sin \theta)}$$

D'où l'erreur sur la portée dl :

$$dl = 2 R d\theta = 4 \text{tg } \theta (1 + \sin \theta) R \frac{dV_0}{V_{0m}} \tag{16}$$

La figure 3 donne les courbes représentant la valeur absolue de l'erreur dl , en fonction de la portée, pour diverses valeurs de l'erreur relative $\frac{dV_0}{V_{0m}}$ faite sur la valeur absolue de la vitesse initiale autour de la valeur optimale V_{0m} .

Par exemple, sur la figure 3, on voit qu'une précision relative de l'ordre de 10^{-4} sur la valeur absolue

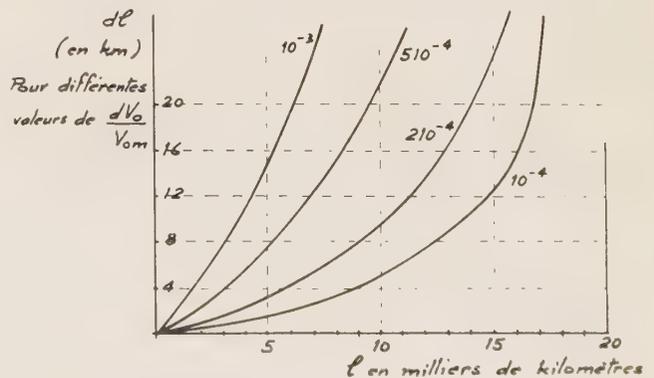


FIG. 3.

de la vitesse est nécessaire pour obtenir des erreurs sur la portée inférieures à ± 5 km à une distance de 10 000 km.

NATURE DU CONTRÔLE

La précision la plus grande exigée à l'arrêt de la phase de propulsion des engins balistiques concerne donc la direction en azimut du vecteur vitesse et la valeur absolue de celle-ci.

Ces circonstances conditionnent la nature du contrôle de la poussée lors de la phase de propulsion.

Il est nécessaire de contrôler parfaitement l'équilibre des poussées transversales.

Cette opération a lieu continûment de manière à obtenir, à tout instant, l'angle d'azimut correct.

Le contrôle parfait, à tout instant, de la vitesse et de l'angle de site n'est pas indispensable. Par contre, il est nécessaire que la vitesse soit mesurée avec une très grande précision de façon à déclencher l'arrêt de la phase de propulsion au moment où la vitesse est rigoureusement égale à V_{0m} .

Un contrôle imparfait de la poussée principale avant cet instant n'introduit alors que des erreurs de position initiale dont l'influence est beaucoup moins importante que celles des erreurs de vitesse initiale.

Il n'en est pas de même pour les avions robots à guidage continu où le contrôle de la vitesse par la poussée principale doit être effectué à tout instant pour éviter des erreurs de portée trop importantes.

3. Les limites de la précision en téléguidage dues à la turbulence atmosphérique

Lorsque l'on veut réaliser des mesures de repérage aussi précises que l'on vient de voir, de grands soins doivent être apportés, outre la mesure proprement dite, à la fixation du matériel et à l'asservissement des organes de pointage des antennes.

En Téléguidage, à partir du sol, les sources d'erreur peuvent être de trois natures différentes : mécanique, électrique ou de propagation.

Les deux premiers types d'erreur sont, a priori, plus aisés à éviter qu'en autoguidage puisque le matériel le plus complexe ne se trouve pas à bord de l'engin.

Par contre, la présence au sol des organes de mesure et, par suite, les trajets hertziens depuis les antennes jusqu'à l'engin, introduisent des erreurs de propagation aussi bien dans la troposphère que dans l'ionosphère.

Les erreurs fixes dues à la réfraction peuvent, en principe, être prévues et, par suite, être corrigées dans une certaine mesure à partir d'essais antérieurs.

Il n'en est pas de même des erreurs aléatoires dues à la turbulence atmosphérique ou ionosphérique. Les

dernières, importantes aux fréquences relativement basses, sont négligeables pour les mesures effectuées en hyperfréquence (système AZUSA ou radar de poursuite).

Par contre, les erreurs aléatoires dues à la turbulence atmosphérique, indépendantes de la fréquence, sont impossibles à éviter et leurs conséquences constituent ainsi la limite ultime de la précision en téléguidage alors qu'elles ne présentent qu'une influence négligeable en autoguidage.

On peut montrer, dans le cas des radars de poursuite, que l'erreur de pointage en direction $\Delta\alpha$, conditionnant l'erreur sur la direction azimutale $\Delta\beta$ du vecteur vitesse initial, est donnée par la formule :

$$\Delta\alpha = 2 \Delta n \cdot \sqrt{\frac{L}{h}} \quad (17)$$

où L est la longueur du trajet dans l'air, h l'échelle de turbulence et Δn la variation quadratique moyenne de l'indice de l'air.

La longueur L dépend de l'inclinaison du faisceau ; en prenant des valeurs typiques $\Delta n = 0,5 \cdot 10^{-6}$, $h = 15$ m et $L = 15$ km, la formule (17) donne :

$$\Delta\alpha = 0,33 \cdot 10^{-4} \text{ radians}$$

Cette valeur constitue donc la limite théorique de la précision sur le pointage attendue du développement des méthodes utilisant des radars de poursuite.

La vérification expérimentale de la formule (17) a été entreprise, pour la première fois, en 1952, par la Compagnie Générale de TSF grâce à un dispositif original de commutation électronique à fréquence très élevée.

On a trouvé expérimentalement ⁽⁶⁾ une variation moyenne de la direction de pointage correspondant à un déplacement de 50 cm à 15 km, soit une valeur $\Delta\alpha = 0,3 \cdot 10^{-4}$ rd en pleine concordance avec la formule (17).

Ces mesures ont été reprises récemment par D.K. BARTON, aux Etats-Unis, avec un radar de poursuite AN-FPS-16. Des résultats identiques ont été observés. ⁽⁷⁾

En fait, cette limite théorique est pratiquement déjà atteinte dans les radars de poursuite américains les plus modernes.

C'est ainsi que la précision angulaire du radar de poursuite AN-FPQ-6, à antenne Cassegrain de 10 mètres de diamètre, doit atteindre, en fonctionnement, la valeur de $0,5 \cdot 10^{-4}$ rd.

Cette précision est, ainsi, essentiellement limitée par la turbulence atmosphérique.

⁽⁶⁾ J. ORTUSI, « La propagation des ondes métriques et centimétriques » *Annales de Radioélectricité*, Juillet 1954, page 270.

⁽⁷⁾ D.K. BARTON, « The future of Pulse Radar » *IRE Transactions on Military Electronics*, Volume MIL 5, octobre 1961, pages 335 et 336.

Par contre, il est possible d'atteindre une précision aussi bonne que l'on veut en utilisant des localisateurs multistatiques ⁽⁸⁾. Ceux-ci sont basés sur le principe des interféromètres.

C'est alors essentiellement la longueur des bases qui détermine les erreurs dues à la propagation. C'est ainsi que des erreurs de quelques microradians peuvent être obtenues avec des bases de 10 km.

DEUXIÈME PARTIE

LES PRINCIPES DE LA NAVIGATION PAR INERTIE

Les systèmes d'autoguidage, où les mesures sont effectuées à bord de l'engin, utilisent les principes de la navigation par inertie dont le développement, aussi bien pour les sous-marins que pour les avions et les fusées, s'étend à l'heure actuelle de façon considérable.

On distingue deux grandes classes de systèmes d'autoguidage.

— *L'autoguidage exclusif*, sans aides extérieures, où le repérage est basé sur la détermination de l'accélération du centre de gravité de l'engin par la mesure de forces intérieures à celui-ci.

— *L'autoguidage assisté*, où une partie des mesures utilise la présence d'un champ extérieur naturel ou artificiel.

Le principe général de la navigation par inertie est extrêmement simple :

L'accélération est déterminée en mesurant la *force de réaction appliquée à une masse de mesure*, convenablement découplée de l'engin, pour maintenir cette masse fixe par rapport à celui-ci.

La mesure de l'accélération permet, par une première intégration, de connaître la vitesse et, en particulier, de contrôler ainsi, dans les engins balistiques, l'arrêt de la phase de propulsion.

Une seconde intégration permet de connaître la position, par rapport à des axes de référence, et, en conséquence, le champ de gravitation.

1. Les difficultés de principe de la navigation par inertie

En fait, deux difficultés de principe conditionnent l'étude et le développement de la navigation par inertie.

A. LE PRINCIPE D'ÉQUIVALENCE

Ce principe, énoncé par EINSTEIN dans sa théorie de la Relativité Généralisée, est à la base de la principale difficulté de la navigation par inertie.

Il indique qu'il y a équivalence entre la masse d'inertie, donnée par la loi de Newton, et la masse

de gravitation, donnée par le rapport de la force de gravitation au champ de gravitation.

Ce principe amène à deux conséquences :

— L'accélération d'un objet due au champ de gravitation est indépendante de sa masse.

— La force de gravitation donne la même accélération à l'engin et à la masse de mesure, quelle que soit la forme de découplage.

Le principe d'équivalence ne pourrait être violé que s'il était possible de réaliser une masse de mesure *antigravitationnelle* autrement qu'à l'échelle microscopique.

Certaines recherches ont lieu sur ce sujet ⁽⁹⁾ ; l'usage comme masse de mesure d'un matériau anti-gravitationnel dont la découverte n'est pas théoriquement impossible, simplifierait énormément les problèmes pratiques de la navigation par inertie.

Il ne semble pas, toutefois, que des résultats aient pu être obtenus à l'heure actuelle.

Dans ces conditions, le principe d'équivalence entraîne ainsi l'importante conclusion suivante :

Il est impossible, par des accéléromètres mesurant des forces de réaction intérieures au véhicule, de déterminer l'accélération due au champ de gravitation.

Cette circonstance conduit ainsi à la nécessité de considérer séparément l'action des forces non gravitationnelles (poussée, résistance de l'air etc.) et des forces de gravitation.

— L'accélération due aux forces de poussée est mesurée par un accéléromètre.

— L'accélération due au champ de gravitation est calculée en fonction de la position de l'engin.

Le principe d'équivalence aboutit ainsi, pour l'ingénieur, à un *dilemme* en apparence insoluble.

— D'une part, il ne peut connaître la position instantanée de l'engin que par la double intégration de l'accélération totale due à l'action conjointe des forces de poussée et des forces de gravitation.

— D'autre part, il ne peut déterminer, par le calcul, les forces de gravitation que par la *connaissance de la position* instantanée de l'engin.

Nous verrons qu'en réalité, l'incompatibilité entre les deux faces du dilemme peut être annihilée par une méthode d'approximations successives réalisée grâce à un asservissement à constante de temps convenable.

B. LA NÉCESSITÉ D'UNE PLATEFORME ET LE CHOIX DU SYSTÈME DE COORDONNÉES

Par ailleurs, la loi de Newton n'est valable que pour l'espace inertiel que l'on peut également confondre avec l'espace galiléen.

Il est donc nécessaire de réaliser, à bord de l'engin, une *plateforme* fixe dans l'espace inertiel ou qui

⁽⁸⁾ Une étude systématique de la précision réalisable en téléguidage sera effectuée dans le numéro spécial de l'Onde Electrique de Mars 1963 : Guidage électromagnétique des engins à grande portée. par MM. SIMON et LANDESMAN.

⁽⁹⁾ Elles permettraient également de réaliser un guidage par intermittence sans propulsion correspondante, si la masse antigravitationnelle, constituée, par exemple, par un plasma à évolution programmée, formait une fraction notable de la masse de l'engin.

puisse avoir un mouvement de référence connu par rapport à celui-ci.

Lorsque l'attitude de l'engin se modifie, la plateforme doit être *mobile par rapport à l'engin*. Elle constitue une *centrale à inertie* sur laquelle les appareils de mesure doivent être disposés.

De plus, la recherche de la vitesse et de la position à partir de l'accélération ne peut s'effectuer simplement que dans un système d'axes trirectangulaires. Il est donc nécessaire de mesurer les composantes de l'accélération dans trois axes trirectangulaires liés à la plateforme⁽¹⁰⁾ et de déterminer, par intégration, les composantes de la vitesse et de la position dans ces trois axes.

Par contre, étant données la forme et la position des corps célestes dont la présence est à l'origine du champ de gravitation, les composantes de ce champ sont calculées dans un système de coordonnées très différent qui est, en général, le système de coordonnées sphériques.

Il est donc nécessaire, pour déterminer l'accélération totale due à la somme des forces de poussée et des forces de gravitation, de réaliser, à tout instant, des *changements de coordonnées* de façon à connaître les composantes du champ de gravitation dans les trois axes trirectangulaires de la plateforme.

2. Les différents types de plateforme dans l'autoguidage exclusif

La plateforme doit être stabilisée, soit dans l'espace inertiel soit dans un espace en référence avec celui-ci, vis-à-vis des modifications de l'attitude de l'engin.

Cette stabilisation est essentiellement effectuée par des moteurs d'entraînement *contrôlés* par des gyroscopes de mesures⁽¹¹⁾.

Il existe trois classes de plateforme correspondant aux différents aspects de la navigation par inertie.

A. LA PLATEFORME INERTIELLE

Celle-ci est essentiellement employée dans les engins balistiques actuels et dans les engins spatiaux.

La plateforme, grâce à une suspension à la cardan, est maintenue fixe en direction par rapport à des axes galiléens⁽¹²⁾ grâce à l'action de moteurs contrôlés par

⁽¹⁰⁾ Chacun de ces axes constitue l'axe *sensible* de l'accéléromètre correspondant.

⁽¹¹⁾ La plupart des dispositifs de stabilisation comportent, en effet, des gyroscopes de mesure. Toutefois, on utilise également des *gyrotrons*. Cet appareil est composé d'un diapason supporté par une tige de torsion. Le principe de fonctionnement est basé sur la conservation du moment cinétique $I\omega$ lors des variations corrélées de I et de ω dues respectivement aux mouvements de vibration du diapason et de rotation de la tige possédant la même fréquence de résonance. Le gyrotron est monté en tachimètre inertiel intégrateur des couples perturbateurs parallèles à l'axe de rotation.

⁽¹²⁾ On peut aussi la maintenir fixe par rapport à des axes terrestres en superposant à l'action des moteurs de contrôle une action moyenne correspondant au mouvement de la Terre.

deux gyroscopes à deux degrés de liberté ou par trois gyroscopes à un degré de liberté (fig. 4).

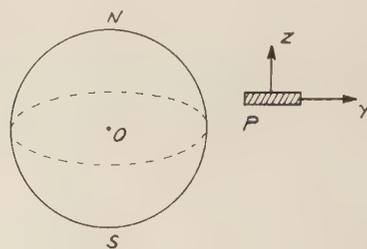


FIG. 4.

La plateforme est dite *libre* et le système d'autoguidage est dit *analytique* car la verticale n'est pas matérialisée à bord de l'engin et ne peut être déduite que par le calcul de la position de celui-ci.

B. LA PLATEFORME DE SCHÜLER

Nous verrons ultérieurement, dans la 5^e partie (fig. 17) qu'il est possible de maintenir horizontale une plateforme *P*, malgré l'accélération imprimée à l'engin par la poussée, grâce à un système asservi de constante de temps égale à 84 minutes (pendule de SCHÜLER).

L'un des axes de cette plateforme, dite *plateforme de Schüler*, est alors la verticale du lieu (axe Pz). Les deux autres axes liés à la plateforme sont dirigés vers l'Est (axe Px) et vers le Nord (axe Py de la figure 5).

La plateforme de SCHÜLER est utilisée essentiellement pour la navigation terrestre à altitude relativement faible (sous-marin, avions de bombardement, avions robots SNARK et NAVAHO).

Elle présente l'avantage important que la direction de la verticale est matérialisée à bord du véhicule.

Il existe deux systèmes d'autoguidage employant les plateformes de SCHÜLER.

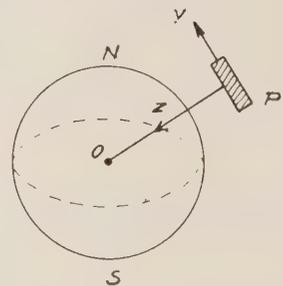


FIG. 5.

1^o L'*auto guidage géométrique* est caractérisé par l'emploi de gyroscopes de mesure *fixes* dans l'espace inertiel et qui tournent ainsi par rapport à la plateforme par suite de la rotation de la Terre.

Il est utilisé pour des temps de trajet très longs devant 84 minutes, la verticale étant affichée directement par la plateforme et ses indications *n'étant pas sujettes à la dérive*.

2° L'autoguidage semi-analytique est caractérisé par l'emploi d'un gyroscope de mesure *vertical* qui, grâce à l'asservissement avec les accéléromètres de la plateforme, fonctionne en pendule de Schüler mais fournit des oscillations, à la période de 84 minutes, d'amplitude beaucoup plus faible que dans le cas précédent, autour de la verticale vraie.

Il est utilisé pour des temps de trajet plus courts que pour l'autoguidage géométrique (avions robots).

C. LA PLATEFORME LIÉE A L'ENGIN

On étudie actuellement un procédé d'autoguidage (13) dans lequel la plateforme est directement liée à l'engin, ce qui revient à dire qu'elle n'existe pas.

L'attitude de l'engin est mesurée à chaque instant par des gyroscopes à faible constante de temps et un calculateur complexe et rapide permet de déterminer à chaque instant les axes galiléens et de mesurer les composantes du vecteur accélération par rapport à ces axes.

Ce procédé d'autoguidage a été le premier employé sous une forme très simplifiée dans les V2 allemands.

Il est actuellement en cours de développement. L'absence de plateforme exige des gyroscopes à grande gamme de mesure et un calculateur très compliqué.

3. Les systèmes d'autoguidage assisté

Dans cette classe de systèmes d'autoguidage, la dérive de la plateforme, dite alors *assistée*, est contrôlée par un champ extérieur naturel autre que la pesanteur.

De nombreux champs peuvent être utilisés :

A. LE CHAMP ÉLECTRIQUE de la Terre a l'avantage d'être à peu près vertical, d'où l'obtention d'un repérage sans ambiguïté. Il est dirigé vers la Terre et est de l'ordre de 200 volts par mètre au niveau de la mer mais tombe à 4 volts par mètre à une altitude de 10 km.

Malheureusement, l'utilisation de ce champ est difficile car la résistivité de l'air est de l'ordre de 10^{16} ohm · cm et, par ailleurs, le champ varie beaucoup dans l'espace et dans le temps.

B. LE CHAMP MAGNÉTIQUE de la Terre varie moins que le champ électrique malgré, toutefois, la présence de certains orages magnétiques. Il n'est pas encore entièrement connu en haute altitude mais peut être prédit par l'analyse harmonique comme nous le verrons pour le champ de gravitation (5^e partie).

Son principal inconvénient, outre l'absence de tables précises, consiste en ce qu'il fournit des indications *ambiguës*, la direction du champ n'étant pas une fonction uniforme de chaque point de la terre.

Aussi n'est-il utilisé que pour le contrôle de l'attitude de l'engin.

C. Toutes sortes de phénomènes physiques reliant la position de l'engin à l'espace inertiel peuvent être utilisés comme des aides à la navigation. C'est ainsi

que l'on a étudié aux Etats-Unis la possibilité de l'utilisation des rayons cosmiques ou des radio-sources naturelles.

D. L'AUTOGUIDAGE INERTIEL-CÉLESTE

Toutefois, le champ naturel le plus couramment employé est constitué par des rayons optiques provenant d'une étoile connue.

Le système d'autoguidage correspondant porte le nom d'*autoguidage inertiel-céleste*.

Il est actuellement très employé dans les avions robots et son emploi doit se développer, soit dans les engins ICBM semi-balistiques à possibilité de manœuvre, soit dans les engins spatiaux semi-balistiques ou même entièrement guidés (propulsion ionique).

Il existe deux sortes d'autoguidage inertiel-céleste :

1° L'assistance par poursuite angulaire d'étoiles

a) Assistance à la plateforme de Schüler.

Dans le système employé actuellement, on effectue seulement, à l'exclusion de la mesure de la vitesse, la poursuite angulaire (*star-tracking*) de deux étoiles dont les courbes de hauteur sont à peu près normales (fig. 6) (14).

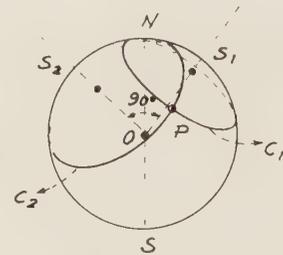


FIG. 6.

On utilise, en général, des télescopes de champ *très étroit* montés sur la plateforme de Schüler. Le repérage des étoiles S_1 et S_2 est fait par une méthode de poursuite assez analogue aux systèmes de scanning des radars. La phase Y et l'amplitude I de l'impulsion à la sortie du photomultiplicateur mesurent la direction et l'écart angulaire de l'axe du télescope O par rapport à l'étoile S_1 (fig. 7).

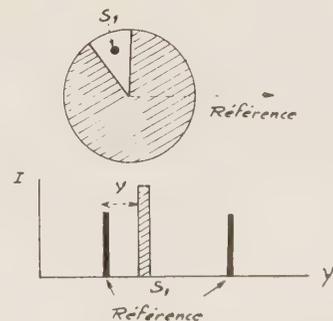


FIG. 7. — (La zone hachurée représente un écran rotatif autour de l'axe o laissant passer l'impulsion de référence au moment du passage par l'axe de référence).

(14) On recherche de préférence une étoile S_1 dont le cercle de hauteur C_1 est à peu près tangent au parcours de l'engin P .

(13) Ce procédé d'autoguidage est dit « strap-down » dans la littérature.

Un appareil de poursuite d'étoile courant pèse 5 kg, consomme 10 watts et fournit une précision de 10 secondes. Il est essentiellement destiné à annuler périodiquement (toutes les 8 minutes pour un gyroscope ayant une dérive de $0,05^\circ/h$) la dérive des gyroscopes de mesure ou à fournir à ceux-ci un programme pré-établi par un déplacement convenable des télescopes par rapport à la plateforme de SCHÜLER⁽¹⁵⁾.

b) Assistance à la plateforme galiléenne

Actuellement, pour l'usage dans les engins semi-balistiques ICBM ou spatiaux, on recherche des appareils de poursuite angulaire d'étoile dont le poids est de 2 kg, la consommation 4 à 5 watts et la précision de l'ordre de 1 seconde d'arc. Ces appareils sont destinés à des plateformes galiléennes. L'élément sensible est constitué par une mosaïque d'éléments photoconductifs (vidicon, photodiodes ou éléments électroluminescents) formée parfois de plusieurs milliers de composants. L'examen de la cellule active est accompli électroniquement grâce à un ordinateur digital.

c) Assistance à la navigation sans plateforme (strap-down).

Enfin, on recherche également, pour la navigation sans plateforme, des appareils de poursuite angulaire d'étoiles permettant de remplacer les gyroscopes de mesure des changements d'attitude.

Ces appareils utilisent des télescopes à *champ large*. On peut, par exemple, mesurer le changement d'attitude grâce à un corrélateur déterminant le déplacement correspondant de l'image du ciel par rapport à une carte du ciel initialement calée.

Ce corrélateur minimise l'influence des corps célestes à direction variable (lune, planètes, etc.) ; il permet d'utiliser l'image d'un grand nombre d'étoiles de façon à accroître la sensibilité.

Un appareil de ce type, mis au point par la Société américaine GENERAL ELECTRIC⁽¹⁶⁾ doit peser moins de 5 kg et autoriser la poursuite d'étoiles de troisième et même de quatrième magnitude ; la précision attendue sur la mesure des changements d'attitude est de l'ordre de la demi-minute d'arc.

On peut également utiliser l'image d'une seule étoile, discriminée par la mesure préalable de ses températures de brillance et de couleur.

Ces appareils peuvent être employés dans les engins planétaires semi-balistiques, conservant une possibilité de manœuvre ultérieure lorsque le guidage initial n'a pas été effectué correctement. Une phase de propulsion auxiliaire, avec un guidage approprié, peut être mise en route au moment où l'engin possède la vitesse relative minimale par rapport au Soleil. Cette condition correspond au minimum de poussée nécessaire pour la correction et, par suite, au minimum de carburant embarqué.

2° L'assistance par accéléromètres à effet Doppler optique

Pour certains systèmes d'autoguidage assistés futurs, on cherche également, outre les informations angulaires, à obtenir la vitesse radiale de l'engin, par rapport à une étoile connue, par la mesure de l'effet Doppler optique. On verra, dans la 4^e partie, que cette méthode est limitée par plusieurs phénomènes physiques encore inexplorés.

4. Les quatre conditions de la navigation par inertie

Nous avons vu que, par suite du principe d'équivalence d'Einstein, tous les accéléromètres actuels mesurent, en réalité, la force de réaction aux forces appliquées *non gravitationnelles*.

Cette circonstance complique énormément le problème de la navigation par inertie. Le processus de celle-ci doit être ainsi le suivant :

1^{re} Condition

Il est nécessaire de réaliser une plateforme de Schüler dans la navigation géométrique ou semi-analytique (avions robots) et une plateforme inertielle dans la navigation analytique (engins balistiques).

Cette plateforme doit être stabilisée avec des gyroscopes de contrôle des moteurs possédant le minimum de dérive. Celle-ci doit être de l'ordre du degré par heure pour les engins balistiques ; cette dérive correspond, pour les deux minutes de vol propulsé, à une dérive de deux minutes d'arc ou de 3,7 km sur la position initiale de la trajectoire elliptique.

Par contre, elle doit être de l'ordre de 10^{-2} et même 10^{-3} °/h pour les avions robots à guidage continu.

2^e Condition

Il est nécessaire de mesurer les composantes, dans des axes liés à la plateforme, des forces non gravitationnelles grâce à des accéléromètres dirigés le long de ces axes.

Désignons par \vec{F} la force de poussée, m la masse de l'engin, \vec{G} et \vec{G}_a le champ de gravitation exact et approché, $\vec{\Omega}$ le vecteur vitesse angulaire de la Terre ; l'équation du mouvement dépend du choix des axes.

a) Axes galiléens

L'équation du mouvement est

$$\frac{\vec{F}}{m} + \vec{G} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$$

dans laquelle $\frac{\vec{F}}{m}$ est l'accélération due à la poussée et \vec{G} le champ de gravitation.

⁽¹⁵⁾ L'avantage de ce procédé est de fournir facilement les informations sous forme digitale.

⁽¹⁶⁾ Voir référence bibliographique [27].

b) Axes liés à la terre

L'équation du mouvement est :

$$\frac{\vec{F}}{m} + \vec{G} - \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r} - 2 \vec{\Omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$$

(voir dans la 5^e Partie, l'expression du vecteur pesanteur).

— L'influence maximale de l'accélération centrifuge est de $3.10^{-3} g$ introduisant une erreur de verticale correspondant, à peu près, à l'écart des verticales de deux points de la surface terrestre distants de 20 km ⁽¹⁷⁾.

— L'influence maximale de l'accélération de Coriolis, pour un engin dont la vitesse est de 8 km/s, est de $5,6.10^{-2} g$ correspondant à peu près à 350 km d'erreur de la verticale. On voit que l'influence de ce terme est *considérable*.

C'est la raison principale pour laquelle les plateformes des engins balistiques sont surtout galiléennes, en dépit du fait que l'engin s'écarte peu de la Terre (au maximum, 10 % du diamètre de celle-ci).

Le champ de gravitation \vec{G} (ou le champ de pesanteur $\vec{G} - \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r} - 2 \vec{\Omega} \times \frac{d\vec{r}}{dt}$) est une

fonction de la position \vec{r} . Celle-ci étant inconnue, on ajoute d'abord aux indications des accéléromètres la valeur approchée \vec{G}_a donnée par un programmeur commandé par une horloge et contrôlable électroniquement.

3^e Condition

Le vecteur $\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$ est *intégré* deux fois ⁽¹⁸⁾ et fournit une mesure de la position donnant une valeur beaucoup plus approchée du champ de gravitation. Par ailleurs, en général, les données en coordonnées rectangulaires sont transformées en coordonnées sphériques.

4^e Condition

Le champ de gravitation est alors *calculé* par un calculateur de gravitation et comparé au champ de gravitation du programmeur. La différence est utilisée comme *signal d'erreur* dans une boucle de contre-réaction destinée au contrôle électronique du programmeur. La figure 8 a et la figure 8 b montrent le schéma de la méthode respectivement dans le cas d'une plateforme galiléenne et d'une plateforme de Schüler.

Dans ce qui suit, en insistant sur les limitations physiques, nous donnerons un rappel du fonction-

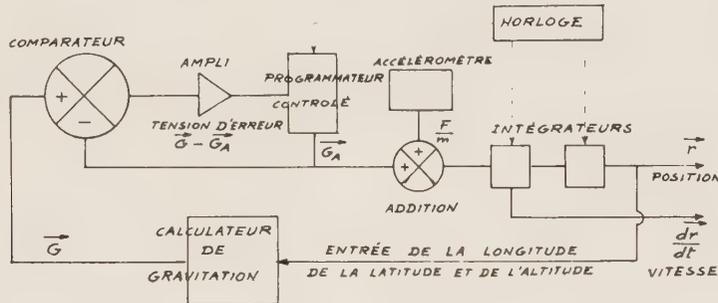


FIG. 8a. — (Axes galiléens)

- a) Le schéma doit être reproduit pour les trois coordonnées.
- b) Les transformateurs de coordonnées rectangulaires en coordonnées sphériques ne sont pas représentés.

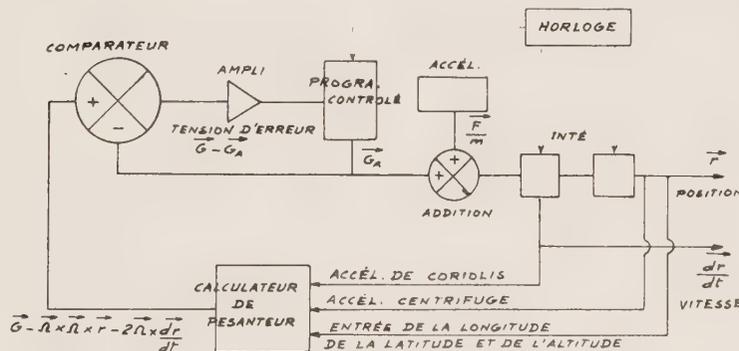


FIG. 8b. — (Axes liés à la Terre).

⁽¹⁷⁾ Voir le tableau des unités, rappelé à la fin de l'article.

⁽¹⁸⁾ Sauf dans les accéléromètres intégrateurs où une seule intégration est nécessaire.

nement des éléments de base de la navigation par inertie.

Ce sont :

Les gyroscopes de mesure (gyromètres) destinés à la réalisation de la plateforme à inertie ou à la mesure de la dérive dans la navigation sans plateforme (strap-down).

Les accéléromètres linéaires et angulaires destinés à la mesure de l'accélération due aux forces non gravitationnelles le long de leur axe sensible.

Les calculateurs de gravitation dont on étudiera également les principes, mais seulement au voisinage de la Terre.

Il faut remarquer que dans toutes les phases de la navigation par inertie où la précision relative atteint souvent 10^{-5} , il est nécessaire d'utiliser au maximum des systèmes asservis et des calculateurs *digitaux*, la précision actuelle des calculateurs analogiques (10^{-3}) étant presque toujours insuffisante.

TROISIÈME PARTIE

LES GYROSCOPES DE MESURE

Les propriétés des gyroscopes de mesure sont fondées sur les lois des corps solides en rotation.

On sait que ces lois se résument en deux aspects suivant que le couple des forces appliquées \vec{C} est parallèle ou normal au moment cinétique \vec{H} autour de l'axe considéré.

— \vec{C} est parallèle à \vec{H} . On a :

$$\vec{C} = \frac{d\vec{H}}{dt} = I \frac{d\vec{\omega}}{dt} = I \frac{d^2\theta}{dt^2} \vec{k}$$

(augmentation de la vitesse angulaire).

— \vec{C} est normal à \vec{H} . On a :

$$\vec{C} = \vec{\Omega} \times \vec{H}$$

(Apparition, dans le régime permanent, d'un mouvement de précession de vitesse angulaire Ω autour d'un axe normal à la fois à \vec{C} et à \vec{H}).

1. Théorie sommaire du gyroscope

A partir des lois précédentes, on peut montrer que le mouvement d'un gyroscope à deux degrés de liberté est caractérisé :

— d'une part, par un *mouvement de nutation* définissant les variations en fonction du temps des deux angles d'Euler ;

— d'autre part, par un *mouvement de précession* définissant la variation lente de l'angle de précession.

Le mouvement de précession est un *mouvement*

permanent qui correspond au régime permanent bien connu des électroniciens.

Le mouvement de nutation est un *mouvement transitoire* qui correspond aux régimes transitoires de l'Electronique. Il est toujours atténué et son influence est parfois négligée dans les calculs de guidage bien que, dans certains cas où les couples appliqués sont de courte durée, l'existence du mouvement de nutation conditionne la précision du système de guidage.

Le mouvement de nutation est caractérisé par la fréquence de nutation représentant la *fréquence propre* du mouvement.

Dans le cas du gyroscope à un seul degré de liberté, le phénomène de nutation n'existe pas mais il s'établit toujours un régime transitoire des valeurs de l'angle de sortie θ_s caractérisé par une fréquence propre $\frac{\omega_n}{2\pi}$ (formules 19).

Nous discuterons seulement, ici, le cas du gyroscope à un degré de liberté, le plus employé d'ailleurs. Le cas des gyroscopes à deux degrés de liberté s'en déduit aisément, en particulier, lorsque l'amplitude du mouvement de nutation reste négligeable.

Le gyroscope à un degré de liberté est défini par trois axes liés à lui (fig. 9).

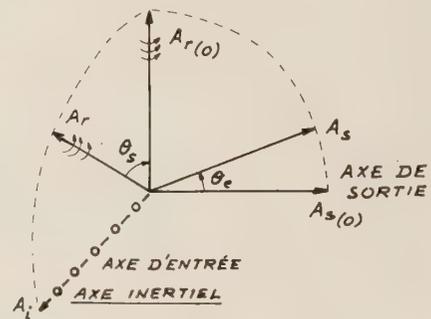


FIG. 9.

a) L'axe d'entrée est lié à la plateforme et l'on suppose que celle-ci est liée à un axe inertiel A_i (19). On cherche soit à stabiliser la plateforme dans sa rotation autour de A_i soit à la faire tourner d'un angle θ_e programmé.

b) L'axe de sortie A_s est également lié à la plateforme mais l'on suppose qu'il peut tourner autour de l'axe A_i .

c) L'axe de rotation A_r peut, grâce à un joint tournant, effectuer un mouvement de précession avec un angle θ_s autour de l'axe de sortie sous l'action d'un couple d'axe A_i .

On utilisera les notations suivantes :

— $H_0 = I\omega_0$ amplitude du moment cinétique autour de l'axe de rotation A_r . Elle est maintenue constante (par un stator extérieur) à une valeur de l'ordre de 10^6 g-cm²/s.

(1) La présence de 3 de ces gyroscopes dans les plateformes galiléennes et de 2 dans celles de Schuler est donc nécessaire pour stabiliser la plateforme.

- I_s moment d'inertie par rapport à l'axe de sortie A_s .
- K coefficient de viscosité angulaire dans la rotation autour de l'axe de sortie.
- K' coefficient d'élasticité angulaire dans la rotation autour de l'axe de sortie.
- $G_0 = \frac{H_0}{K}$ gain angulaire.
- $G_c = \frac{1}{K'}$ gain en torsion.
- $T_0 = \frac{K}{K'}$ constante d'amortissement en régime oscillatoire.
- $T_1 = \frac{I_s}{K}$ constante de temps en régime amorti.
- $\omega_n = \sqrt{\frac{K'}{I_s}} = \frac{1}{\sqrt{T_0 T_1}}$ pulsation propre.
- p variable de la fonction de transfert.

A. L'ÉQUATION FONDAMENTALE

L'équation fondamentale du gyroscope à un degré de liberté est obtenue en écrivant que la somme des couples d'axe A_s appliqués au gyroscope est égale et opposée au couple des forces d'inertie — $I_s \cdot \frac{d^2 \theta_s}{dt^2}$

Les couples appliqués comprennent :

- a) Le couple des forces de commande C_s comprenant également les couples parasites.
- b) Le couple des forces de précession (couple gyroskopique) dû au mouvement de l'axe de sortie A_s . Ce couple est égal à :

$$H_0 \cdot \frac{d \theta_e}{dt}$$

- c) Le couple de rappel, fourni par un liquide visqueux amortisseur et par un ressort, est égal à :

$$- K \frac{d \theta_s}{dt} - K' \theta_s$$

L'équation fondamentale est donc :

$$C_s + H_0 \frac{d \theta_e}{dt} - K \frac{d \theta_s}{dt} - K' \theta_s = I_s \frac{d^2 \theta_s}{dt^2} \quad (18)$$

Cette équation linéaire n'est naturellement valable que pour des angles θ_s suffisamment faibles pour que les termes d'interaction non linéaires tels que $\theta_s \theta_e$ restent négligeables.

B. DÉTERMINATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT

La fonction de transfert dépend du genre d'asservissement que l'on veut réaliser.

Il existe deux modes d'asservissement effectué grâce à des détecteurs d'écart angulaire mesurant θ_s .

1° Asservissement par rapport aux forces de commande

On maintient alors constamment $\theta_e = 0$ et la fonction de transfert $f_c(p)$, déduite de l'équation (18), peut s'écrire :

$$f_c(p) = \frac{\theta_s}{C_s} = \frac{1}{p^2 I_s + pK + K'}$$

que l'on peut écrire :

$$f_c(p) = \frac{G_c}{1 + T_0 p + \frac{p^2}{\omega_n^2}} \quad (19)$$

2° Asservissement par rapport à l'angle d'entrée θ_e

On maintient alors constamment $C_s = 0$ et la fonction de transfert $f_\theta(p)$ peut s'écrire :

$$f_\theta(p) = \frac{\theta_s}{\theta_e} = \frac{H_0 p}{p^2 I_s + p K + K'}$$

que l'on peut écrire :

$$f_\theta(p) = \frac{G_\theta}{1 + T_1 p + \frac{1}{T_0 p}} \quad (20)$$

La fonction de transfert et les valeurs relatives des constantes G_c , G_θ , T_1 et T_0 déterminent le fonctionnement des deux principaux types de gyroscopes de mesure.

2. Les deux types de gyroscopes de mesure

A. LES GYROSCOPES LINÉAIRES A RESSORT

Ils sont caractérisés par une pulsation propre ω_n élevée et une constante d'amortissement en régime oscillatoire T_0 extrêmement faible, le coefficient de viscosité angulaire K étant réduit au maximum.

La fonction de transfert angulaire $f_\theta(p)$, donnée par (20), devient :

$$f_\theta(p) = G_\theta T_0 p = \frac{H_0}{K'} p$$

Ce gyroscope fonctionne donc en *tachymètre inertiel* ⁽²⁰⁾, la variable mesurée θ_s étant proportionnelle à la vitesse angulaire $\frac{d \theta_e}{dt}$ autour de l'axe inertiel A_i (et également au couple perturbateur proportionnel à $\frac{d \theta_e}{dt}$ ⁽²¹⁾).

Il est employé normalement dans les problèmes de stabilisation mais très peu dans les problèmes de guidage.

B. LES GYROSCOPES INTÉGRATEURS

Ces gyroscopes sont essentiellement caractérisés

⁽²⁰⁾ C'est la raison étymologique pour laquelle ces gyroscopes sont appelés gyromètres dans la littérature française (rate gyro aux U.S.A.)

⁽²¹⁾ Nous avons vu au contraire, page 1022, que le gyrotron fonctionne en tachymètre inertiel *intégrateur* des couples perturbateurs parallèles à l'axe de rotation qui sont proportionnels à $\frac{d^2 \theta_e}{dt^2}$

par un fonctionnement en régime amorti (T_0 peut alors être considérée comme infinie).

Il existe deux types de gyroscopes intégrateurs selon la valeur de la constante de temps en régime amorti T_1 (c'est-à-dire de l'amortissement).

a) *Les gyroscopes à amortissement par liquide visqueux*

Ils sont caractérisés par une valeur du gain angulaire G_0 voisine de l'unité et une valeur de T_1 de l'ordre de 10^{-3} s.

La fonction de transfert est alors :

$$f_0 \neq 1.$$

La fonction de transfert étant voisine de l'unité, ces gyroscopes fonctionnent donc en *mesureurs d'angle inertiel*.

Ce sont les gyroscopes les plus utilisés dans les guidages des engins balistiques. Ils permettent d'intégrer l'action des couples perturbateurs (proportionnels à $\frac{d\theta_e}{dt}$).

Ils fonctionnent en général sur le principe de la flottaison que nous verrons plus loin. Le liquide de flottaison est le même que le liquide amortisseur.

Leur dérive est de l'ordre de $0,1$ °/h, pour les modèles miniatures (100 g) et peut atteindre 10^{-2} °/h pour les modèles plus lourds : (200 g).

b) *Les gyroscopes à amortissement par air ou par hélium (gaz de faible viscosité)*

La valeur du gain angulaire G_0 est alors de l'ordre de 10^5 et la constante de temps T_1 de l'ordre de la centaine de secondes ⁽²²⁾.

La fonction de transfert devient :

$$f_0 = \frac{G_0}{T_1} \cdot \frac{1}{p}$$

La variable mesurée θ_s étant proportionnelle à l'intégrale de l'angle de rotation θ_e autour de l'axe inertiel A_i , les gyroscopes à amortissement par air fonctionnent donc en *intégrateurs d'angle inertiel*, c'est-à-dire en doubles intégrateurs des couples perturbateurs.

Ils sont couramment employés dans les avions robots et même dans les engins balistiques (REDSTONE et JUPITER) de l'Armée Américaine.

Leur principal avantage est de posséder des dérives très faibles presque toujours de l'ordre de 10^{-2} °/h.

3. Les limites physiques de la dérive des gyroscopes de mesures.

Les limites actuelles de dérive des gyroscopes (10^{-2} °/h pour des appareils en service, 10^{-3} °/h,

⁽²²⁾ Il est à remarquer que le coefficient $\frac{G_0}{T_1}$ est indépendant de K et qu'il reste à peu près le même pour tous les types de gyroscopes intégrateurs.

pour des modèles) ⁽²³⁾ ont été obtenues par un grand nombre de détails technologiques plutôt que par des principes nouveaux.

A. LES LIMITES MÉCANIQUES

La dérive des gyroscopes est causée par la présence de couples perturbateurs aléatoires dont l'axe est normal à l'axe de rotation.

C'est la raison pour laquelle, alors que l'entraînement de la toupie dans son carter ne pose pas de grands problèmes de suspension, la suspension du carter lui-même est extrêmement délicate à réaliser ⁽²⁴⁾.

La loi fondamentale $\vec{C} = \vec{\Omega} \times \vec{H}$ indique que, pour une valeur de H_0 de 10^6 g-cm²/s, une valeur de Ω inférieure à $0,1$ °/h entraîne un couple inférieur à $0,5$ dyne \times cm, soit $0,5 \cdot 10^{-3}$ g \times cm. Même pour un gyroscope de 100 g, cette condition interdit un déplacement du centre de gravité de $0,5 \cdot 10^{-5}$ cm, c'est-à-dire qu'il faut obtenir un jeu nul malgré l'absence de friction.

Deux principes sont toutefois à la base du développement des gyroscopes de mesure actuels :

1° Le principe de la flottaison

Pour éviter le couple dû au déplacement du centre de gravité, le carter est contenu dans un boîtier renfermant un fluide de *même densité* qui joue en même temps le rôle du fluide amortisseur. Cette circonstance diminue en outre considérablement les frottements entre l'axe du carter et le bâti, ainsi que les couples parasites dus au détecteur de l'angle θ_s et à l'action des fils d'amenée de courant destinés à entretenir la rotation de la toupie.

Le fluide visqueux de flottaison le plus utilisé (fluorolube) est un fluoro-carbone de densité égale à 2, solide à la température ambiante. Ce composé n'a pas le même coefficient de température que l'aluminium ⁽²⁵⁾ composant le carter et il est ainsi nécessaire de chauffer le gyroscope à la température de 80 °C et de maintenir celle-ci à moins d'un degré près.

On utilise également, comme fluide visqueux de flottaison, les liquides métalliques tels que du mercure ou certains alliages. Leur densité plus élevée permet, par l'augmentation du moment cinétique, l'obtention d'un facteur de mérite beaucoup plus grand.

2° Le principe d'isoélasticité

Le gyroscope, de par son élasticité, n'est pas un corps indéformable ; aussi des couples perturbateurs, dépendant des accélérations, prennent naissance lorsque le centre de gravité se déplace.

Il est nécessaire, dans la construction et la disposition des moyens de réglage du gyroscope, d'observer le *principe d'isoélasticité* de manière que, sous l'action

⁽²³⁾ Voir le tableau des unités, à la fin de cet article.

⁽²⁴⁾ Le facteur de mérite d'un gyroscope est donc défini par le rapport entre le moment-cinétique H_0 et la valeur moyenne C_s des couples parasites normaux à l'axe de rotation.

⁽²⁵⁾ La tendance actuelle est d'utiliser, à la place de l'aluminium, le béryllium malgré sa toxicité ; ce métal, non magnétique, évite le blindage magnétique et, de plus, il est quatre fois moins élastique que l'aluminium.

de la déformation due à une accélération quelconque, le centre de gravité se déplace toujours dans la direction de la force appliquée, n'introduisant ainsi aucun couple perturbateur.

Un grand nombre de détails technologiques ont été conçus d'après ce principe, en particulier la réalisation en plusieurs pièces de la toupie.

C'est, toutefois, à l'heure actuelle, l'impossibilité de satisfaire entièrement le principe d'isoélasticité qui est la cause principale des dérives constatées dans le fonctionnement des gyroscopes. Celles-ci sont, en effet, dans ce cas, proportionnelles au carré de l'accélération, qui est très élevée dans les engins balistiques.

B. LES LIMITES PHYSIQUES

Il existe de très nombreuses limites physiques à la précision des gyroscopes mais aucun de ces phénomènes n'atteint actuellement l'ordre de grandeur des limites mécaniques que nous avons vu être actuellement conditionnées par des dérives de l'ordre de 10^{-2} °/h en service et de l'ordre de 10^{-3} °/h dans certains laboratoires.

Toutefois, les limites physiques peuvent intervenir dans les futurs gyroscopes étudiés intensivement dans de nombreux pays, car il n'est pas exclu que les limites mécaniques soient encore reculées par des améliorations technologiques ou le développement de principes nouveaux de suspension.

Ces limites physiques sont les suivantes :

a) Le fluide visqueux introduit un bruit analogue à celui d'une résistance dans un circuit électrique.

La fluctuation résultante de ce bruit est de l'ordre de 10^{-10} °/h et donc complètement négligeable.

b) Le principe de Mach implique que l'espace inertiel est lié (par ses surfaces de niveau) à une force d'interaction non newtonienne, à variation lente en fonction de la distance, due à la présence de la matière. Il dérive donc avec l'espace stellaire. L'erreur correspondante est de $3 \cdot 10^{-11}$ °/h (dérive des galaxies) ou de $3 \cdot 10^{-10}$ °/h (dérive moyenne des étoiles) selon la forme de la loi d'interaction. Elle est donc aussi complètement négligeable.

c) Dans la navigation à inertie terrestre, les axes galiléens sont souvent ramenés au centre de la Terre, l'un des axes étant l'axe instantané des pôles.

Il existe alors une dérive inhérente à la précession des équinoxes et aux diverses imperfections du mouvement de la Terre.

Ce sont :

— le manque d'alignement entre l'axe de l'ellipsoïde de référence et l'axe des pôles : $2 \cdot 10^{-4}$ °/h ;

— l'effet de la migration des pôles : $5 \cdot 10^{-5}$ °/h ;

— les fluctuations de la vitesse de rotation de la Terre $2 \cdot 10^{-6}$ °/h ;

— l'influence du mouvement de précession de la Terre qui se traduit d'une part, par une accélération de la rotation de la Terre (10^{-6} °/h), et d'autre part, par une rotation de la Terre autour d'un axe équatorial ($5 \cdot 10^{-5}$ °/h).

Certaines de ces dérives peuvent être calculées et incluses dans le système d'asservissement.

En moyenne, il semble que les anomalies dans la rotation de la Terre limiteront la précision ultime des gyroscopes, dans la navigation terrestre, à une dérive de l'ordre de 10^{-6} °/h.

4. Le développement futur des gyroscopes

De nombreux travaux sont en cours pour atteindre les limites physiques des performances des gyroscopes.

Dans trois domaines différents, on s'efforce de limiter les couples perturbateurs introduits par la suspension du carter.

1° LA SUSPENSION ÉLECTROSTATIQUE

Elle est particulièrement avantageuse pour les voyages spatiaux. Le gyroscope est alors dans le vide et les problèmes de claquage dus à la haute tension sont, en grande partie, annihilés.

2° LA SUSPENSION MAGNÉTIQUE

Elle utilise la répulsion des corps diamagnétiques par les champs magnétiques, la perméabilité étant inférieure à l'unité. Le diamagnétisme du matériau composant le carter est obtenu par refroidissement (état supraconducteur).

3° L'ABSENCE DE SUSPENSION

On peut supprimer totalement la suspension en utilisant un *gyroscope nucléaire* dont la précession à mesurer est celle de noyaux atomiques internes portés à un état excité à temps de relaxation très élevé. L'isotope He^3 de l'hélium, à l'état gazeux, est particulièrement avantageux ; il peut être disposé à l'intérieur d'une enceinte blindée magnétiquement par la mise à l'état supraconducteur.

L'alignement initial des noyaux excités est réalisé par un champ magnétique intérieur soit en utilisant un champ inhomogène soit en utilisant l'absorption sélective due à la biréfringence magnétique d'une lumière polarisée.

La principale difficulté réside dans la réalisation du détecteur d'angle, car le courant de la bobine capteuse tend à désorienter les noyaux à l'état excité.

On peut, en partie, annihiler cette difficulté en faisant tourner deux bobines capteuses en sens opposés de façon à annuler ainsi le champ magnétique parasite total.

QUATRIÈME PARTIE

LES ACCÉLÉROMÈTRES

La réalisation des accéléromètres est un problème important pour le guidage des engins.

Nous avons vu que ces appareils mesurent, en réalité, la force de réaction intérieure appliquée à une masse de mesure, convenablement découplée de l'engin, pour maintenir cette masse fixe par rapport à celui-ci.

La caractéristique essentielle de ces appareils est qu'ils ne sont sensibles qu'aux forces non gravitationnelles alors que l'accélération de l'engin est due à la somme des forces de poussée et des forces de gravitation.

Ce sont, en outre, des appareils très délicats.

On exige d'eux, en effet, un fonctionnement dans une plage extrêmement étendue dans les engins spatiaux, un seuil très élevé dans les engins balistiques (atteignant 15 g dans les engins à un étage et 5 g dans les engins à trois étages) et une précision très grande pour obtenir la vitesse initiale convenable (engins balistiques) ou une distance correcte (avions robots).

Ces accéléromètres doivent être suivis par des intégrateurs.

Ceux-ci sont soit du type électronique (intégrateurs de Miller) soit du type électromécanique (dynamo montée en génératrice tachymétrique) soit du type mécanique (disque tournant entraînant par friction une balle dont la distance au centre est proportionnelle à l'élément à intégrer).

Toutefois, les intégrateurs électriques sont assez peu précis ; les intégrateurs mécaniques sont plus précis mais se prêtent mal à l'intégration de signaux à variation trop rapide.

Aussi a-t-on conçu également des accéléromètres fonctionnant directement en *intégrateurs* simples et même doubles fournissant directement, de préférence en données digitales, la vitesse ou la position.

Il existe deux types d'accéléromètres tant qu'intégrateurs.

a) *L'accéléromètre linéaire* dans lequel l'élément assurant le rappel est une *force parallèle* à l'axe sensible de l'accéléromètre.

b) *L'accéléromètre angulaire* dans lequel l'élément assurant le rappel est un *couple dont l'axe est normal* à l'axe sensible de l'accéléromètre.

1. L'accéléromètre normal (non intégrateur)

a) Le modèle le plus simple d'accéléromètre linéaire est une masse de mesure M attachée à deux ressorts liés au bâti (fig. 10).

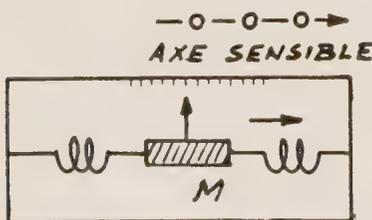


FIG. 10.

L'élément de rappel de cet accéléromètre linéaire est la force d'élasticité du ressort.

b) Les modèles les plus simples d'accéléromètres angulaires sont :

— d'une part le pendule dont le centre de gravité G est *très éloigné* du support O et où le couple de rappel est celui de la pesanteur (fig. 11a) ;

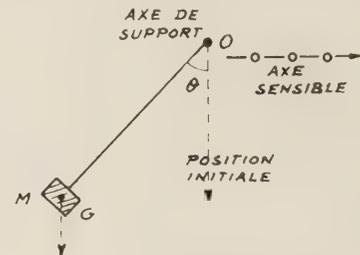


FIG. 11a. (26)

— d'autre part, le carter à balourd dont le centre de gravité G est *très peu écarté* du support O et pour lequel l'effet de la pesanteur est négligeable devant celui du couple de rappel appliqué (fig. 11 b).

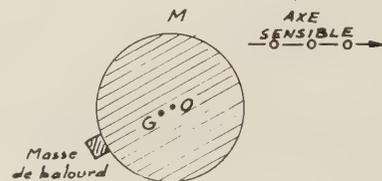


FIG. 11 b.

A. LES ACCÉLÉROMÈTRES NORMAUX LINÉAIRES

Ils ne sont pratiquement pas employés par suite de la difficulté d'éviter les frottements entre la masse servant à la mesure et le corps de l'appareil. Par ailleurs, ils sont également très sensibles aux termes de couplage dus aux forces normales à l'axe sensible.

B. LES ACCÉLÉRATEURS NORMAUX A PENDULE

Ils sont employés avec les plateformes de Schüler et sont essentiellement destinés à mesurer les composantes de l'accélération normale à la direction de la verticale.

La masse pendulaire, sous l'action d'une accélération horizontale, déséquilibre les selfs d'un pont. La tension mesurée entre A et B est ainsi proportionnelle à cette accélération (fig. 12).

Ces accélérateurs normaux pendulaires sont, en général, reliés à une cellule électrolytique intégratrice destinée à fournir directement la vitesse.

(26) A première vue, le cas de la figure 11a paraît être en contradiction avec le principe d'équivalence, puisque l'angle θ peut permettre de mesurer le vecteur pesanteur \vec{G} . Toutefois, il faut remarquer que la position initiale du pendule n'est pas fournie par l'accéléromètre mais par une mémoire intégratrice. L'angle θ , conformément au principe d'équivalence, ne peut donc être mesuré par l'accéléromètre seul.

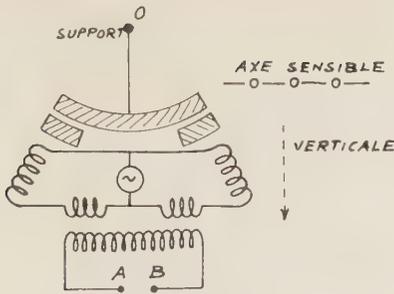


FIG. 12.

A. LES ACCÉLÉROMÈTRES INTÉGRATEURS LINÉAIRES

Le plus utilisé est l'accéléromètre Sperry.

Le fluide visqueux employé est un silicone dont la viscosité varie moins en fonction de la température que celle du fluorolube. La densité est toutefois plus faible. Pour compenser cet inconvénient et, également, supprimer l'influence des frottements solides, la flottaison est obtenue par une rotation à 1 000 tr/mn de la masse déplaçable autour de l'axe sensible.

La mesure est effectuée par le désaccord d'un pont capacitif. La sensibilité est de l'ordre de $10^{-5} g$. Les erreurs de zéro et de couplage avec les axes normaux à l'axe sensible sont plus faibles que pour les accéléromètres angulaires.

Le seuil supérieur de mesure étant peu élevé, l'emploi de cet accéléromètre est réservé aux avions robots pour déterminer la vitesse horizontale directement.

B. LES ACCÉLÉROMÈTRES INTÉGRATEURS ANGULAIRES

C'est l'accéléromètre le plus utilisé dans le lancement des satellites (VANGUARD) et dans les engins balistiques (THOR, JUPITER). Il est essentiellement composé d'un gyroscope flottant intégrateur à amortissement par liquide visqueux (fluorolube), dont le carter en rotation autour de l'axe de sortie est légèrement balourdé, les autres caractéristiques demeurant identiques.

L'axe sensible est parallèle à l'axe d'entrée du gyroscope. Le couple de balourd, parallèle à l'axe de sortie (fig. 13), est donné par la relation :

$$C_s = -rm \gamma(t)$$

or r est la distance de la masse de balourd m à l'axe de sortie et $\gamma(t)$ l'accélération due à la force de réaction $F(t)$.

L'asservissement, à gain très élevé, est réalisé de façon à maintenir l'angle de sortie θ_s à une valeur nulle (29).

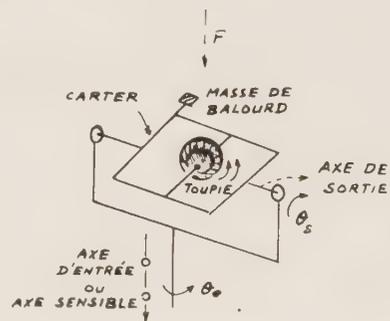


FIG. 13.

(29) On profite de l'action des moteurs de contrôle de cet asservissement pour ajouter directement à l'accélération $\gamma(t)$ le champ de gravitation provenant du programmeur contrôlé de gravitation. L'appareil remplit ainsi les trois fonctions (mesure de l'accélération, addition, première intégration) représentées par trois blocs-diagrammes séparés dans les figures 8a et 8b.

C. LES ACCÉLÉRATEURS NORMAUX A CARTER BALOURDÉ

Ce sont les plus employés actuellement.

Ils ont été développés en grand nombre par les Sociétés KEARFOTT et MILJEAN, dans une gamme très étendue de domaine de mesure et de caractéristiques de réponse en fréquence.

Nous ne reprendrons pas ici les calculs de leurs fonctions de transfert analogues à ceux des gyroscopes linéaires à ressort. Les constantes d'amortissement en régime oscillatoire T^0 sont de l'ordre de 10^{-2} .

La sensibilité atteinte dépasse couramment $10^{-5} g$ pour un seuil supérieur de 10 à 15 g . (27).

La linéarité de ces accélérations n'est pas excellente; elle reste toujours meilleure toutefois que 10^{-2} pour des accélérations de l'ordre de g , elle décroît pour les accélérations trop grandes.

Les couples de rappel sont commandés par des détecteurs d'angle inductifs ou capacitifs.

Le problème fondamental de ces accéléromètres consiste à réduire les frottements lors de la rotation autour du support en évitant le jeu qui modifie le balourd donc l'étalonnage de l'appareil.

C'est exactement le même problème que celui du gyroscope de mesure. Aussi ces accélérateurs sont-ils essentiellement des gyroscopes... sans toupie (28) utilisant les mêmes principes de flottaison et d'élastocité.

L'influence de la pesanteur (incertitude du zéro) et des termes de couplage, dus aux accélérations normales à l'axe sensible, est très réduite lorsque le gain G_c de la fonction de transfert en torsion f_c du gyroscope sans toupie (ce gain est indépendant du moment cinétique H_0) est très élevé.

2. L'accéléromètre simple intégrateur

Le principe général de ces accéléromètres, comme dans le cas des gyroscopes, consiste à équilibrer la force d'inertie appliquée à la masse de mesure par des forces de viscosité.

(27) Ce domaine de mesure (20 octaves) est l'un des plus étendus des appareils de physique.

(28) Nous avons vu, dans l'étude du gyroscope, que le problème de la réalisation de la toupie était beaucoup moins important que le problème de la suspension du carter renfermant celle-ci.

L'équation fondamentale (18) du gyroscope devient alors :

$$C_s + H_0 \frac{d\theta_e}{dt} = 0$$

que l'on peut écrire :

$$\theta_e = \int_0^t \frac{rm}{H_0} \gamma(t) dt$$

Ces accélérateurs fournissent donc directement la vitesse et, par suite, sont employés pour commander, lorsque l'angle θ_e atteint une valeur déterminée, l'arrêt de la phase propulsée d'un engin balistique. La sortie s'effectue sous forme digitale en comptant, par une cellule photoélectrique, les graduations d'un disque transparent centré sur l'axe du carter.

Comme pour le gyroscope flottant intégrateur sans balourd, des recherches sont en cours, pour tous les types d'accéléromètres angulaires et même linéaires, pour améliorer, grâce à une suspension électrostatique, magnétique ou nucléaire, la sensibilité qui descend déjà presque à $10^{-6} g$. C'est ainsi que la Société General Electric étudie un accéléromètre où la masse est supportée par des paliers à l'état supraconducteur.

L'avantage principal des accéléromètres à gyroscope balourdé, outre l'intégration, sur le gyroscope sans toupie, réside dans une bien meilleure linéarité due à l'action du couple gyroscopique $H_0\omega_0$; par contre, il est relativement gros (de 200 à 500 g).

Les erreurs de zéro, de couplage avec les accélérations normales à l'axe sensible, d'anisotropie sont les mêmes que pour les gyroscopes sans toupie.

C. LES ACCÉLÉROMÈTRES INTÉGRATEURS A CORDE VIBRANTE

Ces accéléromètres forment une classe particulière d'accéléromètres linéaires. Ils ont été utilisés par la Société BOSH ARMA sur les plateformes galiléennes des engins balistiques TITAN et ATLAS.

Leur fonctionnement repose sur le fait que la fréquence de résonance d'une corde vibrante dépend de la tension de celle-ci.

Cette tension est constituée par la force de rappel d'un ressort équilibrant la force de réaction de la masse de mesure M . La corde vibrante est constituée par un fil métallique mis en vibration latérale par un aimant. Le système est composé de deux ensembles symétriques par rapport à la masse de mesure, le fil jouant également le rôle de ressort (fig. 14).

En l'absence de force de poussée, les tensions des fils F_1 et F_2 sont égales et les fréquences de résonance égales. Lorsqu'une force de poussée est appliquée au bâti, les tensions sont inégales et la mesure de la différence de fréquence est une mesure de l'accélération.

Ces différences de fréquence, grâce à deux transformateurs électromécaniques, disposés dans des boucles de réaction, représentent les différences des fréquences de deux oscillateurs. Elles sont enregist-

trées dans un compteur digital dont la sortie fournit ainsi directement la vitesse de l'engin balistique pour contrôler l'arrêt de la phase de propulsion.

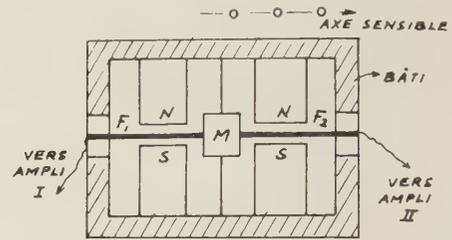


FIG. 14.

3. Les accélérateurs doublement intégrateurs

Ces accéléromètres sont spécialement indiqués pour le guidage des avions robots pour lequel les données de position sont aussi importantes que les données de vitesse. Ils sont constitués par un moteur électrique particulier, à double rotation autour de l'axe, formé par un stator à balourd pouvant tourner autour d'un axe confondu avec l'axe de son rotor.

Sous l'action d'un couple C_s provoqué par une force de poussée $m\gamma(t)$ normale à l'axe du stator et à la distance r de celui-ci, le stator communique au rotor une accélération angulaire $\frac{d^2\theta_s}{dt^2}$.

Celle-ci est donnée par la formule

$$C_s = I \frac{d^2\theta_s}{dt^2}$$

valable lorsque le couple des forces appliquées a son axe parallèle à l'axe de rotation.

L'asservissement est réalisé pour que le couple de réaction du rotor sur le stator équilibre le couple C_s appliqué au stator par la présence du balourd. On a donc :

$$mr \gamma(t) = I \frac{d^2\theta_s}{dt^2}$$

et, par suite :

$$\theta_s = \int_0^t dt \int_0^t \frac{mr}{I} \gamma(t) dt$$

La sortie est effectuée sous forme digitale en comptant un nombre d'impulsions dont la fréquence est proportionnelle à la vitesse angulaire. Les données de sortie sont directement appliquées au calculateur de gravitation.

4. Les accéléromètres intégrateurs à effet Doppler optique

Depuis quelques années, outre l'assistance à la plateforme, on cherche à utiliser le rayonnement naturel des étoiles et du soleil pour mesurer, par

effet Doppler, la vitesse radiale de l'engin par rapport aux axes galiléens.

A l'exception du soleil, l'énergie reçue de ces sources est très faible et des techniques spéciales doivent être mises en œuvre pour déceler la vitesse de l'engin qui n'introduit qu'un très faible déplacement des raies d'absorption.

Trois sortes de techniques sont actuellement expérimentées pour mesurer l'écart de fréquence Doppler et, par suite, la vitesse radiale de l'engin dans la direction de l'étoile considérée.

Ce sont :

- la spectrographie par gabarit,
- l'hétérodynage de sources incohérentes,
- l'hétérodynage par laser.

A. LA SPECTROGRAPHIE PAR GABARIT ⁽³⁰⁾

Cette méthode consiste à effectuer au préalable un négatif photographique du spectre du soleil ou d'une étoile dans une gamme donnée.

On superpose ensuite l'image positive du même spectre ⁽³¹⁾ et on mesure le coefficient de transmission total, fonction du déplacement des raies.

En réalité, le négatif subit le déplacement programmé et le courant alternatif provenant d'une wobulation de l'une des images est utilisé comme signal d'erreur pour corriger le déplacement du négatif et connaître la vitesse vraie.

L'avantage essentiel de la spectrographie par gabarit consiste dans l'intégration de l'effet de nombreuses raies ; en particulier, le soleil contient dans son spectre un grand nombre de raies métalliques utilisables simultanément.

Actuellement la sensibilité de la mesure, faite par rapport au soleil, est de l'ordre de 3 km/s ; l'absence totale de bruit sur les enregistrements permet de supposer une sensibilité future de l'ordre de 10 m/s, par rapport au soleil et à certaines étoiles.

B. L'HÉTÉRODYNAGE DE SOURCES INCOHÉRENTES

Cette méthode est fondée sur un phénomène découvert en 1955 par FORRESTER ⁽³²⁾ : celui-ci a pu mettre en évidence les battements entre deux sources de lumière incohérentes pourvu que l'écart entre les raies soit grand devant les largeurs de celles-ci.

Les raies naturelles les moins larges étant de l'ordre de 10^8 Hz de bande, on voit qu'un battement en hyperfréquences à une fréquence de 10^{10} Hz peut être obtenue avec un oscillateur local constitué, par exemple, par une raie identique déplacée par effet Zeeman.

Cette fréquence de battement se modifie avec la vitesse de l'engin.

⁽³⁰⁾ P. FELGETT. A Proposal for a Radial Velocity Photometer. *Optica Acta*, 2, n° 1, p. 9, 1955.

⁽³¹⁾ Cette méthode de superposition d'une image positive à une image négative de même grandeur est très connue des photographes amateurs sous le nom de « solarisation ».

⁽³²⁾ A.T. FORRESTER. Photoelectric Mixing of Incoherent Light. *Physical Review*. Vol. 99, n° 6, p. 1691, sept. 15-1955.

Le mélangeur est une cathode photoélectrique émettant un faisceau d'électrons modulé en intensité à la fréquence de battement. Ce faisceau d'électrons traverse une hélice dont la sortie est couplée à l'entrée d'un radiomètre.

La vitesse relative maximale mesurable est limitée par la largeur de bande du dispositif hyperfréquence. Une valeur de 1 km/s correspond à une largeur de bande de 10 %, déjà élevée.

La vitesse relative minimale est limitée par le rapport signal sur bruit pour une constante de temps du radiomètre donnée.

Pour un rapport signal sur bruit de 5 dB et une constante de temps de 250 s, on peut déceler une vitesse minimale de 7 m/s correspondant à une largeur de bande de 7 MHz.

C. L'HÉTÉRODYNAGE PAR LASER COHÉRENT ⁽³³⁾

L'Hétérodynage de la source incohérente constituée par la raie provenant d'une étoile, au moyen d'un système de deux lasers, est représenté schématiquement aux figures 15a et 15b.

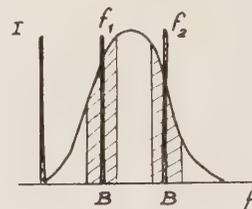


FIG. 15a.

Les deux lasers émettent deux ondes lumineuses de fréquence f_1 et f_2 symétriques par rapport au centre de la raie (fig. 15a). Ces lumières sont mélangées, alternativement, avec l'image de la raie spectrale provenant d'une étoile sur la cathode du photomultiplicateur (fig. 15b).

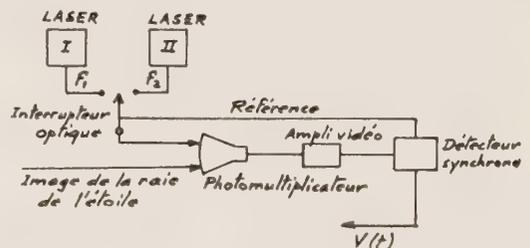


FIG. 15b.

N.B. Les deux lasers peuvent être indépendants ou provenir d'une même source.

La largeur de bande B étant au maximum de l'ordre de 10 à 20 MHz, aucun récepteur de ultra haute fréquence n'est nécessaire.

La vitesse est lue directement à la sortie du détecteur synchrone qui permet de mesurer le décalage des fréquences f_1 et f_2 par rapport au centre de la raie stellaire.

⁽³³⁾ R.G. FRANKLIN, D.L. BIRX. Optical Doppler for Space Navigation ARS Meeting, Guidance Control and Nav. Conf. Stanford U. Août 1961, publié également dans : *P.I.R.E.*, avril 1960, page 532.

Pour obtenir une précision très grande, la raie spectrale est choisie de largeur faible, compatible avec la possibilité de réaliser sur cette fréquence un laser réglable. La largeur de bande B de l'amplivideo est choisie aussi petite que l'on peut, compte tenu du réglage des deux lasers.

L'ensemble peut être monté en système d'asservissement, les éléments de réglage des lasers (par exemple ceux d'un champ magnétique provoquant une variation de la fréquence émise par la création de sous-niveaux Zeeman) étant asservis à un programmeur de vitesse contrôlable électroniquement de façon à maintenir constamment nulle la tension à la sortie du détecteur synchrone.

5. Les limites physiques à la précision des accéléromètres

Nous examinerons seulement les limites physiques à l'exclusion des limites mécaniques, dans le cas des accéléromètres à masse de mesure déplaçable et dans le cas des accéléromètres intégrateurs à effet Doppler optique.

A. LIMITES PHYSIQUES POUR LES ACCÉLÉROMÈTRES MÉCANIQUES

Elles sont essentiellement dues à une connaissance imparfaite de la géodésie actuelle, aussi bien en ce qui concerne les positions sur le globe terrestre qu'en ce qui concerne le champ de gravitation.

Ce sont les suivantes :

1° des informations géodésiques précises sont nécessaires pour obtenir l'*alignement préalable* de la plateforme de l'engin. La précision sur la réalisation de cet alignement est limitée par l'élasticité de l'engin, les imperfections des cardans de la plateforme, la précision des lunettes autocollimatrices d'orientation et celle des gyroscopes de Foucault chercheurs de Nord⁽³⁴⁾ et enfin, essentiellement... par le personnel chargé de l'alignement.

On considère qu'un alignement réalisé à $10^{-4} g$ exige déjà des précautions considérables.

2° Les *distances intercontinentales* sont mal connues. Elles sont, de plus, affectées par la dérive des continents.

On considère le manque d'informations géodésiques correspondant comme équivalent à une erreur de $3 \cdot 10^{-5} g$.

3° Nous verrons, dans la 5^e partie, que la navigation avec plateforme de Schuler utilise un ellipsoïde de référence auxiliaire correspondant à l'altitude moyenne de l'avion robot. *Les axes des différents ellipsoïdes de référence auxiliaires ne sont pas parallèles.* L'erreur correspondante est de $10^{-5} g$.

4° Même au-dessus d'un même continent, les informations géodésiques nécessaires pour spécifier

les distances sont insuffisantes. Ce manque d'information est équivalent à une erreur de $2 \cdot 10^{-6} g$.

5° Enfin, une mauvaise connaissance des éphémérides due à l'imprécision des cartes célestes provoquée par la réfraction atmosphérique (même aux mesures zénithales) introduit une erreur de $10^{-7} g$.

Une erreur du même ordre est introduite par l'accélération centrifuge due au mouvement du centre de l'ellipsoïde de référence (voir 5^e partie) par rapport à des axes galiléens. Ce centre, qui d'ailleurs ne coïncide pas avec le centre de gravité de la Terre, n'est pas situé, en effet, sur la ligne des pôles.

B. LIMITES PHYSIQUES POUR LES ACCÉLÉROMÈTRES À EFFET DOPPLER OPTIQUE

Nous avons vu que les mesures les plus précises de l'effet Doppler sur les raies des étoiles pouvaient être effectuées (fig. 15a) grâce à une comparaison faite *symétriquement* par rapport au centre de la raie.

La plupart des phénomènes internes d'élargissement des raies (collision, effet Stark et Zeeman) ainsi que la rotation de l'étoile conservent un caractère de symétrie qui ne modifie pas la mesure.

Par contre, les limites physiques de celle-ci sont introduites par tous les phénomènes *d'élargissement dissymétrique des raies*.

Ces derniers phénomènes physiques sont au nombre de trois,

1° L'effet de la pression

Il est dû à la polarisation de l'atome dont les variations de niveau d'énergie provoquent l'émission de la raie, par les atomes neutres étrangers qui l'entourent (effet Stark quadratique).

Les niveaux des états excités sont baissés par le champ de polarisation dû à la pression. L'influence de ce champ étant plus grande à la périphérie de l'atome, la baisse de niveau est plus importante pour les électrons extérieurs que pour les électrons intérieurs couplés davantage au noyau.

La fréquence de relaxation due à cet effet s'ajoute à la fréquence normale due aux collisions mais, à l'inverse de celle-ci, elle élargit davantage la raie du côté des grandes longueurs d'onde que du côté des petites.

Dans le cas de la raie du mercure de 2537 Å, l'élargissement dû à la pression de l'hydrogène entraîne une dissymétrie de 10^{-5} Å ⁽³⁵⁾. La limite physique de mesure de la vitesse correspondante est alors :

$$\Delta v = \frac{C \Delta \lambda}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-5}}{2537} = 1,2 \text{ m/s}$$

Cet effet est ainsi très faible.

2° L'effet des taches

Les taches solaires (ou stellaires) suppriment la symétrie dans l'élargissement de la raie due à la

⁽³⁴⁾ La recherche astronomique du Nord n'est pas toujours possible. La recherche magnétique a une précision 100 fois plus faible que la précision d'un gyromètre ; elle reste toujours inutilisable.

⁽³⁵⁾ R.H. NORTON et R.L. WILDEY. Fundamental limitation to Optical Doppler measurements. ARS Meeting. Guidance Control and Nav. Conf. Stanford. Août 1961. Publié également dans *P.I.R.E.* Novembre 1961, page 1655.

rotation de l'étoile puisqu'elles rendent inégaux les flux de lumière provenant des zones de vitesses radiales en sens opposés.

On peut calculer cet effet en admettant la présence d'une tache solaire rigoureusement noire et d'un diamètre angulaire de 2 minutes (la plus grande valeur observée à ce jour) sur l'équateur solaire où l'effet est le plus sensible.

La dissymétrie introduite dans une raie quelconque est alors de 3.10^{-7} correspondant à une limite physique maximale de $3.10^{-7} \cdot 3.10^8 = 100$ m/s.

3° *L'effet de la variabilité de l'étoile*

On sait que certaines étoiles présentent un éclat variable. Actuellement, il est impossible de mesurer la brillance d'une étoile à moins de 1 %. Les étoiles dites variables sont celles qui ont une variabilité de brillance supérieure à cette valeur. Mais on peut supposer que toutes les étoiles sont variables à un degré moindre. Par exemple, le soleil, qui est une étoile stable pourrait avoir des variations de brillance de 0,1 %.

On pourrait alors montrer qu'il subirait une pulsation adiabatique dont l'amplitude maximale serait de 5.10^5 m et dont la période serait de 1 h.

Toutefois, le calcul suppose que la loi des transformations adiabatiques de l'hydrogène monoatomique ($p v^\gamma = RT$) est applicable à la température de brillance du soleil donnée par la loi de Stephan et, en conséquence, variable avec la brillance.

En admettant cette double hypothèse (variabilité de la brillance du soleil égale au dixième de la limite actuellement décelable et assimilation de la température thermodynamique avec la température de brillance) on peut alors voir que la limite physique des mesures de vitesse par effet Doppler serait de 130 m/s.

En fait, aucune donnée physique actuellement certaine ne permet d'établir une limitation physique à ces mesures.

CINQUIÈME PARTIE

LES CALCULS DE LA GRAVITATION

Le champ de gravitation est une conséquence de la loi de l'attraction universelle. Par suite de la forme de cette loi, ce champ est solénoïdal et l'on peut définir des surfaces de niveau normales au champ de gravitation en chaque point de l'espace.

1. Choix du système de coordonnées

Les calculs de gravitation nécessaires, comme on l'a vu, pour la détermination de la vitesse et de la position de l'engin, sont liés aux systèmes de coordonnées par rapport auxquels les plateformes inertielles sont liées ou repérées.

Ces systèmes de coordonnées dépendent de la forme du champ de gravitation ; l'attraction d'un

astre homogène et unique engendre un champ central. Mais, en réalité, le champ de gravitation subit des déviations (variables dans le temps et dans l'espace) par rapport à un champ de force central ; ces déviations constituent les perturbations du champ.

Depuis l'ère des voyage spatiaux, plusieurs systèmes de coordonnées ont été proposés.

1° Dans la navigation terrestre, on peut utiliser trois systèmes de coordonnées sphériques. Ce sont :

— les coordonnées zénithales (azimut, distance zénithale, altitude) définies par la verticale, la direction du Nord et de l'Est. Elles sont adaptées aux plateformes de Schüler des avions robots.

— Les coordonnées locales (angle horaire, distance polaire, altitude) obtenues par la rotation des axes galiléens de la terre avec la vitesse angulaire de celle-ci autour de l'axe des pôles (axe du monde). Elles déterminent directement la longitude, la latitude et l'altitude nécessaires pour les calculateurs de gravitation terrestre (voir fig. 8a et 8b).

— Les coordonnées uranographiques (ascension droite, distance polaire, altitude) définies par des axes galiléens dont l'origine est le centre de la terre, l'axe OZ la ligne des pôles et l'axe OX la direction du point gamma. Elles sont adaptées aux plateformes inertielles des engins balistiques.

2° Dans la navigation solaire, il est préférable d'utiliser les coordonnées écliptiques (longitude céleste, colatitude céleste ⁽³⁶⁾, distance au centre du soleil) définies par des axes galiléens dont l'origine est le centre du soleil, l'axe OZ la ligne des pôles de l'écliptique et l'axe OX la direction du point gamma.

3° Dans la navigation circumlunaire, on peut utiliser un système de coordonnées elliptiques définies par la distance d au plan de l'orbite lunaire (toujours très petite) et par les distance r_1 et r_2 aux deux points de Lagrange A et B du système Terre-Lune.

On sait qu'une plateforme disposée en un de ces points ne subirait pas le phénomène de libration (fig. 16) de la Lune ou de rotation de la Terre. Elle

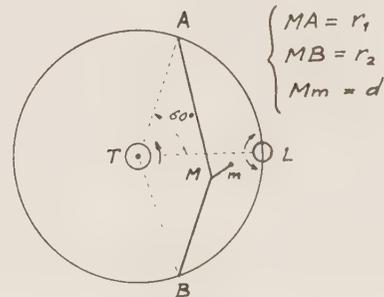


FIG. 16.

⁽³⁶⁾ On emploie toutefois, en général, la latitude céleste qui reste toujours un petit angle car les planètes (et les engins qui pourraient être dirigés vers elles) s'écartent très peu du plan de l'écliptique.

serait donc fixe dans ce système d'axes et pourrait servir de station de base dans un système de guidage par radar, interférométrie haute fréquence ou Doppler optique.

On peut également utiliser les deux premiers points de libration du système Soleil-Terre. Ces points, situés sur la droite joignant les centres des deux astres, correspondent à des forces d'attraction égales de la part de ceux-ci. Ils sont situés à une distance de la Terre à peu près égale à 4 fois la distance Terre-Lune.

2. Les calculs de gravitation terrestre

Les calculs de gravitation dépendent étroitement du système de coordonnées choisi. Nous examinerons seulement les calculs de gravitation dans la navigation terrestre amenant à la connaissance des trois vecteurs suivants :

— le vecteur de gravitation (ou de gravité) terrestre \vec{G} . Ce vecteur est solénoïdal et l'on peut poser :

$$\vec{G} = \nabla \cdot V \text{ (} V \text{ potentiel de gravitation)}$$

— le vecteur de pesanteur vulgaire \vec{g} . Ce vecteur est donné par la relation :

$$\vec{g} = \vec{G} - \vec{\Omega} \times \vec{\Omega} \times \vec{r}$$

où $\vec{\Omega}$ est le vecteur de rotation terrestre et \vec{r} la distance au centre de la terre.

Ce vecteur est solénoïdal et l'on peut poser :

$$\vec{g} = \nabla \cdot U \text{ (} U \text{ potentiel de pesanteur)}$$

— le vecteur de pesanteur vraie diffère du vecteur \vec{g} par la force de Coriolis. Il est égal à

$$\vec{g} - 2 \vec{\Omega} \times \vec{V}_r$$

lorsque l'engin a la vitesse relative \vec{V}_r par rapport à la Terre.

La verticale en un point est la normale à la surface de niveau $U = cte$ passant par ce point. Elle est matérialisée par la direction d'équilibre d'un pendule dont le support est fixé par rapport à la Terre.

A. DÉTERMINATION DE LA VERTICALE A BORD DE L'ENGIN (avion robot)

En réalité, la direction d'équilibre d'un pendule dépend de l'accélération de son support par rapport à la Terre.

Supposons en effet le support S soumis à une accélération transversale $\vec{\gamma}$ par rapport à la Terre (fig. 17) de centre O .

L'équilibre de la masse M est obtenu lorsque les composantes transversales de la force de réaction et de la force de gravitation sont égales et opposées.

On voit, sur la figure, que si la longueur du pendule SM_1 est inférieure à SO , la force de réaction doit être, pour réaliser cette condition à l'équilibre, en

sens inverse de $\vec{\gamma}$. Le pendule *retarde* sur la verticale. Lorsque la longueur du pendule SM_3 est supérieure à SO , la force de réaction doit être au contraire, pour réaliser encore la condition d'équilibre, dans le même sens que $\vec{\gamma}$. Le pendule *avance* sur la verticale.

Lorsque la longueur du pendule SM_2 est égale à SO , la force de réaction doit être nulle à l'équilibre et le point M_2 reste en O quelle que soit la valeur de l'accélération $\vec{\gamma}$.

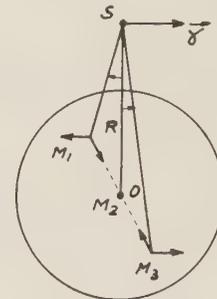


FIG. 17.

Le pendule *indique* alors la verticale.

Un pendule hypothétique de longueur SO est appelé *pendule de Schüler*. Sa période est également celle d'un pendule de support M_2 ou O et de masse placée en S . C'est donc celle d'un satellite en orbite près de la surface terrestre. La valeur de cette période ($T = 2 \pi \sqrt{\frac{R}{g_0}}$), appelée quelquefois période « magique », est de 84 minutes.

En réalité, il est impossible d'obtenir cette période avec un pendule à masse concentrée. Il est même improbable qu'un pendule à masse distribuée puisse être construit avec cette période, le déplacement du centre de gravité au pivot devant être de l'ordre du micron.

Aussi le pendule de Schüler doit-il être *simulé*. La simulation peut être réalisée soit avec un gyroscope pendulaire dont la constante de temps est de 84 minutes (37) soit avec une plateforme asservie aux signaux provenant des accéléromètres montés sur la plateforme.

Cette dernière méthode est actuellement la plus utilisée.

La *plateforme de Schüler*, employée dans les systèmes de guidage géométriques et semi-analytiques, comprend, en outre, une boucle de réaction à réponse rapide asservie à des gyroscopes de stabilisation vis-à-vis du roulis, du tangage et de la dérive rapide.

La boucle de réaction à réponse de 84 minutes est, comme on l'a vu, asservie aux accéléromètres ; elle constitue, en réalité, un système de navigation complet vis-à-vis de l'altitude.

(37) SCHÜLER lui-même, par cette méthode, n'a jamais pu dépasser une période de 30 minutes.

La direction de la verticale est *matérialisée* soit sur la plateforme elle-même dans la navigation géométrique, soit par le gyroscope de verticale dans la navigation semi-analytique.

L'addition d'un asservissement de la plateforme de Schüler en azimut permet, de plus, d'indiquer géométriquement les axes des coordonnées zénithales centrées sur la position instantanée de l'avion.

B. DÉTERMINATION DU CHAMP DE GRAVITATION

Dans tous les problèmes de navigation terrestre (38), nous avons vu, dans la première partie, que le calcul du champ de gravitation devait être effectué, dans le système de coordonnées approprié, à partir des données de position de l'engin et même de vitesse pour le système de coordonnées locales.

Le calcul du champ de gravitation au voisinage de la terre \vec{G} ou celui du champ de pesanteur \vec{g} se ramène à la détermination des fonctions U et V potentielles.

1° *Variation avec l'altitude*

La variation avec l'altitude, lorsque celle-ci n'est pas très élevée, est déterminée par la forme approximative du vecteur \vec{G} .

On a :

$$\vec{G} = g_0 \frac{r}{R^3} R^2$$

où g_0 est la valeur de la pesanteur au sol, R le rayon de la Terre et $r = R + z$ la distance au centre de la Terre.

On en déduit la loi $G(z)$:

$$G(z) = g_0 - \frac{2 g_0 z}{R}$$

2° *Variation avec la longitude et la latitude*

On détermine, en général, la fonction potentielle de gravitation V , à laquelle U est liée, en fonction de la longitude λ et de la latitude φ données par les mesures de la position approchée.

En principe, la fonction V peut représenter exactement le champ de gravitation y compris toutes les anomalies de pesanteur. En réalité, elle est exprimée par une *série de fonctions de Legendre* formant une suite orthogonale normée en coordonnées sphériques (λ, φ, r).

On pose :

$$V = V_0 \left[1 + \sum_{\substack{m=0 \\ n=2}}^{\infty} (J_{nm} \cos m \lambda + K_{nm} \sin m \lambda) \dots \left(\frac{R}{r} \right)^n P_{nm}(\sin \varphi) \right] \frac{R}{r}$$

(38) Même dans le cas de la navigation par plateforme de Schüler, celle-ci n'indique que la direction du vecteur \vec{g} et non sa valeur absolue.

R est un rayon normalisé de la Terre, par exemple le demi-grand axe d'un ellipsoïde de référence.

Les termes J_{nm} et K_{nm} sont les coefficients des fonctions de Legendre de première espèce P_{nm} ($\sin \varphi$). Les fonctions P_{n0} sont les fonctions de Legendre ordinaires.

Les termes d'ordre peu élevé représentent les variations à l'échelle mondiale de la fonction potentielle tandis que les termes d'ordre élevé sont nécessaires pour représenter les anomalies locales mathématiquement.

Actuellement, les valeurs connues ne portent que sur les harmoniques définis par le nombre n . Ceux correspondant aux valeurs de m non nulles sont très peu connus. On a ainsi, par rapport à l'ellipsoïde international (39) :

$$\begin{aligned} J_{10} &= 0. \\ J_{20} &= 0,00108 \pm 1 \text{ \%}. \\ J_{30} &= 2,2 \cdot 10^{-6} \pm 10 \text{ \%}. \\ J_{40} &= 2,0 \cdot 10^{-6} \pm 20 \text{ \%}. \\ J_{50} &= 3 \cdot 10^{-7} \pm 50 \text{ \%}. \end{aligned}$$

Des mesures précises sont en cours pour augmenter la connaissance des coefficients J_{nm} et K_{nm} .

3. Définition du géoïde et des ellipsoïdes de référence. Anomalies de la pesanteur

Parmi toutes les surfaces de niveau de la fonction potentielle de pesanteur U , l'une d'entre elles présente une importance particulière.

C'est celle qui comprend la surface des océans en absence de vent. Elle constitue le *géoïde*. Celui-ci, qui se prolonge sous les continents, pourrait y être matérialisé par un système de canaux.

Le *géoïde n'a pas une forme particulière* par suite des irrégularités terrestres et des différences de densité superficielles ou profondes. Aussi est-il nécessaire de le déterminer par rapport à une forme géométrique approchée dite *ellipsoïde* de référence. Celui-ci peut ensuite servir à déterminer l'altitude par la normale du point considéré à l'ellipsoïde de référence.

Malheureusement, il n'a pas été possible actuellement de définir un ellipsoïde de référence mondial ; seul, un point de référence relatif a été défini comme étant la valeur du champ de pesanteur à Potsdam, en Allemagne.

Le meilleur ellipsoïde de référence serait celui qui rendrait minimale, par rapport à une variation des paramètres qui définissent l'ellipsoïde (position du centre, direction des axes et valeurs de ceux-ci), la valeur moyenne quadratique des déviations mesurées de la *verticale* (normale au *géoïde*).

On utilise, en général, deux ellipsoïdes de référence particuliers.

L'*ellipsoïde dit international*, a été calculé par HAYFORD en 1909. C'est un ellipsoïde de révolution

(39) Voir référence (20).

basé sur des mesures géodésiques faites principalement aux Etats-Unis.

L'Union Soviétique utilise, au contraire, un ellipsoïde à trois axes inégaux, calculé en 1935 par KRASOVSKY.

Les écarts entre le géoïde et l'un de ces ellipsoïdes de référence constituent les *anomalies de pesanteur*.

Celles-ci présentent deux aspects :

- les anomalies sur la valeur de g ;
- les déflexions de la verticale par rapport à la normale à l'ellipsoïde de référence.

a) Les anomalies sur la valeur de g

Celles-ci peuvent atteindre ⁽⁴⁰⁾ des valeurs de 300 milligals (le milligal vaut : $10^{-6} g$) correspondant à une distance du géoïde à l'ellipsoïde international de 34 m.

Elles sont rarement supérieures à 50 milligals mais, en de nombreux endroits de la Terre, elles atteignent des valeurs de 10 à 20 milligals ⁽⁴¹⁾.

b) Les déflexions de la verticale

Elles dépassent rarement la demi-minute d'arc mais atteignent fréquemment des valeurs de l'ordre de 10 secondes d'arc, essentiellement au-dessus des continents.

c) Influence des anomalies de pesanteur.

En l'absence de corrections des anomalies de pesanteur, celles-ci constituent un phénomène erratique et imprévisible possédant le caractère d'un *bruit blanc* dans le système asservi comprenant le calculateur de gravitation (fig. 8 a et 8 b).

Lorsque l'on peut faire intervenir dans le calculateur les termes correctifs dus au développement harmonique de la fonction V (ou de la fonction U liée), on réduit ainsi le bruit de gravitation qui, comme nous l'avons vu, est actuellement supérieur à la sensibilité optimale des accéléromètres et limite, en conséquence, les performances de ces derniers.

4. La nature des calculs de gravitation dans les deux systèmes d'autoguidage d'engins terrestres

A. CAS DE LA NAVIGATION PAR PLATEFORME INERTIELLE (engins balistiques)

Ce cas comprend les systèmes de guidage analytiques.

Les calculs de pesanteur sont alors effectués dans le système de coordonnées uranographiques. Il est nécessaire de faire, au préalable, un changement de coordonnées car les données de la position approchée sont fournies dans le système *trirectangulaire* des axes sensibles des accéléromètres, la relation simple de double intégration de l'accélération n'étant valable que pour ces axes.

⁽⁴⁰⁾ C'est le cas autour de l'île de Porto Rico.

⁽⁴¹⁾ Nous avons vu que le milligal est la limite actuelle pratique de la sensibilité des accéléromètres.

On peut également utiliser le système de coordonnées locales dans lequel les fonctions potentielles V et U sont directement fournies. Il faut alors tenir compte également des corrections dues à l'accélération centrifuge et à l'accélération de CORIOLIS (fig. 8b).

B. CAS DE LA NAVIGATION PAR PLATEFORME DE SCHÜLER (avions robots, sous-marins)

Ce cas comprend les systèmes de guidage géométriques et les systèmes de guidage semi-analytiques.

Seules, les deux composantes horizontales de l'accélération doivent être alors mesurées et la transformation de coordonnées ne porte que sur deux d'entre elles. Les positions, dans le système de coordonnées zénithales ou locales, sont repérées par rapport à un *ellipsoïde de référence auxiliaire*.

Cet ellipsoïde auxiliaire, situé au-dessus de l'ellipsoïde de référence, représente au mieux la surface de niveau de la fonction potentielle U qui correspond à l'altitude moyenne de l'avion.

Malheureusement, les axes de cet ellipsoïde sont alors décalés par rapport aux axes de l'ellipsoïde international. Par ailleurs, le centre est également décalé.

Les calculs de gravitation sont différents dans les deux cas de guidage avec plateforme de Schüler.

1° Dans les systèmes de guidage géométriques, employés à grande distance, les gyroscopes de stabilisation de la plateforme vis-à-vis du roulis, du tangage et de la dérive rapide sont *fixes dans l'espace inertiel*. Les calculs de gravitation sont alors réduits au minimum, les axes des coordonnées étant connus.

2° Dans les systèmes de guidage semi-analytiques, employés à distance moyenne, ces gyroscopes de stabilisation sont, au contraire, liés à la plateforme de Schüler. Un calculateur assez complexe est alors nécessaire, car les axes des coordonnées ne sont connus que par le calcul.

C. ERREURS DE RÉFÉRENCE

Le centre de l'ellipsoïde de référence, dans le cas de la navigation par plateforme inertielle, ou celui des ellipsoïdes auxiliaires dans le cas de la navigation par plateforme de Schüler, ne coïncide pas avec le centre de gravité de la Terre et n'est pas situé sur la ligne des pôles.

Cette circonstance entraîne une erreur dans la mesure de l'accélération car il faut tenir compte de l'accélération centrifuge et de CORIOLIS, dues à la rotation du centre de l'ellipsoïde de référence.

CONCLUSION

Nous avons, dans cet article, examiné les principes généraux des systèmes d'autoguidage par inertie et nous avons souligné combien leurs caractéristiques essentielles étaient étroitement marquées par la précision exigée lors du lancement des engins à grande distance ou des satellites artificiels.

Cette précision atteint celle des mesures habituelles en Astronomie et, malgré cela, elle doit être obtenue

à bord d'engins à poids et encombrement limités et soumis à de fortes vibrations.

Ces circonstances contradictoires entraînent des difficultés technologiques immenses et c'est ainsi que les précisions obtenues en Laboratoire et en vol sont souvent très éloignées.

Nous avons vu qu'une partie de ces difficultés est plus facilement surmontable dans les systèmes de *Télaguidage* car le matériel le plus complexe peut être, alors, laissé au sol.

On peut dire qu'actuellement les précisions du *Télaguidage* atteignent, dans les engins balistiques, l'ordre de grandeur de la précision qui serait, de toute façon, limitée par les erreurs inhérentes à l'emploi des engins (phénomène de re-entrée dans l'atmosphère, anomalies de pesanteur, imprécisions géodésiques, incertitude dans le processus d'arrêt de la phase propulsée, etc.).

Les précisions de l'Autoguidage sont, actuellement, en moyenne, deux fois moins bonnes. Il est possible, toutefois, que la précision des systèmes d'Autoguidage rejoindra la valeur correspondante aux erreurs inhérentes à l'emploi des engins dans un très proche avenir.

C'est la raison pour laquelle les systèmes d'*Autoguidage*, complètement autonomes, discrets et imbrouillables, s'imposent de plus en plus actuellement dans les *engins balistiques intercontinentaux militaires*.

Par ailleurs, des considérations stratégiques militent, dans ce cas, en faveur d'une *utilisation massive et simultanée* de ces engins délicate à réaliser en *télaguidage*, et, par contre, parfaitement adaptée aux systèmes d'autoguidage par suite de l'autonomie de vol absolue.

Il est, toutefois, préférable que ces engins puissent être munis de moyens permettant au moins une fois en cours du vol, de modifier la trajectoire balistique ; cette obligation est due à la nécessité d'éviter le repérage, dès le début de la trajectoire elliptique prédéterminée par les conditions initiales, grâce à des organes de détection embarqués à bord de satellites artificiels d'observation.

Si cette condition ne peut pas être remplie, les systèmes de *télaguidage* gardent un intérêt spécifique car ils permettent de pallier, dans une certaine mesure, une défaillance ou un incident de route lors de la phase de propulsion pendant laquelle l'engin, par ailleurs, est situé dans une zone éloignée des brouillages.

Enfin, une partie des arguments, d'ordre tactique ou stratégique, avancés à l'avantage des systèmes d'autoguidage, tombe dans le cas des *engins spatiaux* pour lesquels, en outre, la précision exigée est encore plus grande.

Aussi les procédés de *Télaguidage* par interférométrie, par radar de poursuite, ou par lasers optiques doivent se développer dans cette voie, essentiellement à partir du sol, mais même à partir de bases spatiales.

C'est ainsi que ces procédés seront très utiles, lors du lancement des engins planétaires semi-balistiques, pour effectuer un changement de route éventuel lorsque la vitesse relative au soleil est minimale,

correspondant ainsi au minimum de poussée nécessaire.

Ces procédés peuvent, évidemment, être combinés avec des systèmes d'autoguidage inertiels soit pour réaliser des plateformes assistées soit dans le guidage proprement dit de l'engin pour procurer une redondance dans les informations et accroître ainsi la sécurité du vol. Il est possible également d'utiliser les procédés de *Télaguidage* dans la phase de propulsion des engins spatiaux ou militaires, les organes inertiels étant alors verrouillés. Ceux-ci serviraient ensuite, avec l'assistance extérieure, comme organes de changement de route.

TABLEAU DES UNITÉS UTILISÉES

Les unités pratiques, dans la navigation par inertie, sont rapportées à la rotation de la Terre ou aux distances mesurées à la surface terrestre.

1° Unités angulaires terrestres

1 milliradian	→	6 360 mètres
1 minute d'arc	→	1 852 mètres (mille)
1 seconde d'arc	→	32 mètres.

2° Unités de dérive des gyroscopes

Il y en a trois :

- l'unité théorique → steradian par seconde.
- le eru (earth rate unit) → 15 degrés par heure et ses sous-multiples, le meru, en particulier ;
- le degré par heure °/h.

— Les meilleures performances obtenues avec certains modèles de gyroscope sont de l'ordre du déci-meru ou $1,5 \cdot 10^{-3}$ °/h ou 5 secondes d'arc par heure ou une révolution complète en 30 années.

3° Unités d'accélération

Il y en a deux :

- l'unité théorique → mètre par seconde carrée ;
- l'unité pratique g → $9,81 \text{ m/s}^2$ et son sous-multiple le milligal qui vaut $10^{-6} g$.

— Les meilleures performances obtenues en laboratoire avec certains modèles d'accéléromètres sont de l'ordre de $10^{-6} g$. Dans un champ de $1 g$, elles correspondent à une erreur de verticale de 10^{-6} rd ou de 0,2 seconde d'arc ou l'écart des verticales de deux points de la surface terrestre distants de 6,4 mètres.

BIBLIOGRAPHIE

- MIGNOT N. — Cours de Guidage de l'Ecole Supérieure de l'Aéronautique, 1960.
- FITAMANT J. — Guidage par inertie des engins balistiques. *DOCAERO*, juillet 1958, page 35.
- ABATE J. — Star tracking and scanning systems. *IRE Convention Record*, 1961. Part 5, page 3.
- HOBBS M. — Basics of missile guidance and space techniques. *Rider Publication* 1959.

- [5] LOCKE A.S. — Principles of Guided Missile Design Guidance. *Van Nostrand Company Inc.*
- [6] DRAPER C.S. — Inertial Guidance. *Pergamon Press* 1960.
- [7] Space Technology — par un groupe d'auteurs — Edité par H.S. Seifert-*John Wiley*, 1959.
- [8] SAVET P.H. — Gyroscopes, *McGraw Hill*, 1961.
- [9] BURT E.G. — Theoretical Principles of Guided Missile Systems. *J.R.A.S.* Août 1959, page 455.
- [10] KLASS P.J. — Accelerometer of 10^{-5} g. *Aviation Week*, 10 mars 1958, page 69.
- [11] Special Report on Missile and Space Electronics. *Electronics*, 17 novembre 1961, page 87.
- [12] SARETT D.P. — System Aspect of Inertial Navigator Design. *Control Engineering*. Août 1960, page 86.
- [13] MACDONALD D.B. — Floating Gyro. *Control Engineering*. Octobre 1959, page 85.
- [14] TOMAINO M.F. et FLYNN G.J. — Electromechanical Devices. *Electronics*, 30 septembre 1960, page 57.
- [15] HORSFALL R.B. — Stellar Inertial Guidance. *Aviation Week*, 17 mars 1958, p. 73.
- [16] DRAPER C.S. — Self Contained Guidance Systems. *IRE Transactions on Military Electronics*, décembre 1958, page 25.
- [17] KLASS P.J. — ICBM Guidance Techniques Compared. *Aviation Week*, 2 mai 1960, page 159.
- [18] OAO Star Trackers. *Aviation Week*, 22 janvier 1962, page 62.
- [19] MILLER B. — Optical Maser effort. *Aviation Week*, 15 janvier 1962, page 92.
- [20] KAYTON M. — Fundamental Limitations on Inertial Measurements. ARS Meeting. Guidance, Control and Nav. Conference. Stanford University, août 1961.
- [21] BROWN L.S. — Instrumentation and Guidance. *Astronautics*. Novembre 1958, page 54.
- [22] CAVE P. — Guided Weapon Techniques *Wireless World*. août 1958, page 354.
- [23] HUGHES R.L. — Missile Guidance Systems. *Electrical Review*, 27 juin 1958, page 1199.
- [24] CROSS D.B. et JENSEN J. — A. Survey of propulsion and space dynamics. Présenté au IV^e Meeting de la Société Astronautique Américaine le 29 janvier 1958.
- [25] NEWTON G.C. — Inertial Guidance limitations *P.I.R.E.* Avril 1960, page 520.
- [26] O'DONNELL C.F. — Inertial Navigation. *J. Franklin Institute*, octobre 1958, page 257, et novembre 1958, page 373.
- [27] KLASS P.J. — Star-field tracker gives attitude data. *Aviation Week*, 18 juin 1962, page 52.

CIRCUIT A DEUX ACCORDS POUR AMPLIFICATEUR A FRÉQUENCE INTERMÉDIAIRE

PAR

R. LEVY et R. FRANÇOIS

Société Anonyme des Télécommunications

1. Introduction

Les circuits entre-étages des amplificateurs à fréquence intermédiaire utilisés dans les faisceaux hertziens sont constitués le plus souvent par deux circuits accordés couplés par une mutuelle inductance. Une transformation conforme ramène leur étude à celle d'un circuit passe-bas de référence ; cette méthode permet, pour des largeurs de bande relatives qui ne soient pas trop grandes, d'effectuer la synthèse complète des circuits entre-étages comme on le verra au chapitre 2.

Au chapitre suivant les formules de synthèse sont utilisées pour établir l'expression du gain d'un étage à la fréquence centrale, l'impédance à l'entrée du circuit à double accord, sa réponse en amplitude et sa distorsion de temps de propagation de groupe.

2. Synthèse d'un circuit inter étage

Le vocabulaire et les notations sont définis aux paragraphes 2.1 et 2.2 qui fournissent respectivement quelques considérations sur les circuits passe-bas et l'expression de la matrice de chaîne des circuits passe-bande. La transformation conforme qui permet de passer des passe-bande aux passe-bas est présentée au paragraphe 2.3 ; si la bande relative n'est pas trop grande cette transformation devient très simple. Les formules de synthèse sont données au paragraphe 2.4.

2.1. CIRCUITS PASSE-BAS DE RÉFÉRENCE

2.1.1. Définition

Entre la plaque d'une lampe Tb_1 et la grille de la lampe suivante Tb_2 un circuit passe-bas en échelle, de matrice de chaîne $\begin{vmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{vmatrix}$, est inséré (voir fig. 1).

Il est tel que son admittance de transfert $C = \left(\frac{I_1}{V_2} \right)_{I_2=0}$ admet deux zéros imaginaires conjugués dans la partie gauche du plan complexe $p = \Sigma + j\Omega$; ce sont :

$$\begin{aligned} p_1 &= r e^{j\theta} \\ p_2 &= r e^{-j\theta} \end{aligned} \quad \text{avec} \quad \frac{\pi}{2} < \theta < \pi \quad (1)$$

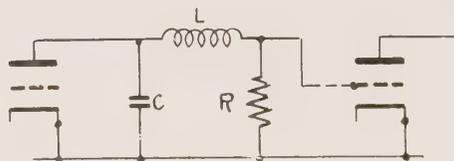
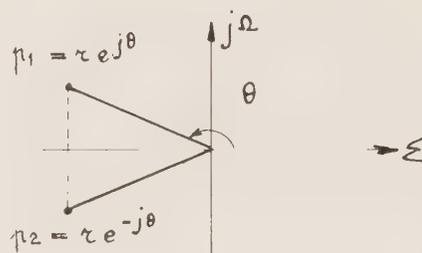
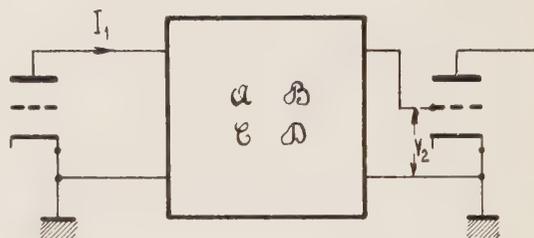


FIG. 1. — Circuit passe-bas de référence

1a — Circuit de référence

1b — Zéros de l'admittance de transfert C pour $\frac{R}{2} < \sqrt{\frac{L}{C}}$

1c — Schéma.

2.1.2. Classification des circuits de référence

Ainsi, à une constante multiplicative près, l'admittance de transfert d'un circuit de référence est de la forme :

$$C = \left(\frac{I_1}{V_2} \right)_{I_2=0} = (p - re^{j\theta})(p - re^{-j\theta}) = p^2 - 2pr \cos \theta + r^2$$

ou encore :

$$C(p) = e^{-\alpha - j\beta} = p^2 + 2pr\xi + r^2 \quad (2)$$

en posant : $\xi = -\cos \theta > 0$

$$\eta = \sin \theta > 0 \quad (3)$$

ξ est le facteur de forme du circuit

$\eta = (1 - \xi^2)^{1/2}$ est un paramètre qui intervient dans ce qui suit.

α est un gain exprimé en népers

L'expression (2) est valable quel que soit p dans le plan complexe ; si p est sur l'axe des imaginaires : $p = j\Omega$ comme c'est le cas pour des fréquences réelles l'imaginaire conjuguée de (2) s'écrit

$$C(-p) = e^{-\alpha + j\beta} = p^2 - 2pr\xi + r^2 \quad (4)$$

le produit de (3) et de (4) devient

$$e^{-2\alpha} = C(p)C(-p) = (p^2 + r^2)^2 - 4p^2r^2\xi^2 = \Omega^4 - 2r^2(1 - 2\xi^2)\Omega^2 + r^4 \quad (5)$$

d'où $\frac{d(e^{-2\alpha})}{d\Omega} = 4\Omega[\Omega^2 - r^2(1 - 2\xi^2)] \quad (6)$

Il apparaît que si $\xi^2 \geq \frac{1}{2}$, $C(p)C(-p)$ croît régulièrement lorsque la fréquence Ω croît depuis 0 jusqu'à l'infini ; au contraire si $0 < \xi^2 < \frac{1}{2}$, $|C|$ commence à décroître en fonction de la fréquence pour croître ensuite il en résulte la classification des circuits passe-bas de référence, en fonction du facteur de forme ξ :

a) $\xi^2 = \frac{1}{2} \quad |C|^2 = e^{-2\alpha} = \Omega^4 + r^4$

le circuit est dit *méplat*

b) $0 < \xi^2 < \frac{1}{2}$ le circuit est dit *surcouplé*

c) $\xi^2 > \frac{1}{2}$ le circuit est dit *rond* ou *souscouplé*

La figure 2 montre l'allure de la variation du gain α en fonction de la fréquence Ω pour les 3 types de circuit.

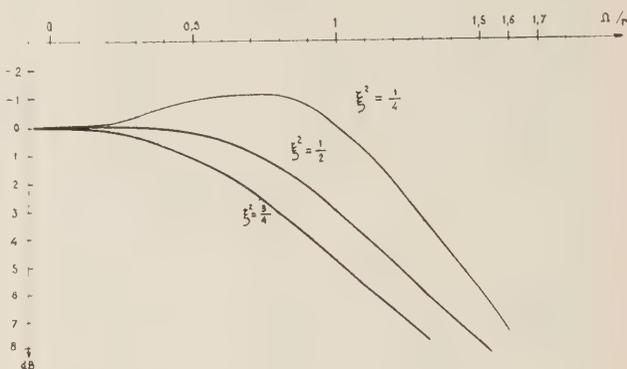


FIG. 2. — Réponse en amplitude des divers circuits passe-bas de référence.

2.1.3. Groupement de circuits de référence

Il est possible de grouper 2 ou 3 circuits de référence en cascade en sorte que l'ensemble ait une réponse plate en amplitude. La figure 3 montre des exemples de tels groupements.

a) Les doublets

Ils sont constitués par un étage rond suivi d'un étage surcouplé la valeur de ξ du premier circuit est égale à la valeur de η du second. Ainsi :

$$|C_1 C_2|^2 = (\Omega^4 + r^4)^2 - 4(1 - 2\xi^2)r^4\Omega^4 \quad (7)$$

$$|C_1 C_2|^2 = \Omega^8 - 2r^4\Omega^4(1 - 8\xi^2 + 8\xi^4) + r^8$$

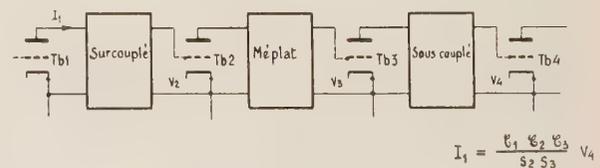
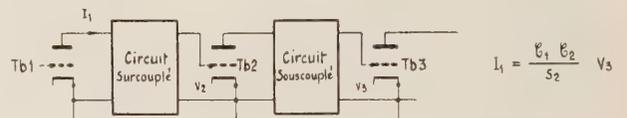


FIG. 3. — Groupement de plusieurs circuits de référence en cascade. Si désigne la pente du tube Tb_i
3.1 — Doublet
3.2 — Triplet

Remarques

1° Si $1 - 8\xi^2 + 8\xi^4 = 0$

soit : $\xi = \frac{(2 - 2^{1/2})^{1/2}}{2} = 0,383$ pour le circuit surcouplé, la formule (7) devient :

$$|C_1 C_2|^2 = \Omega^8 + r^8 \text{ le doublet est dit } \textit{méplat}$$

2° Dans un doublet méplat, si le premier circuit est le circuit surcouplé, son admittance de transfert est telle que :

$$|C_1|^2 = \Omega^4 - 2r^2(1 - 2\xi^2)\Omega^2 + r^4$$

$$\frac{|C_1|^2(\Omega = 0)}{|C_1|^2(\Omega = r\sqrt{1 - 2\xi^2})} = \frac{r^4}{4r^4\xi^2n^2} = 2 \quad (8)$$

Entre le point $\Omega = 0$ et le maximum de la courbe de transmission du circuit surcouplé il y a un écart de 3 dB. Le maximum a lieu pour (9)

$$\Omega_{\max} = \frac{r}{2^{1/4}} = 0,840 r$$

b) Les triplets

Ils sont constitués par un étage méplat et un doublet en cascade d'où :

$$|C_1 C_2 C_3|^2 = (\Omega^4 + r^4) [\Omega^8 - 2r^4\Omega^4(1 - 8\xi^2 + 8\xi^4) + r^8]$$

$$|C_1 C_2 C_3|^2 = \Omega^{12} - r^4\Omega^8(1 - 16\xi^2 + 16\xi^4) - r^8\Omega^8(1 - 16\xi^2 + 16\xi^4) + r^{12} \quad (10)$$

Remarques

1° Le triplet est méplat si

$$1 - 16\xi^2 + 16\xi^4 = 0$$

$$\text{ou } \xi = \frac{2^{1/2}(3^{1/2} - 1)}{4} = 0,258$$

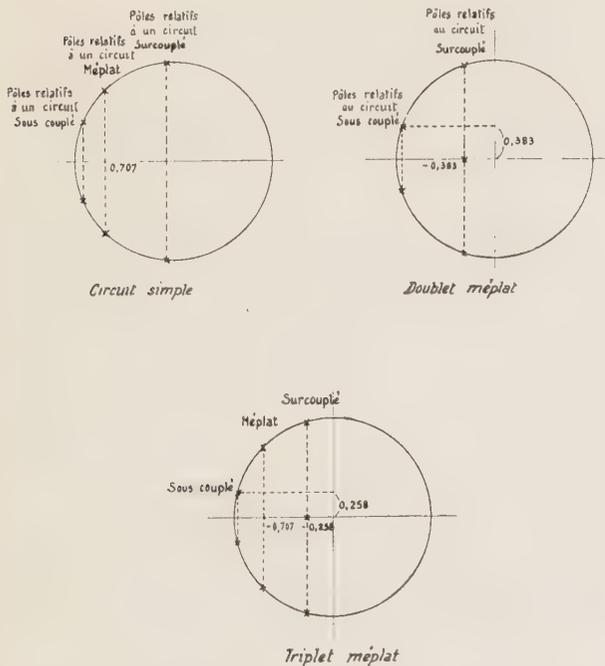


FIG. 4. — Position des pôles de l'expression $\frac{1}{C}$ pour divers groupements de circuit de référence passe-bas.

2° Si un triplet est méplat, et si C_1 est l'admittance de transfert du circuit surcouplé on a :

$$\frac{|C_1|^2(\Omega = 0)}{|C_1|^2(\Omega = r\sqrt{1 - 2\xi^2})} = \frac{1}{4\xi^2\eta^2} = 4 \quad (11)$$

Entre le point d'abscisse $\Omega = 0$ et le maximum de la courbe de transmission il y a un écart de 6 dB, et le maximum correspondant à

$$\Omega_{\max} = r\sqrt{1 - 2\xi^2} = r\frac{3^{1/4}}{2^{1/2}} = 0,930 r \quad (12)$$

La figure 4 donne la position des zéros de l'admittance de transfert C qui sont des pôles de $e^{\alpha+j\beta} = \frac{1}{C}$ pour le circuit simple, le doublet et le triplet méplats.

2.2. MATRICE DE CHAÎNE D'UN CIRCUIT COUPLÉ A DEUX ACCORDS

La figure 5 donne le schéma d'un circuit à deux accords.

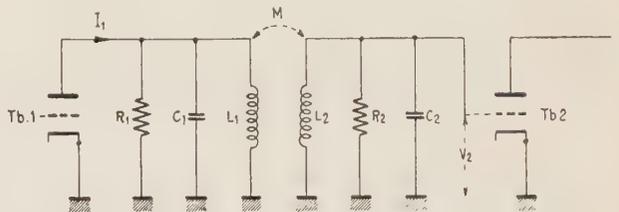


FIG. 5. — Schéma d'un circuit à deux accords placé entre deux tubes Tb1 et Tb2.

L_1 et L_2 sont les selfs primaires et secondaires du circuit.

M , sa mutuelle

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}, \text{ son coefficient de couplage}$$

C_1 et C_2 , les capacités shunt au primaire et au secondaire

R_1 et R_2 , les résistances shunt au primaire et au secondaire.

Soit ω_0 la pulsation centrale de la bande passante du circuit; cette grandeur est choisie comme unité de pulsation dans ce qui suit :

$$\alpha_1 = \frac{1}{R_1 C_1 \omega_0} \text{ est la dissipation au primaire}$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{R_2 C_2 \omega_0} \text{ est la dissipation au secondaire}$$

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1} \omega_0} \text{ est la fréquence relative de l'accord du primaire}$$

$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \frac{1}{\omega_0}$ est la fréquence relative de l'accord du secondaire

$s = \frac{1}{\omega_0} (\sigma + j\omega)$ est la fréquence relative complexe.

(13)

La matrice de chaîne du circuit est le produit de 3 matrices de chaînes : celle du circuit ($R_1 C_1$), celle du transformateur, celle du circuit ($R_2 C_2$).

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{C} & \mathcal{D} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_1(\alpha_1 + s)\omega_0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \frac{1}{k} \sqrt{\frac{C_2}{C_1}} \frac{\omega_2}{\omega_1} & \\ \sqrt{C_1 C_2} \frac{\omega_0}{k} \frac{\omega_1 \omega_2}{s} & \end{pmatrix}$$

il apparaît que l'impédance de transfert $\frac{1}{C(p)}$ du passe-bas de référence présente :

- 2 pôles imaginaires conjugués
- 1 zéro à l'infini.

2.3. TRANSFORMATION CONFORME D'UN CIRCUIT A DOUBLE ACCORD EN UN CIRCUIT PASSE-BAS DE RÉFÉRENCE

La transformation est d'abord étudiée d'un point de vue analytique puis ses propriétés sont dégagées

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\omega_1 \omega_2} \frac{s}{\sqrt{C_1 C_2}} \frac{1-k^2}{k} \frac{1}{\omega_0} \\ \frac{1}{k} \sqrt{\frac{C_1}{C_2}} \frac{\omega_1}{\omega_2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ C_2(\alpha_2 + s)\omega_0 & 1 \end{pmatrix} \tag{14}$$

dans le cas où le circuit à double accord présente une bande passante relative qui ne soit pas trop grande.

2.3.1. Définition et étude analytique de la transformation

Il s'agit de trouver une transformation conforme (16) $p = f(s)$ telle que la relation :

$$\frac{1}{C} = \frac{s}{s^4 + b_3 s^3 + b_2 s^2 + b_1 s + b_0} = \frac{K}{p^2 + 2pr\xi + r^2} \tag{17}$$

soit satisfaite.

De plus $p = f(s)$ doit satisfaire aux conditions suivantes :

a) à l'axe imaginaire $j\omega$ du plan s , elle doit faire correspondre l'axe imaginaire $j\Omega$ du plan p et réciproquement.

b) comme s représente une fréquence complexe normalisée, $s = j$ est le centre de la bande passante du circuit à double accord et la transformation doit faire correspondre $p = 0$ à $s = j$ et réciproquement.

c) à $s = 0$ et $s = \infty$ qui sont les zéros de $\frac{1}{C(s)}$

la transformation doit faire correspondre le point $p = \infty$ qui est le zéro de $\frac{1}{C(p)}$ et réciproquement.

d) aux 4 pôles de $\frac{1}{C(s)}$ doivent correspondre les 2 pôles $\frac{1}{C(p)}$ et réciproquement.

e) à $s = 2j$ elle fera correspondre $p = j$
à $s = -2j$ elle fera correspondre $p = -j$

d'où en effectuant le produit :

$$\mathcal{A} = \frac{1-k^2}{k} \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\omega_1 \omega_2 C_1} \left[s(\alpha_2 + s) + \frac{\omega_2^2}{1-k^2} \right]$$

$$\mathcal{B} = \frac{1-k^2}{k} \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2} \omega_0} \frac{s}{\omega_1 \omega_2}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{C} = & \frac{1-k^2}{k} \frac{\sqrt{C_1 C_2} \omega_0}{\omega_1 \omega_2 s} \left[s^4 + s^3(\alpha_1 + \alpha_2) \right. \\ & \left. + s^2 \left(\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{1-k^2} + \alpha_1 \alpha_2 \right) + \frac{s}{1-k^2} (\alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2) \right. \\ & \left. + \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1-k^2} \right] \end{aligned}$$

$$\mathcal{D} = \frac{1-k^2}{k} \frac{\sqrt{C_1 C_2}}{\omega_1 \omega_2 C_2} \left[s(\alpha_1 + s) + \frac{\omega_1^2}{1-k^2} \right] \tag{15}$$

L'impédance de transfert $\frac{1}{C}$ d'un circuit passe-bande à 2 accords est, à une constante multiplicative près de la forme :

$$\frac{1}{C} = \frac{s}{s^4 + b_3 s^3 + b_2 s^2 + b_1 s + b_0} \tag{16}$$

où les b_i sont des coefficients réels.

Cette expression $\frac{1}{C(s)}$ présente :

4 pôles deux à deux imaginaires conjugués.

2 zéros : un à l'origine, un à l'infini.

En se reportant à la relation (2) (paragraphe 2.1.2)

il s'agit là d'une condition supplémentaire qui permettra de déterminer une constante multiplicative qui autrement serait arbitraire.

Condition c)

Si $p = \infty$ la relation (17) donne :

$$\begin{aligned} \text{pour } s = \infty & \quad p = \sqrt{k} s^{3/2} \\ \text{pour } s = 0 & \quad p = \sqrt{k b_0} s^{-1/2} \end{aligned}$$

$$p = \sqrt{k} \frac{s^2 + \sqrt{b_0}}{s^{1/2}} \quad (16')$$

est une transformation satisfaisant à c).

Condition b)

Elle est satisfaite si $\sqrt{b_0} = 1$ la transformation prend la forme

$$p = \sqrt{k} \frac{s^2 + 1}{s^{1/2}} \quad (16'')$$

Conditions a) et e)

Le dénominateur de l'expression (16'') fait apparaître un point singulier à l'origine du plan s . Une coupure est effectuée dans le plan des s passant par l'origine. Les demi-plans des s supérieur et inférieur sont considérés séparément.

Demi-plan supérieur

A $s = 2j$ doit correspondre $p = j = e^{j\frac{\pi}{2}}$ d'où :

$$e^{j\frac{\pi}{2}} = \sqrt{k} \frac{-3}{\sqrt{2}e^{j\frac{\pi}{4}}} \quad \text{et} \quad \sqrt{k} = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{-j\frac{\pi}{4}}$$

la transformation

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{-j\frac{\pi}{4}} \frac{s^2 + 1}{s^{1/2}} \quad (18s)$$

fait correspondre au demi-plan supérieur « s » le plan p et à l'axe imaginaire $s = jy, y > 0$ elle fait correspondre :

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}} - y^2 + 1}{e^{j\frac{\pi}{4}} \sqrt{y}} = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{j\frac{\pi}{2}} \frac{1 - y^2}{\sqrt{y}}$$

qui est bien l'axe imaginaire du plan p . (18s) satisfait les conditions a) et e).

Demi-plan inférieur

A $s = -2j$ doit correspondre $p = -j e^{\frac{3j\pi}{2}}$

d'où
$$e^{\frac{3j\pi}{2}} = \sqrt{k} \frac{-3}{\sqrt{2} e^{j\frac{\pi}{4}}}$$

et
$$\sqrt{k} = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{j\frac{\pi}{4}}$$

la transformation

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{j\frac{\pi}{4}} \frac{s^2 + 1}{s^{1/2}} \quad (18i)$$

fait correspondre au demi-plan inférieur s , le plan p , et à l'axe imaginaire $s = -jy, y > 0$ elle fait correspondre :

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{j\frac{\pi}{2}} \frac{-y + 1}{y^{1/2}}$$

qui est bien l'axe imaginaire du plan p ; (18i) satisfait aux conditions a) et e).

Condition d)

Remarque préliminaire : Soit s_0 un point du demi-plan supérieur S et s_0^* son imaginaire conjugué. En introduisant respectivement s_0 dans (18s) et s_0^* dans (18i) on obtient deux valeurs de p qui sont imaginaires conjuguées.

Soit U et U^* les 2 pôles de $\frac{1}{C(p)}$ la transformation (18s) leur fait correspondre 2 pôles u_1 et u_2 dans le demi-plan supérieur s ; la transformation (18i) leur fait correspondre 2 pôles u'_1 et u'_2 dans le demi-plan inférieur p .

D'après la remarque précédente u_1 et u'_1 sont imaginaires conjugués, de même u_2 et u'_2 .

Ainsi les 2 pôles de $\frac{1}{C(p)}$ sont transformés en 4 points deux à deux imaginaires conjugués dans le plan s , qui sont les pôles de $\frac{1}{C(s)}$.

La condition d) est satisfaite.

La figure (6) montre la correspondance entre le plan s et le plan p telle qu'elle est définie par les transformations (18).

Le point m_1 (entre $o1$ et $a1$) dans le plan s et son transformé M_1 , appellent une explication :

Si $s = x, x$ étant réel et positif, la formule (18s) devient :

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{-j\frac{\pi}{4}} \frac{x^2 + 1}{x^{1/2}}$$

et

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{-j\frac{\pi}{4}} \frac{x^{-\frac{3}{2}}}{2} (3x^2 - 1)$$

$\frac{dp}{dx} = 0$ si $x = x_1 = 3^{-\frac{1}{2}} \neq 0,57735$ qui est l'abscisse de m_1

$$\frac{dp}{dx} > 0 \text{ si } x > x_1 \quad \frac{dp}{dx} < 0 \text{ si } x < x_1$$

L'affixe de M_1 est

$$p_1 = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{-j\frac{\pi}{4}} 3^{\frac{1}{4}} \times \frac{4}{3} = 0,83 e^{-j\frac{\pi}{4}}$$

De même à m_2 d'affixe $x_2 = -0,57$ correspond le point M_2 d'affixe :

$$p_2 = 0,83 e^{\frac{3j\pi}{4}}$$

Il est clair sur la figure 6 que la condition a) est satisfaite.

Il en va de même de la condition d). En effet, aux pôles U et U^* de $\frac{1}{C(p)}$ correspondent 2 points dans chacun des plans P définis par la figure 6.

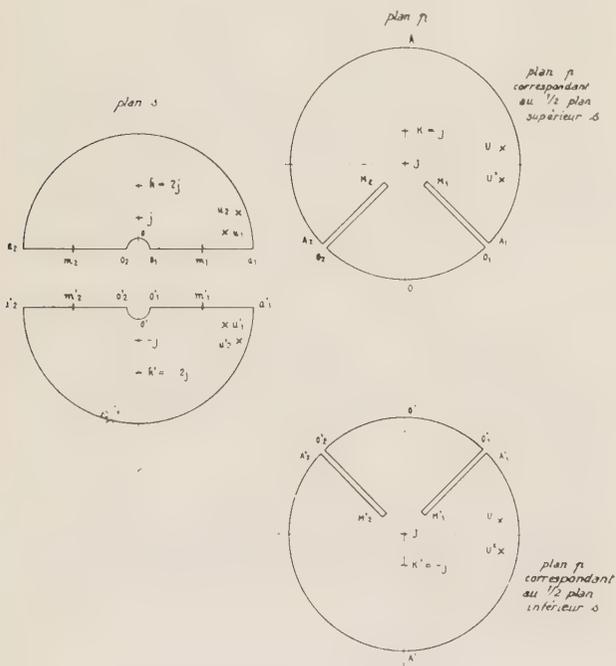


FIG. 6. — Correspondance dans le plan « p » du 1/2 plan supérieur « S » et du 1/2 plan inférieur « S ».

D'où deux points u_1^* et u_2^* dans la partie supérieure du plan s , et deux points u_1 et u_2 dans la partie inférieure du plan s . Les 4 points u_1, u_1^*, u_2, u_2^* sont les pôles de $\frac{1}{C(s)}$.

2.3.2. Applications de la transformation (18) à des circuits de largeur relative pas trop grande

Les relations qui suivent permettent d'exprimer $s = \varphi(p)$ qui est la fonction inverse de $p = f(s)$ au moyen d'une série de Taylor au voisinage de $p = 0$.

$$p = \frac{\sqrt{2}}{3} e^{\pm j\frac{\pi}{4}} \left(s^{\frac{3}{2}} + s^{-\frac{1}{2}} \right) = f(s) \tag{18}$$

$$\left(\frac{dp}{ds} \right)_{s=j} = \frac{2 \cdot 2^{\frac{1}{2}}}{3}$$

$$\left(\frac{d^2p}{ds^2} \right)_{s=j} = 0$$

$$\left(\frac{d^3p}{ds^3} \right)_{s=j} = -\frac{2^{\frac{1}{2}}}{2}$$

Il apparaît ainsi que :

$$1) \quad s = j + \frac{3}{2 \cdot 2^{\frac{1}{2}}} p + 0 p^2 + \frac{27 \cdot 2^{\frac{1}{2}}}{256} p^3 \tag{19}$$

$$2) \quad s = -j + \frac{3}{2 \cdot 2^{\frac{1}{2}}} p + 0 p^2 + \frac{27 \cdot 2^{\frac{1}{2}}}{256} p^3$$

en se servant des formules ci-dessous qu'il est aisé d'établir :

$$\frac{ds}{dp} = \frac{1}{f'(s)}, \quad \frac{d^2s}{dp^2} = -\frac{f''}{f'^3}$$

$$\frac{d^3s}{dp^3} = -\frac{f''' f'^3 - 3 f''^2 f'^2}{f'^7}$$

On trouve ainsi :

$$\left(\frac{ds}{dp} \right)_{s=j} = \frac{3}{2 \cdot 2^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{d^2s}{dp^2} \right)_{s=j} = 0$$

$$\left(\frac{d^3s}{dp^3} \right)_{s=j} = \frac{81 \times 2^{\frac{1}{2}}}{128}$$

Ce qui est remarquable dans les relations (19) c'est que le 3^e terme soit nul, et que le 4^e soit négligeable devant le second dans le plupart des problèmes qui se présentent en pratique. Il en résulte que les formules (19) prennent la forme simplifiée :

$$s = j + \frac{3}{2 \cdot 2^{\frac{1}{2}}} p \quad \text{au voisinage du point } s = j \tag{20}$$

$$s = -j + \frac{3}{2 \cdot 2^2} p \text{ au voisinage du point } s = -j$$

A $p_1 = r e^{j\theta}$ et $p_2 = r e^{-j\theta}$ qui sont les pôles de $\frac{1}{C(p)}$, la première formule fait correspondre :

$$s_1 = j + \frac{3}{2 \cdot 2^2} r e^{j\theta} = j + \frac{b}{2} e^{j\theta}$$

$$s_2 = j + \frac{3}{2 \cdot 2^2} r e^{-j\theta} = j + \frac{b}{2} e^{-j\theta}$$

en remplaçant r par $\frac{b \times 2^2}{3}$.

La seconde formule donne les points imaginaires conjugués des précédents s_1^* et s_2^* (voir fig. 7).

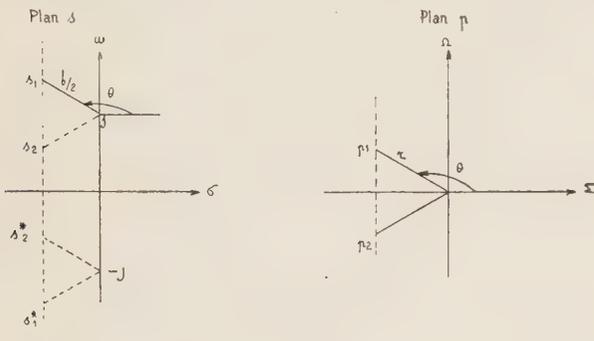


FIG. 7. — Pôles de $\frac{1}{C(p)}$ et de $\frac{1}{C(s)}$ d'après la formule (20).

2.3.3. Interprétation physique du paramètre b

Soit un circuit méplat :

$ C ^2 = p^4 + r^4$	pour le circuit simple méplat
$ C ^2 = p^8 + r^8$	pour le doublet méplat
$ C ^2 = p^{12} + r^{12}$	pour le triplet méplat

Sur la figure 7 lorsque p décrit l'axe des imaginaires entre le point $p = 0$ et $p = jr$, le point s_1 décrit l'axe des imaginaires entre $s = j$ et $s = j + \frac{b}{2}$, le point s_2 décrit l'axe des imaginaires entre

$$s = j \text{ et } s = j - j \frac{b}{2} \text{ et } \frac{1}{|C|^2} \text{ varie}$$

$$\text{entre } \frac{1}{r^{2n}} \text{ et } \frac{1}{2 r^{2n}}, \text{ c'est-à-dire que } \frac{1}{|C|^2} \text{ varie de}$$

3 dB.

Ainsi, \mathcal{B} représentant la bande passante d'un circuit méplat, b est sa bande passante en valeur relative soit $\frac{\mathcal{B}}{\omega_0}$.

\mathcal{B} dans les problèmes qui se posent dans les faisceaux hertziens est rarement supérieur à 50 MHz pour une fréquence centrale $f_0 = 70$ MHz d'où :

$$C < \frac{50}{70} = 0,714 \text{ et } r < \frac{b \cdot 2^{1/2}}{3} = 0,33$$

Le 4^e terme de (19) est au plus égal à

$$\frac{27 \times 2^2}{256} (0,33)^2 = 0,006$$

dans la bande passante d'un circuit méplat, il est négligeable devant le second terme :

$$\frac{3}{2 \times 2^2} \times 0,33 = 0,350$$

Il est ainsi établi que les formules (20) qui résultent de la simplification des formules (19), n'introduisent dans les calculs qu'une très faible erreur dans la bande passante à 3 dB de circuits méplats utilisés en pratique.

Pour un circuit simple quelconque lorsque p décrit l'axe des imaginaires entre le point $p = 0$ et $p = jr$, le point de la figure 7 décrit l'axe des imaginaires entre $s = 0$ et $s = j \frac{b}{2}$ et $\frac{1}{|C|^2}$ varie entre $\frac{1}{r^4}$ et $\frac{1}{4 r^4 \xi^2}$ d'après la relation (5), c'est dire que $\frac{1}{|C|^2}$ varie de $(6 + 10 \log \xi^2)$ dB dans l'intervalle. A titre d'exemple :

— pour le circuit surcouplé d'un doublet méplat

$$\left(\xi^2 = \frac{2 - 2^2}{4} = 0,15 \right) s = j + j \frac{b}{2} \text{ définit une fréquence relative, pour laquelle le gain est plus élevé qu'à la fréquence centrale de 2,2 dB.}$$

— pour le circuit rond d'un doublet méplat

$$(\xi^2 = 0,85) s = j + j \frac{b}{2} \text{ définit une fréquence relative pour laquelle le gain est moins élevé qu'à la fréquence centrale de 5,3 dB.}$$

2.4. LES FORMULES DE SYNTHÈSE

La figure 7 montre que les pôles de $\frac{1}{C}$ sont, dans le plan « s » :

$$j + \frac{b}{2} (-\xi \pm jn) \text{ et } -j + \frac{b}{2} (-\xi \pm jn)$$

en posant : $\xi = -\cos \theta$
 $\eta = \sin \theta$

Le dénominateur de l'impédance de transfert est de la forme :

$$\left[\left(s + \frac{\xi b}{2} \right)^2 + \left(1 + \frac{b \gamma_1}{2} \right)^2 \right] \left[\left(s + \frac{\xi b}{2} \right)^2 + \left(1 + \frac{b \gamma_1}{2} \right)^2 \right]$$

ou encore :

$$s^4 + 2 b \xi s^3 + \left(2 + \frac{b^2}{2} + b^2 \xi^2 \right) s^2 + 2 b s \xi \left(1 + \frac{b^2}{4} \right) + 1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16} \quad (21)$$

qu'il faut comparer à :

$$s^4 + s^3 (\alpha_1 + \alpha_2) + s^2 \left(\frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{1 - k^2} + \alpha_1 \alpha_2 \right) + \frac{s}{1 - k^2} (\alpha_1 \omega_2^2 + \alpha_2 \omega_1^2) + \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1 - k^2} \quad (22)$$

qui a été trouvé au paragraphe 2.2 (relation 15).

En identifiant terme à terme, il apparaît que :

$$2 b \xi = \alpha_1 + \alpha_2, \quad \text{pour le coefficient de } s, \quad (23)$$

$$\frac{1}{1 - k^2} = \frac{X}{\omega_1^2 \omega_2^2} \quad (24)$$

$$\text{en posant } X = 1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}$$

pour le terme constant.

Les coefficients de s^2 et s permettent d'écrire :

$$\left(\frac{1}{\omega_2^2} + \frac{1}{\omega_1^2} \right) X - 2 \alpha_1 \alpha_2 + \frac{b^2}{2} + b^2 \xi^2 \quad (25)$$

$$\left(\frac{\alpha_2}{\omega_2^2} + \frac{\alpha_1}{\omega_1^2} \right) X - 2 b \xi \left(1 + \frac{b^2}{4} \right)$$

Les racines du système (25) d'équations sont :

$$\omega_1^2 = \frac{1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}}{1 + \frac{b^2}{4} + \frac{\alpha_2 (\alpha_2 - \alpha_1)}{4}} = \frac{X}{D_1} \quad (26)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}}{1 + \frac{b^2}{4} + \frac{\alpha_1 (\alpha_1 - \alpha_2)}{4}} = \frac{X}{D_2}$$

Les relations (23), (24) et (26) permettent de calculer chacun des éléments d'un circuit à deux accords, ayant une bande relative b et dont la forme de la réponse en amplitude est donnée par le paramètre ξ (voir paragraphes 2.1.2 et 2.1.3).

Il reste que l'ensemble de la dissipation $\alpha_1 + \alpha_2$ peut être réparti à volonté entre le primaire et le secondaire du circuit à double accord sans que cela ait d'effet sur la forme de la réponse en amplitude. Les formules de synthèse deviennent alors :

$$\alpha_1 = \frac{2 b \xi q}{1 + q} \quad (27)$$

$$\alpha_2 = \frac{2 b \xi}{1 + q}$$

avec $q = 0$ si la dissipation est concentrée au secondaire, $q = \infty$ si la dissipation est concentrée au primaire, $q = 1$ si la dissipation est également répartie.

Les relations (26) s'écrivent alors :

$$\omega_1^2 = \frac{1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}}{1 + \frac{b^2}{4} + \frac{(1 - q) b^2 \xi^2}{(1 + q)^2}} = \frac{X}{D_1} \quad (28)$$

$$\omega_2^2 = \frac{1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}}{1 + \frac{b^2}{4} + \frac{q (q - 1) b^2 \xi^2}{(1 + q)^2}} = \frac{X}{D_2}$$

(24) devient :

$$k^2 = b^2 \frac{\left[1 - \frac{4 \xi^2 q}{(1 + q)^2} \right] \left[1 + \frac{b^2 \xi^2 (1 - q)^2}{4 (1 + q)^2} \right]}{\left[1 + \frac{b^2}{2} - b^2 \xi^2 \left[1 + \frac{b^2}{4} \left(1 + \frac{4 \xi^2 q}{(1 + q)^2} \right) \right] \right]} \times \frac{(1 - q)^2 + \frac{b^4}{16}}{(1 + q)^2 + \frac{b^4}{16}} \quad (29)$$

L'ensemble des formules (27), (28) et (29) constitue les formules de synthèse d'un circuit à double accord.

2.5. EXEMPLE DE CALCUL

Les données

1° Soit à calculer les éléments du circuit surcouplé d'un doublet à 70 MHz utilisant des lampes PTT 216, dont les capacités de sortie et d'entrée sont estimées ci-dessous en tenant compte des capacités apportées par le câblage.

$$C_1 = 5 \text{ pF}$$

$$C_2 = 13,5 \text{ pF}$$

2° Il est demandé que le circuit surcouplé présente un surcouplage de 1,25 dB soit un rapport de $\frac{4}{3}$ en puissance.

3° La largeur de bande relative de chacun des circuits est :

$$b = \frac{43,5}{70} = 0,707$$

d'où : $b^2 = 0,5$

4° La dissipation du circuit surcouplé est concentrée côté secondaire.

La valeur de ξ

Le circuit surcouplé de 1,25 dB ou $\frac{4}{3}$ en puissance a une admittance de transfert C telle que :

$$|C|^2 = \Omega^4 - 2 r^2 \Omega^2 (1 - 2 \xi^2) + r^4$$

qui est minimale si $\Omega^2 = r^2 (1 - 2 \xi^2)$

d'où :

$$\frac{|C|_{\min}^2}{|C|_{\Omega=0}^2} = 4 \xi^2 \eta^2 = \frac{3}{4}$$

qui est satisfaite si : $\xi^2 = \frac{1}{4}$ $\xi = \frac{1}{2}$

d'où : $\eta^2 = \frac{3}{4}$ $\eta = \frac{(3)^{\frac{1}{2}}}{2}$

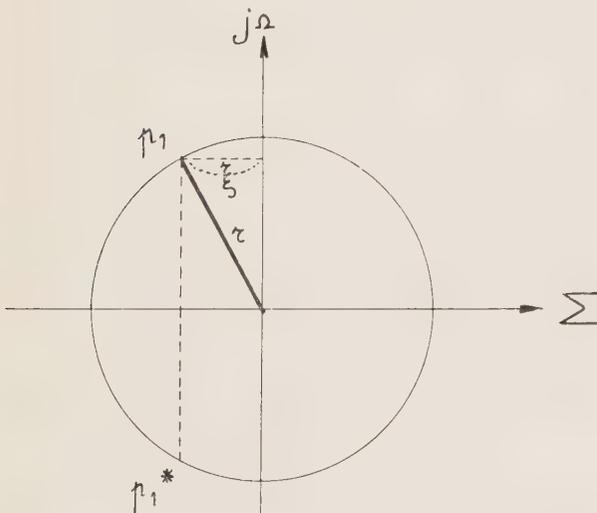


FIG. 8. — Pôles de l'impédance de transfert du circuit surcouplé de l'exemple 2.5 ; dans le plan p.

Calcul du circuit $\xi = 0,5$ $q = 0$
 $b = 0,707$

(27) donne : $\alpha_1 = 0$ $\alpha_2 = 2 b \xi = 0,707$

(29) donne : $k^2 = b^2 \frac{1 + \frac{b^2}{16}}{1 + \frac{3 b^2}{4} + \frac{2 b^4}{16}} = 0,367$

d'où $k = 0,605$

(28) donne : $\omega_1^2 = \frac{1 + \left(\frac{1}{4} \times \frac{-1}{2}\right) + \frac{1}{64}}{1 + \frac{1}{8} + \frac{1}{8}} = 0,712$

d'où $\omega_1 = 0,844$ soit $0,844 \times 70 = 59$ MHz

(28) donne : $\omega_2^2 = \frac{1 + \left(\frac{1}{4} \times \frac{-1}{2}\right) + \frac{1}{64}}{1 + \frac{1}{8}} = 0,792$

d'où $\omega_2 = 0,89$ soit $0,89 \times 70 = 62$ MHz.

Valeur des éléments du circuit surcouplé

$$L_1 C_1 = \frac{1}{\omega_1^2} = \frac{1}{4 \pi^2 \times (59)^2 \times 10^{12}}$$

d'où : $L_1 = 1,46 \mu\text{H}$ avec $C_1 = 5 \text{ pF}$

$$L_2 C_2 = \frac{1}{\omega_2^2} = \frac{1}{4 \pi^2 \times (62)^2 \times 10^{12}}$$

d'où $L_2 = 0,49 \mu\text{H}$ avec $C_2 = 13,5 \text{ pF}$

$$R_2 = \frac{1}{\alpha_2 C_2 \omega_0} = \frac{1}{0,707 \times 2 \pi \times 13,5 \times 70 \times 10^{-6}} = 238 \Omega$$

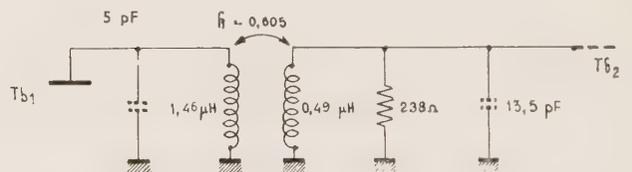


FIG. 9. — Valeur des éléments du circuit surcouplé de 1,25 dB de l'exemple 2.5.

3. Conséquences des formules de synthèse

3.1. GAIN D'UN ÉTAGE A LA FRÉQUENCE CENTRALE

En tenant compte de la relation (21) l'expression de l'admittance de transfert C indiquée en (15) est telle que :

$$\frac{1}{\mathcal{C}} = \frac{k}{1 - k^2} \frac{\omega_1 \omega_2 s}{\sqrt{C_1 C_2} \omega_0} \frac{1}{s^4 + 2 b \xi s^3 + \left(2 + \frac{b^2}{2} + b^2 \xi^2\right) s^2 + 2 b s \xi \left(1 + \frac{b^2}{4}\right) + 1 + \frac{b^2}{2} (2 \xi^2 - 1) + \frac{b^4}{16}} \quad (30)$$

où s est la valeur relative de la fréquence complexe.

Pour $s = j$ on a :

$$\left(\frac{1}{\mathcal{C}}\right)_{s=j} = \frac{k}{1 - k^2} \frac{\omega_1 \omega_2}{\sqrt{C_1 C_2} \omega_0} \frac{j}{b^2 \left[\left(-1 + \frac{b^2}{16}\right) + j \frac{b \xi}{2} \right]} \quad (31)$$

dans laquelle ω_1 et ω_2 et k sont données par les formules de synthèse (28) et (29), qui s'écrivent sous forme simplifiée :

$$\omega_1^2 = \frac{X}{D_1} \quad \omega_2^2 = \frac{X}{D_2} \quad \frac{1}{1 - k^2} = \frac{X}{\omega_1^2 \omega_2^2} = \frac{D_1 D_2}{X}$$

$$k^2 = \frac{D_1 D_2 - X}{D_1 D_2}$$

D'où il résulte d'après (29) que :

$$\frac{k^2}{(1 - k^2)} \omega_1^2 \omega_2^2 = D_1 D_2 - X$$

$$= b^2 \left[1 - \frac{4 \xi^2 q}{(1 + q)^2} \right] \left[1 + \frac{b^2 \xi^2}{4} \left(\frac{1 - q}{1 + q} \right)^2 \right]$$

et la relation (31) devient :

$$\left(\frac{1}{\mathcal{C}}\right)_{s=j} = \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2} \omega_0} \frac{j \sqrt{\left(1 - \frac{4 \xi^2 q}{(1 + q)^2}\right) \left[1 + \frac{b^2 \xi^2}{4} \left(\frac{1 - q}{1 + q}\right)^2\right]}}{\left(-1 + \frac{b^2}{16}\right) + j \frac{b \xi}{2}} \quad (33)$$

En désignant par S la pente des tubes le gain d'un étage s'écrit :

$$\mathfrak{G} = \frac{S}{|\mathcal{C}|_{s=j}}, \text{ à la fréquence centrale}$$

d'où :

$$\gamma = \mathfrak{G} \frac{b \sqrt{C_1 C_2} \omega_0}{S}$$

$$= \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{4 \xi^2 q}{(1 + q)^2}\right) \left[1 + \frac{b^2 \xi^2}{4} \left(\frac{1 - q}{1 + q}\right)^2\right]}{\left(1 - \frac{b^2}{16}\right)^2 + \frac{b^2 \xi^2}{4}}}$$

(34)

Remarques

1° La formule (34) permet de voir l'influence de la répartition de la dissipation sur le gain. On voit que γ prend la même valeur γ_0 pour $q = 0$ ou $q = \infty$ qui correspondent respectivement à $\alpha_1 = 0$ et à $\alpha_2 = 0$, c'est-à-dire au cas où le circuit ne comporte qu'une seule résistance de charge localisée soit au secondaire soit au primaire.

Soit γ_1 la valeur de γ pour $q = 1$, c'est-à-dire lorsque la dissipation est également répartie entre le primaire et le secondaire. On voit que :

$$\gamma_1 = \frac{\eta}{\sqrt{\left(1 - \frac{b^2}{16}\right)^2 + \frac{b^2 \xi^2}{4}}}$$

et

$$\gamma_0 = \frac{\sqrt{1 + b^2 \xi^2 / 4}}{\sqrt{\left(1 - \frac{b^2}{16}\right)^2 + \frac{b^2 \xi^2}{4}}}$$

(35)

Le quotient :

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_0} = \frac{\eta}{\sqrt{1 + \frac{b^2 \xi^2}{4}}} \neq \eta \quad (35')$$

montre l'intérêt qu'il y a à concentrer la dissipation d'un seul côté du circuit en ce qui concerne le gain, surtout dans le cas des circuits ronds pour lesquels η a une valeur voisine de 0.

2° L'expression de γ_0 montre que pour $q = 0$ ou $q = \infty$ les circuits qui composent un doublet ou un triplet ont sensiblement le même gain.

3.2. ADMITTANCE A L'ENTRÉE ET A LA SORTIE

Si la résistance $R_2 = \frac{1}{\alpha_2 C_2 \omega_0}$, placée au secondaire du circuit étudié, est considérée comme une charge, l'admittance du reste du circuit est :

$$Y = \frac{\mathcal{C}}{\mathfrak{D}} - \frac{1}{R_2} = \frac{\mathcal{C} - \frac{\mathfrak{D}}{R_2}}{\mathfrak{D}} \quad (36)$$

où \mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} , \mathfrak{D} sont les éléments de la matrice de chaîne définie en (15), il en résulte que :

$$Y = C_2 \omega_0 \left\{ \frac{s^4 + \alpha_1 s^3 + s^2 \frac{\omega_1^2 + \omega_2^2}{1 - k^2} + s \frac{\alpha_1 \omega_2^2}{1 - k^2} + \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{1 - k^2}}{s^3 + \alpha_1 s^2 + \frac{\omega_1^2}{1 - k^2} s} \right\} \quad (37)$$

ou encore en tenant compte des formules de synthèse (24) (26) (27) :

$$Y = C_2 \omega_0 \frac{s^4 + \alpha_1 s^3 + s^2(D_1 + D_2) + s \alpha_1 D_1 + X}{s^3 + \alpha_1 s^2 + D_2 s} \tag{38}$$

on peut encore effectuer la division, on obtient :

$$Y = C_2 \omega_0 s + C_2 \omega_0 \frac{s^2 D_1 + s \alpha_1 D_1 + X}{s^3 + \alpha_1 s^2 + D_2 s}$$

puis :

$$Y = C_2 \omega_0 s + \frac{D_1 C_2 \omega_0}{s} + \frac{(X - D_1 D_2) C_2 \omega_0}{s^2 + \alpha_1 s^2 + D_2 s} \tag{39}$$

La formule (39) permet d'examiner l'impédance à la sortie d'un circuit quelconque.

En permuttant les indices 1 et 2 la formule (39) permet d'étudier l'impédance à l'entrée.

Exemple : Circuit méplat à dissipation également répartie :

On pose $\eta^2 = \xi^2 = \frac{1}{2}$ et $q = 1$

d'où $D_1 = D_2 = 1 + \frac{b^2}{4}$

et $X = 1 + \frac{b^4}{16}$

La formule (39) devient :

$$Y = C_2 \omega_0 s + \frac{1 + \frac{b^2}{4}}{s} C_2 \omega_0 + \frac{\frac{b^2}{2}}{s^2 + b \xi s + 1 + \frac{b^2}{4}} \frac{C_2 \omega_0}{s} \tag{39'}$$

— Le premier terme est l'admittance d'une capacité de valeur C_2 .

— Le second terme est l'admittance d'une self.

Ces 2 éléments imaginaires résonnent à la fréquence relative complexe :

$$s_r^2 = - \left(1 + \frac{b^2}{4} \right)$$

très voisine de la fréquence centrale.

— Le troisième terme de Y a pour inverse l'impédance Z qui s'écrit en posant : $s = j(1+x)$

$$Z = \frac{j(1+x)}{C_2 \omega_0} \left[\frac{\frac{2}{4} - 2x - x^2 + jb\xi(1+x)}{\frac{-b^2}{2}} \right] =$$

ou encore :

$$Z = R_2(1+x)^2 - j R_2 b \xi (1+x) \cdot \frac{\frac{b^2}{4} - 2x - x^2}{\frac{b^2}{2}} \tag{40}$$

On voit qu'à la fréquence centrale ($x = 0$) la partie réelle de Z est sensiblement égale à R_2 et que la partie imaginaire est très faible ; ainsi ce calcul approché montre-t-il que le circuit méplat est sensiblement adapté à l'impédance R_2 à la fréquence centrale.

En reprenant ce calcul pour un circuit méplat sans faire l'approximation du paragraphe 2.3.2 on se rend compte que le circuit méplat est en toute rigueur adapté à l'impédance R_2 à la fréquence centrale.

3.3. RÉPONSE ET TEMPS DE PROPAGATION DE GROUPE DANS LA BANDE PASSANTE DU CIRCUIT

Le paragraphe 2.3.2 a fourni la preuve que les relations (20)

$$s = j + \frac{3}{2\sqrt{2}} p \text{ au voisinage de } s = j, s = j(1+x)$$

et

$$s = -j + \frac{3}{2\sqrt{2}} p \text{ au voisinage de } s = -j, s = -j(1+x)$$

peuvent être employées avec une bonne approximation dans la bande passante du circuit.

Elles s'écrivent aussi :

$$\left\{ \begin{aligned} p &= j \frac{2\sqrt{2}x}{3} \text{ au voisinage de } s = j \\ p &= -j \frac{2\sqrt{2}x}{3} \text{ au voisinage de } s = -j \end{aligned} \right.$$

La relation (17)

$$C(s) = \frac{N(s)}{s} = \frac{p^2 + 2pr\xi + r^2}{K}$$

où

$$r = \frac{b\sqrt{2}}{3} \text{ et } K = -j \frac{2}{9} \text{ au voisinage de } s = j$$

$$K = +j \frac{2}{9} \text{ au voisinage de } s = -j$$

s'écrit :

$$C(x) = \frac{b^2 - 4x^2 + 4jbx\xi}{-j} = e^{-\alpha-j\beta} \quad \text{au voisinage de } s = j$$

$$C(-x) = \frac{b^2 - 4x^2 - 4jbx\xi}{j} = e^{-\alpha+j\beta} \quad \text{au voisinage de } s = -j$$

où $e^{\alpha+j\beta} = \frac{V_2}{I_1}$ avec les notations du paragraphe 2.1.

Il en résulte, d'une part la réponse en amplitude du circuit au voisinage de la fréquence centrale :

$$e^{-2x} = b^4 - 8b^2x^2(1 - 2\xi^2) + 16x^4,$$

d'autre part la réponse en phase β telle que :

$$\operatorname{tg} \beta = 4b\xi \frac{x}{b^2 - 4x^2}$$

d'où

$$(1 + \operatorname{tg}^2 \beta) \frac{d\beta}{dx} = 4b\xi \frac{b^2 - 4x^2 + 8x^2}{b^2 - 4x^2}$$

et

$$\frac{d\beta}{dx} = 4b\xi \frac{b^2 + 4x^2}{b^4 - 8b^2x^2(1 - 2\xi^2) + 16x^4}$$

Mais le temps de propagation de groupe est :

$$\tau = \frac{1}{\omega_0} \frac{d\beta}{dx}$$

d'où

$$\tau = \frac{4\xi}{b\omega_0} \left(1 + \frac{4x^2}{b^2}\right) \left[1 - 8\frac{x^2}{b^2}(1 - 2\xi^2) + \frac{16x^4}{b^4}\right]^{-1}$$

dont la partie principale est :

$$\tau = \frac{4\xi}{4b_0} \left[1 + 4(3 - 4\xi^2) \frac{x^2}{b^2} + \dots\right]$$

Cette formule montre que le circuit rond tel que $\xi = \frac{\sqrt{3}}{4}$ a une réponse méplate en temps de propagation de groupe.

4. Conclusion

Il a été établi, que pour des bandes passantes relatives qui ne sont pas trop grandes mais qui peuvent atteindre 70 % la méthode proposée permet à l'ingénieur non seulement de faire la synthèse du circuit désiré mais de prévoir ses performances tant en ce qui concerne la réponse en amplitude, la distorsion du temps de groupe, qu'en ce qui concerne les impédances à l'entrée et à la sortie.

Le circuit méplat a un comportement particulièrement intéressant en amplitude et en temps de groupe ; de plus il permet de faire des circuits d'entrée ou de sortie dont l'impédance soit adaptée à l'impédance de la source ou de la charge. D'ailleurs, dans ce cas particulier, l'étude peut être entièrement faite selon les mêmes principes et quelle que soit la largeur de bande.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MacWHORTHER and PETTIT J.M. — The design of stagger-tuned double-tuned amplifiers for arbitrarily large bandwidth. *P.I.R.E.* August 1955.

MATÉRIELS UTILISÉS PAR L'E. D. F. POUR SES LIAISONS RADIOTÉLÉPHONIQUES DANS LA BANDE DES 80 MHz

PAR

J. DREVON

Ingénieur ESE

Chef du Département Télécommunications

Société Télécommunications

Radioélectriques et Téléphoniques

La mise en service du vaste réseau radiotéléphonique destiné aux services de l'E.D.F., et dont les plans et caractéristiques principales ont été décrits par M. LOUIS, a nécessité la construction et la mise en place de postes émetteur-récepteur fonctionnant dans la bande des 80 MHz, associés à des systèmes particuliers d'appel sélectif.

1. Caractéristiques générales des postes radioélectriques

2. Poste fixe

2.1. PRÉSENTATION

Le poste fixe se présente sous forme d'une petite armoire de dimensions suivantes :

CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DES POSTES RADIOÉLECTRIQUES

	Poste fixe	poste mobile
Alimentation	Secteur 127 et 220 V avec prises à $\pm 10\%$	Batterie 6 V ou 12 V
— Gamme.....	68 à 87,5 MHz	idem poste fixe
— Puissance HF	50 W	20 W
— Sensibilité	1 μ V pour un rapport $\frac{S+B}{B} \geq 30$ dB	idem poste fixe
— Sélectivité	± 15 kHz à 6 dB ± 30 kHz à 90 dB	idem
— Puissance BF	1 watt	idem
— Stabilité, émission ou réception	meilleure que 2×10^{-5}	idem.
— Conditions climatiques	— 10 °C + 45 °C	— 20 °C à + 50 °C
— Nombre de canaux	1	8 dans une bande de 1 MHz
— Espacement entre canaux ...	50 kHz	idem poste fixe

Les matériels décrits ci-après sont une des solutions adoptées pour l'équipement de ce réseau. Ce sont d'une part les postes fixes et d'autre part les postes mobiles avec dans chaque cas les dispositifs d'appels sélectifs associés.

- hauteur : 1 250 mm
- largeur : 740 mm
- profondeur : 540 mm
- poids sans appel sélectif : 111 kg
- poids avec appel sélectif : 136 kg

Ce poste renferme les organes d'émission, de réception et d'appel sélectif (voir figure 1)

* Texte de la Conférence tenue le 22-3-62 à la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens.

L'ensemble émetteur et récepteur avec alimentation a été réparti en 3 tiroirs. Ce sont les 3 tiroirs supérieurs de l'armoire.

L'ensemble appel sélectif a été réparti dans les 3 tiroirs inférieurs.

Le bandeau supérieur de l'armoire comporte les organes de commande, de contrôle et de protection ; le toit de cette armoire bascule d'avant en arrière pour laisser l'accès aux différents organes tels que autotransformateurs d'entrée, commutateurs de tension réseau, relais coaxial d'alternat ou filtre duplex.

A chaque groupe de 3 tiroirs est associé un châssis, monté sur glissières, et qui sert de support à ces tiroirs lors de l'extraction de l'un d'eux.

2.2. SCHÉMA RADIOÉLECTRIQUE GÉNÉRAL

A l'exclusion de l'amplificateur de sortie de l'émetteur, l'ensemble des parties constitutives du poste fixe et du poste mobile sont absolument identiques ; seules les alimentations diffèrent.

2.2.1. Emetteur (voir schéma figure 3)

L'ensemble amplificateur-modulateur est entièrement transistorisé ainsi que l'oscillateur à quartz. A la sortie du modulateur le signal modulé en phase est d'abord amplifié puis attaque un étage tripleur qui le porte à sa fréquence nominale d'émission avec l'indice normal ; cette fréquence est enfin amplifiée dans les étages successifs de sortie. L'oscillateur à quartz fonctionne à la fréquence $1/27$ de la fréquence d'émission. Cet oscillateur utilise des quartz spéciaux ne nécessitant pas de thermostat. L'étage final, équipé d'un tube double tétrode QQE 06/40, est refroidi par un ventilateur qui aspire l'air à travers un filtre à poussière.

2.2.2. Alimentation de l'émetteur

Cette alimentation comprend 2 redresseurs : un redresseur basse tension et un redresseur haute et moyenne tensions, équipés de diodes au silicium.

2.2.3. Récepteur

Le récepteur est entièrement transistorisé y compris les étages d'entrée HF (voir schéma figure 3).

A l'entrée nous trouvons d'abord un circuit réjecteur suivi d'un circuit LC accordé, l'ensemble servant de filtre de bande. La tension HF amenée par l'antenne, ainsi filtrée, est ensuite amplifiée dans 2 étages à transistors et, après battement avec la fréquence d'un oscillateur local à fréquence variable, on obtient la première fréquence intermédiaire à 7 MHz. Après amplification dans une série d'étages, on fait battre cette moyenne fréquence avec un deuxième oscillateur local à fréquence fixe et l'on obtient la deuxième moyenne fréquence de 455 kHz, qui passe dans un filtre composé de 16 cellules en π donnant une courbe de réponse à flanc raide qui détermine essentiellement la largeur de bande du récepteur. Ce filtre est suivi d'un amplificateur à résistance à 3 étages et des étages limiteur, discriminateur et amplificateurs BF.

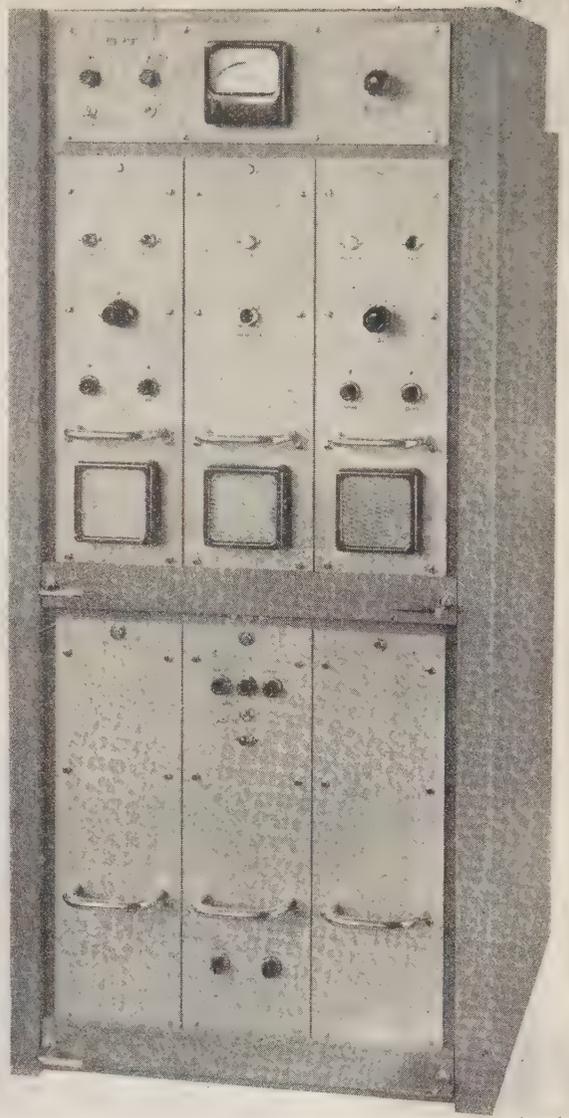


FIG. 2.

Le circuit de squelch est composé d'un amplificateur de bruit couplé au circuit discriminateur qui actionne une bascule monostable dont le rôle est de bloquer ou débloquer le premier amplificateur BF. La sortie BF peut être aiguillée soit vers l'entrée de l'émetteur, dans le cas de fonctionnement en retransmetteur, soit vers un renvoi à distance. En outre un haut-parleur incorporé dans le châssis récepteur sert au contrôle local du trafic.

L'alimentation du récepteur, incorporée dans le même tiroir, comprend un redresseur 12 V fournissant les tensions nécessaires à l'alimentation des transistors et notamment une tension de 6 V régulée et filtrée spécialement pour les amplificateurs HF, 1^{re} moyenne fréquence, discriminateur, préamplificateur BF et squelch.

2.3. SYSTÈME D'APPEL SÉLECTIF

2.3.1. Avant d'entreprendre la description du système d'appel sélectif, il est nécessaire de rappeler le principe de fonctionnement d'une liaison avec sélection des appels.

VERS PUPITRE DE COMMANDE / APPEL SÉLECTIF

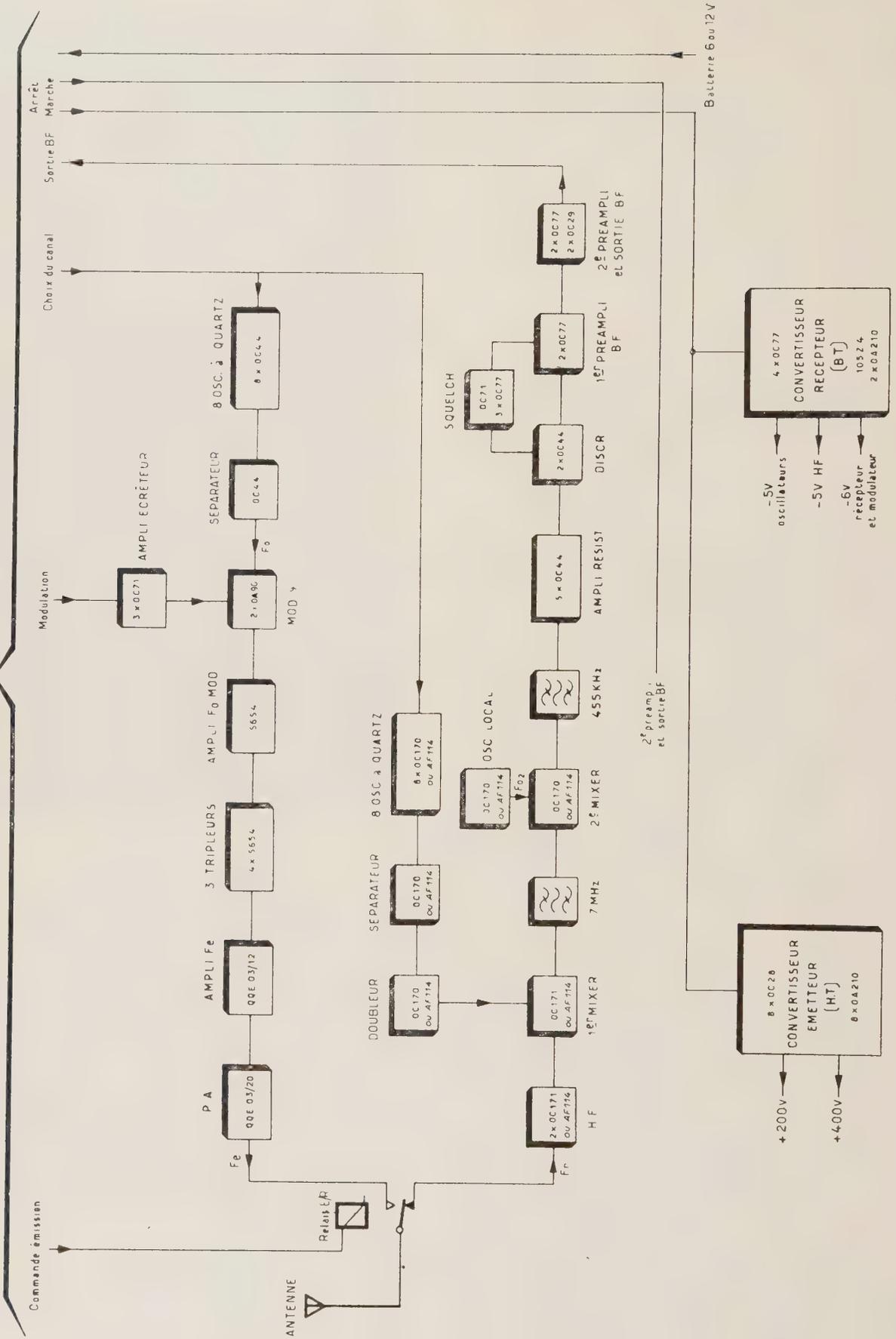


Fig. 3.

a) Appel de la station fixe vers un mobile

L'envoi de l'appel de la station fixe vers un mobile s'effectue en composant le numéro à deux chiffres suivant les normes de la téléphonie ordinaire.

Chaque appel enregistré à la station fixe permet la sélection des mobiles de la façon suivante :

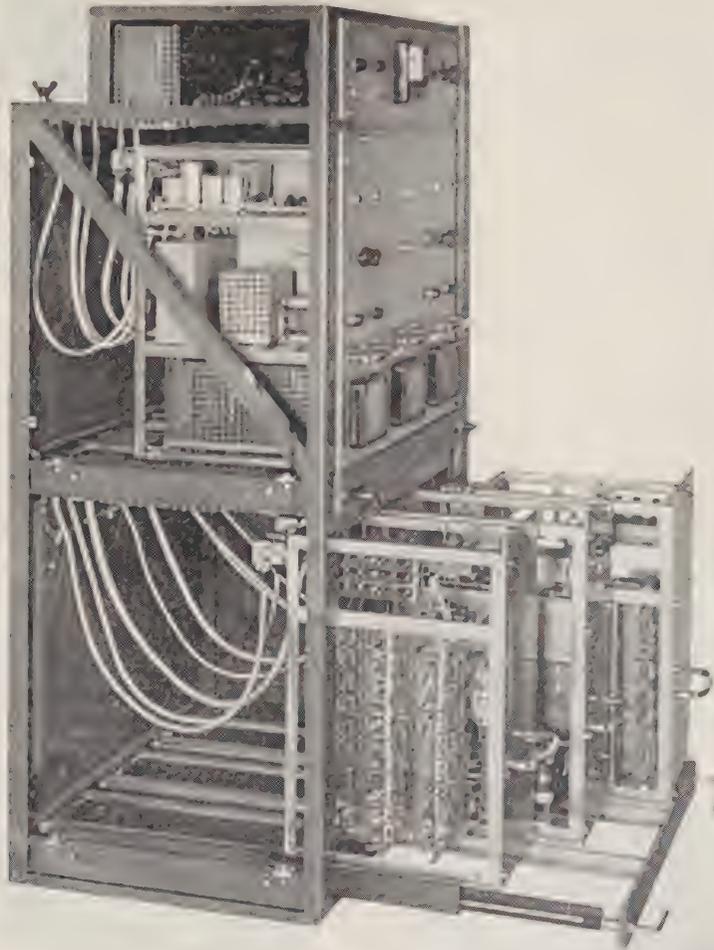
- envoi de la fréquence caractéristique du chiffre de dizaine pendant $750 \text{ ms} \pm 20\%$
- temps de silence de $750 \text{ ms} \pm 20\%$
- envoi de la fréquence caractéristique du chiffre d'unité pendant $750 \text{ ms} \pm 20\%$.

Le tableau ci-dessous indique les fréquences correspondant aux chiffres du cadran.

b) Réception d'un appel par la station fixe

A la réception d'un appel en provenance d'un mobile, la station fixe envoie une tension cadencée d'appel à 50 Hz au dispositif téléphonique auquel elle est raccordée (poste U43 standard, prise directe du réseau), et simultanément elle passe en émission pour envoyer une modulation cadencée de 50 et 450 Hz superposés à destination du mobile demandeur.

Le signal de sonnerie cesse au décrochage du poste de la station fixe. En cas de non-réponse, l'appel et l'émission HF s'arrêtent au bout de 30 secondes environ.



c) Retour d'appel

Tant pour les appels émanant d'une station fixe que pour ceux émanant d'un poste mobile il est prévu un signal de retour d'appel émis par la station appelée. L'émission du retour d'appel a pour but de confirmer au demandeur que la liaison est établie.

2.3.2. Description de l'appel sélectif du poste fixe.

L'appel sélectif, entièrement alimenté à partir du réseau alternatif et dont la commutation est du type « tout à relais », a pour rôle :

a) Dans le sens : station fixe vers poste mobile.

— de transformer la numérotation téléphonique classique à 2 chiffres en 2 impulsions à fréquence

Chiffre du Cadran	Fréquence en Hz
1	
2	1 140
3	1 380
4	1 620
5	1 860
6	2 100
7	2 340
8	2 580
9	2 820
0	3 060

A noter que le chiffre 1 n'a pas été retenu pour éviter des commandes intempestives en alternat.

vocale de durée constante, voisine de 750 ms, séparées par un silence de même durée qui, par l'intermédiaire de la liaison radio à laquelle elles sont appliquées, assurent la sélection des mobiles ;

— d'assurer le transfert du courant de conversation de la ligne téléphonique vers l'émetteur radio du poste.

b) Dans le sens : poste mobile vers station fixe

— de transformer les signaux d'appels émis par les postes mobiles en courant d'appel téléphonique normal ;

— d'assurer le transfert du courant de conversation du récepteur radio de la station fixe vers la ligne téléphonique.

c) *En tant que relais automatique* (dans le cas d'exploitation en duplex seulement)

d'assurer le transfert du courant de conversation du récepteur radio de la station fixe vers son propre émetteur.

d) *Accessoirement*

— d'alimenter la ligne téléphonique en courant micro et de numérotation ;

— de fournir les diverses tonalités nécessaires à l'exploitation.

2.3.4. *Tiroir d'alimentation*

Le tiroir d'alimentation fournit, à partir du réseau alternatif 220 V 50 Hz, les tensions nécessaires au fonctionnement de l'appel sélectif : 60 V, 48 V et 12 V. Les redresseurs sont équipés de diodes au silicium.

2.3.5. *Tiroir de relayage*

Ce tiroir comprend 26 relais du type T 51B tropicalisé et un relais retardé. Ce tiroir comprend également les circuits électroniques auxiliaires, à savoir :

— 3 circuits à constante de temps, qui retardent certains relais de 750 ms à la retombée,

— un générateur de tonalité délivrant la fréquence de 450 Hz environ,

— la résistance de réglage du courant continu en ligne,

— les condensateurs de constante de temps de réception d'un appel émis par un mobile, n'entraînant le processus de déclenchement de la sonnerie au poste fixe qu'à la condition que l'appel du mobile soit émis pendant un temps supérieur à 2 secondes.

2.3.6. *Tiroir électronique*

Ce tiroir comprend 4 parties :

— un oscillateur de numérotation délivrant une quelconque des 9 fréquences de 1 380 à 3 060 Hz choisies par les relais marqueurs,

— un récepteur d'appel, placé en dérivation sur la sortie du récepteur radio, permettant de sélection-

ner la fréquence d'appel émise par le poste mobile (3 180-3 300-3 420 Hz),

— un réseau passif assurant le dédoublement 2 fils/4 fils pour l'attaque des équipements radio par les courants de conversation,

— un amplificateur de conversation compensant l'affaiblissement de la ligne pour amener le niveau, à la valeur désirée, à l'entrée du récepteur radio, ;

— enfin, les 9 relais marqueurs et les 9 circuits accordés sur les fréquences de numérotation.

2.3.7. *Fonctionnement du système d'appel sélectif :*

— *Le poste fixe appelle le poste mobile*

Au décrochage du combiné, l'opérateur perçoit la fréquence de tonalité de 450 Hz ; il peut numérotter. L'appel du mobile se fait à l'aide d'un numéro à 2 chiffres. La composition du premier chiffre entraîne l'envoi d'un premier train d'impulsions. Ce premier train d'impulsions actionne une succession de relais dont le fonctionnement aboutit au positionnement d'un groupe de relais appelé « pyramide », qui met en route l'un des 9 oscillateurs correspondant aux 9 fréquences de numérotation. Cet oscillateur, ainsi sélectionné, ne sera connecté à l'entrée de l'émetteur qu'après le deuxième train d'impulsions.

Si, par suite d'une fausse manœuvre, l'opérateur envoie le chiffre 1, cette première impulsion correspond à un faux numéro qui actionne un relais spécial dit de « fausse manœuvre », dont le fonctionnement fait retomber tous les relais dans leur position initiale.

Après le premier train d'impulsions, l'opérateur envoie le second chiffre qui détermine, par le même processus, le positionnement de la pyramide de relais qui se trouve ainsi préparée pour déclencher, en temps voulu, l'oscillateur de numérotation correspondant au deuxième chiffre.

A la fin du deuxième train d'impulsions, un relais, dit de « verrouillage », empêche toute fausse manœuvre telle que l'envoi d'un troisième chiffre.

En outre, dès la fin de l'envoi du deuxième train d'impulsions, est déclenchée la mise en marche de l'émetteur qui est automatiquement connecté à l'oscillateur de numérotation mis en service par le premier train d'impulsions (premier chiffre ou chiffre des dizaines).

A ce moment, entrent en jeu les 3 circuits électroniques à constante de temps de 750 ms dont le fonctionnement va cadencer l'envoi des 2 fréquences de numérotation. La première fréquence est envoyée pendant 750 ms ; cette période est suivie d'un silence de 750 ms, pendant lequel la pyramide positionnée par le deuxième train d'impulsions est connectée à l'oscillateur de numérotation correspondant au deuxième chiffre. Après ce silence de 750 ms, cet oscillateur est relié à l'émetteur et la 2^e fréquence est envoyée pendant 750 ms. Après cette période l'entrée de l'émetteur est déconnectée de l'oscillateur.

Simultanément, l'opérateur perçoit une tonalité découpée au même rythme que l'envoi des fréquences d'appel ; il a ainsi le contrôle que l'émission des fréquences d'appel est faite correctement.

Après l'envoi de l'appel du poste fixe vers le mobile, la station mobile contactée répond, automatiquement, en renvoyant une tonalité à 450 Hz environ qui, reçue par le récepteur de la station fixe, est renvoyée dans la ligne téléphonique. Ce retour d'appel verrouille également la mise en marche de l'émetteur. Le poste fixe est alors en position de conversation et l'opérateur sait ainsi que la station mobile a bien été contactée.

— *Appel de la station fixe par un poste mobile.*

La station mobile envoie la fréquence caractéristique de la station fixe (3 180-3 300 ou 3 420 Hz). Nous supposons le poste fixe en service et le combiné d'abonné raccroché. La fréquence d'appel, caractéristique du poste fixe, émise par le mobile, est reçue par le récepteur d'appel du poste fixe et ne déclenche la sonnerie au poste fixe qu'à condition que cette fréquence d'appel persiste pendant un temps supérieur à 2 secondes ; ceci pour pallier les faux appels éventuels. Si l'abonné du poste fixe est absent, la sonnerie s'arrête automatiquement au bout de 30 secondes.

— *Fonctionnement en relais automatique*

Lorsque deux postes mobiles veulent converser ils doivent passer par l'intermédiaire du poste fixe. Le poste mobile appelant contacte la station fixe et lui donne le numéro du poste mobile avec lequel il désire converser. Le poste mobile raccroche et la station fixe compose le numéro du poste mobile à appeler. Dès que celui-ci a répondu le poste fixe rappelle le poste mobile appelant, et la conversation entre les deux postes mobiles peut avoir lieu par l'intermédiaire de l'émetteur-récepteur du poste fixe, lequel peut éventuellement rester en tiers dans la conversation s'il le désire.

2.3.8. *Cas particuliers de l'exploitation en simplex*

— *Appel d'un poste mobile par la station fixe*

Le poste téléphonique de la station fixe doit être équipé d'un combiné à pédale. Il ne suffit plus alors de décrocher le combiné pour pouvoir numérotter, mais il faut en outre appuyer sur la pédale du combiné. La numérotation se déroule alors comme exposé précédemment. Sitôt le cadran revenu au repos, la pédale peut être relâchée sans que l'achèvement de la transmission du signal de numérotation sur la voie radio soit troublé. La pédale étant relâchée, le retour d'appel éventuel est perçu au combiné.

— *Appel d'un poste fixe par un poste mobile*

Le fonctionnement est exactement le même qu'en duplex ; toutefois, au poste téléphonique fixe, l'appel n'est arrêté que par une pression sur la pédale du combiné. Pour converser l'opérateur doit appuyer sur la pédale pour parler et la relâcher pour écouter. A noter toutefois que le poste fixe fonction-

nant en simplex ne peut plus servir de relais pour le poste mobile.

3. Poste mobile

3.1. DESCRIPTION

L'émetteur-récepteur mobile se présente sous la forme d'un coffret étanche muni d'ailettes de refroidissement sur toutes ses faces (voir fig. 5 et 6)

L'intérieur comporte 4 châssis amovibles ; ce sont : l'alimentation, le récepteur, les oscillateurs à quartz d'émission et de réception, et l'émetteur. Le panneau avant peut s'abaisser pour donner accès aux transistors de l'alimentation de l'émetteur.

L'appel sélectif est inclus dans un coffret séparé qui sert également de boîte de commande à distance de l'ensemble émetteur-récepteur.

La face avant est munie de deux pinces commutatrices pour la fixation du combiné téléphonique.

Tableau des poids et dimensions de l'émetteur-récepteur et de l'appel sélectif

	Emetteur-Récepteur	Appel sélectif
Hauteur	150 mm	130 mm
Largeur	302 mm	382 mm
Profondeur	349 mm	205 mm
Poids	15 kg	9,25 kg

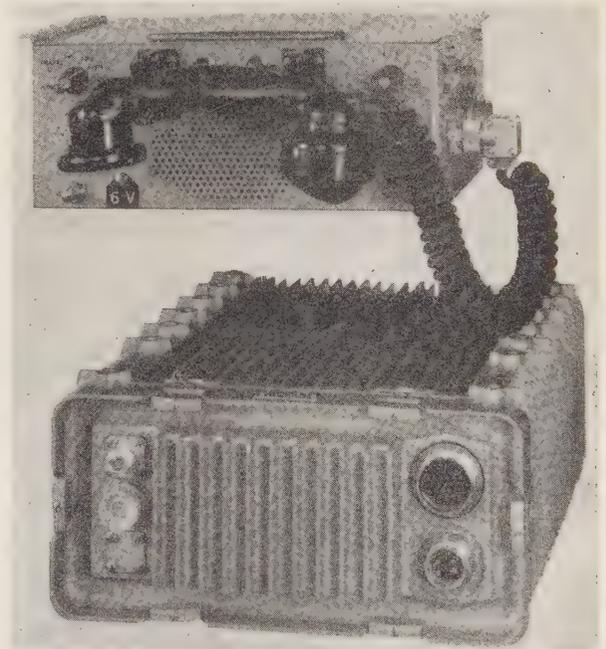


Fig. 5.

3.2. DESCRIPTION RADIOÉLECTRIQUE DE L'ÉMETTEUR-RÉCEPTEUR

Nous retrouvons à l'intérieur le châssis récepteur, qui est identique à celui du poste fixe, puis un châssis prévu pour recevoir les oscillateurs à quartz pour

l'émetteur et le récepteur ; sa capacité est de 16 oscillateurs, soit 8 canaux. Le châssis émetteur est identique à celui du poste fixe jusqu'au préamplificateur de sortie. Ce préamplificateur attaque un amplificateur final muni d'une double tétrode QQE 03/20. Il n'y a aucune ventilation à air forcé, le système à ailettes offrant toutes les garanties d'un refroidissement efficace. L'alimentation comporte les mutateurs de l'émetteur et du récepteur. Elle est prévue pour des batteries de 6 ou 12 V avec indifféremment + ou - à la masse. La consommation est donnée dans le tableau ci-dessous.

	Tension nominale	
	6,3 V	12,6 V
Veille	0,7 A	0,35 A
Trafic	4 A	2 A
Emission	16 A	8 A

3.3. FONCTIONNEMENT DU DISPOSITIF D'APPEL SÉLECTIF

Ce dispositif d'appel sélectif est destiné, adjoint à un émetteur-récepteur, à fonctionner dans un réseau radioélectrique pouvant comporter jusqu'à 81 mobiles. Il permet à volonté :

- à partir d'une station fixe, la sélection des postes mobiles qui lui sont rattachés,
- à partir du poste mobile, l'appel de la station fixe à laquelle il est rattaché sur une des fréquences de 3 180-3 300 ou 3 420 Hz. L'exploitation est prévue en alternat sur deux fréquences.

Outre les organes de commande et de contrôle fixés sur la face avant de l'ensemble appel sélectif, nous trouvons à l'intérieur du coffret quatre sous-ensembles :

- le châssis convertisseur
- la platine oscillateur d'appel
- la platine récepteur d'appel base de temps électronique
- le groupe de relais, mécaniquement solidaire de la platine précédente.

Les ensembles oscillateur d'appel et récepteur sont montés sur des plaquettes à circuits imprimés.

3.3.1. Châssis convertisseur

Ce convertisseur a pour but de fournir la tension de 12 V pour l'alimentation des relais et des circuits électroniques, indépendamment du convertisseur de l'émetteur-récepteur.

3.3.2. Platine oscillateur d'appel

Cette plaquette à circuits imprimés, située au fond et à l'arrière du coffret, groupe les éléments fournissant les fréquences BF d'appel de la station fixe. Le choix d'une de ces 3 fréquences est commandé par bouton poussoir sur la face avant.

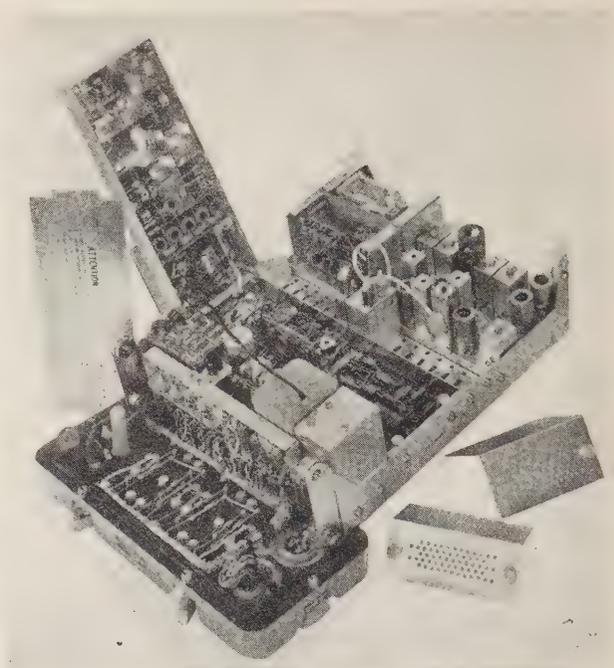


FIG. 6

3.3.3. Platine récepteur d'appel—base de temps électronique

Cette platine comprend :

- le récepteur d'appel dont le rôle est de sélectionner les impulsions BF caractéristiques des chiffres dizaine et unité du numéro du mobile,
- la base de temps électronique, qui permet de comparer la durée des impulsions reçues et leur intervalle, et fonctionne conjointement avec le groupe de relais.

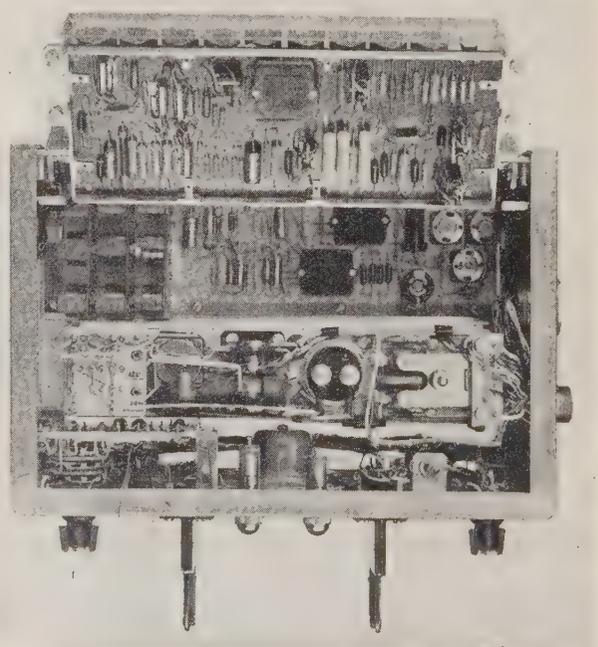


FIG. 7

La platine récepteur d'appel comporte la totalité des circuits correspondant aux 9 chiffres des dizaines et aux 9 chiffres des unités. L'affectation d'un numéro d'appel se fait à l'aide de straps. Ainsi chaque poste est universel et peut à tout moment être affecté à un quelconque réseau.

3.3.4. Groupe de relais

Ce groupe de relais est monté sur un barreau solidaire de la platine récepteur d'appel. Il comprend 9 relais du type T 51 A.

3.4. FONCTIONNEMENT DU SYSTÈME D'APPEL SÉLECTIF

3.4.1. Appel de la station fixe par un poste mobile

L'opérateur du poste mobile décroche le combiné téléphonique et appuie sur l'un des boutons d'appel correspondant à la fréquence caractéristique de la station fixe. L'émetteur se met en marche automatiquement et envoie une porteuse, modulée par la fréquence BF choisie. Dès que le poste fixe a répondu, la conversation s'engage en alternat normal à l'aide de la pédale du combiné téléphonique.

	Températures			Tensions d'alimentation		
	+ 45 °C	+ 20 °C	- 10 °C	+ 20 %	tension nominale	- 10 %
1. EMETTEUR-RÉCEPTEUR						
1.1. RÉCEPTEUR						
— Sensibilité : 1 μ V tension modulée à 1 000 Hz. Excursion 10 kHz	36 dB	38 dB c à d \geq 35 dB	35 dB	38	c à d \geq 34 dB	34
— Sélectivité HF	73 dB	76 dB	74 dB		\pm 2,5 dB	
— Régulation HF de 1 μ V à 200 000 μ V	0,5 dB	0,3 dB	0,4 dB		Variation < à 1 dB	
— Stabilité après stabilisation	Calage meilleur que 2×10^{-6} dérive < 2×10^{-5}			Dérive négligeable (de l'ordre de 10^{-6})		
1.2. EMETTEUR						
— Puissance Poste fixe	48 W	48 W	46 W	26 W	régulé 20 W	14 W
— Puissance Poste mobile		20 W				
— Modulation résiduelle	44 dB	44 dB	41 dB	44 dB	44 dB	41 dB
— Stabilité	Comme le récepteur			Comme le récepteur		

Poste fixe		Poste mobile	
Cahiers des charges	Valeurs extrêmes obtenues	Cahier des charges	Valeurs extrêmes
A. FRÉQUENCES DE NUMÉROTATION (FIXE VERS MOBILE)			
Tolérance max. \pm 15 Hz	Calage \pm 3 Hz Dérive max. \pm 9 Hz	Doit accepter des fréquences de numérotation décalées au maximum de \pm 30 Hz	Calage \pm 1 Hz Dérive \pm 25 Hz Accepte une fréquence décalée de \pm 65 Hz. Refuse une fréquence décalée de \pm 100 Hz
B. FRÉQUENCE D'APPEL (MOBILE VERS FIXE)			
Doit accepter des fréquences d'appel écartées au maximum de \pm 30 Hz	Calage \pm 3 Hz Dérive max. \pm 10 Hz Accepte une fréquence décalée de \pm 55 Hz	Tolérance \pm 15 Hz	Calage \pm 2 Hz Dérive \pm 10 Hz
Pendant $t > 2$ s	Pendant $t > 2^{9/10}$ s à +45 °C		
C. TRAIN D'IMPULSIONS ET INTERVALLE			
Nominale : 750 ms Tolérance : de 600 à 900 ms	Calage \pm 15 ms Dérive \pm 40 ms Tolérance maximale des trains d'impulsions 695 à 805 ms	Nominale : 750 ms doit admettre des trains de 450 à 1 050 ms doit refuser \leq 390 ms des trains \geq 1 200 ms	

3.4.2. Appel du poste mobile par la station fixe

Pour que le poste mobile puisse recevoir un appel émanant de la station fixe, il faut qu'il soit en service sur l'une des positions « veille » ou « trafic »; s'il est en position « veille » la réception de l'appel ne donnera pas lieu au signal de retour d'appel. De toute façon le combiné peut être décroché ou accroché. Si l'appel envoyé par le poste fixe est correct, c'est-à-dire si les deux fréquences caractéristiques du poste mobile sont envoyées avec les temporisations convenables, temporisations qui sont contrôlées par le poste mobile, l'appel est enregistré et actionne une sonnerie ou éventuellement un klaxon, en même temps qu'une lampe s'allume au tableau de bord et signale à l'opérateur du poste mobile, en cas d'absence, qu'un appel lui a été adressé. Si l'appel émis par le poste fixe n'est pas correct il n'est pas enregistré dans le poste mobile et celui-ci n'est pas alerté. Ainsi pour que le poste mobile reçoive un appel il faut d'une part que le numéro reçu corresponde au numéro caractéristique du poste mobile et d'autre part que les deux chiffres de ce numéro soient reçus avec la cadence correcte.

4. Comparaison des performances moyennes obtenues avec les caractéristiques imposées par le cahier des charges

APPEL SÉLECTIF.

Constance des caractéristiques pour des variations cumulées de température et de tension d'alimentation :

	<u>Poste fixe</u>	<u>Poste mobile</u>
Température (°C) .	— 10 à + 45	— 20 à + 50
Tension (%)	— 15 à + 15	— 15 à + 20

Le tableau ci-dessus montre, avec intérêt, que les valeurs extrêmes obtenues sont très en deçà des tolérances imposées au cahier des charges, lesquelles sont elles-mêmes beaucoup plus réduites que les tolérances réelles acceptées par les équipements pour un fonctionnement correct.

Ces marges successives peuvent évidemment paraître surabondantes mais il ne faut pas oublier les conditions très sévères d'utilisation du matériel en toutes saisons, par tous les chemins.

RÉCEPTION D'ONDES COHÉRENTES EN RADIOÉLECTRICITÉ ET EN OPTIQUE

PAR

G. PIRCHER

C.F.T.H. Service d'Etudes Techniques Avancées

1. Notion de cohérence

La production d'ondes cohérentes optiques rapproche les techniques de l'optique et de la radio-électricité.

Sans entrer dans les détails de définition du degré de cohérence d'un champ électromagnétique, on peut indiquer que le degré de cohérence d'un champ est lié à la fonction de corrélation de ce champ, fonction de corrélation prise dans un espace temps à quatre dimensions dans lequel on représente ce champ.

Plus le rayon de corrélation de cette fonction sera grand, plus la cohérence du champ sera grande.

On distinguera donc une cohérence spatiale et une cohérence temporelle du champ liées aux projections spatiales ou temporelles du rayon de corrélation.

1.1. COHÉRENCE LONGITUDINALE

Dans beaucoup de cas pratiques, on considère un rayonnement composé d'ondes se propageant dans des directions voisines, à des fréquences voisines, ce qui revient à dire que le rayonnement a un spectre spatiotemporel étroit centré sur une porteuse correspondant à une direction et une fréquence bien définies.

Dans ces conditions, on peut faire une approximation et confondre la cohérence spatiale avec la cohérence latérale c'est-à-dire la cohérence liée au rayon de corrélation pris dans un plan orthogonal à la direction moyenne de propagation, et, à un facteur près, la cohérence temporelle avec la cohérence spatiale longitudinale.

Si en un point de l'espace le champ $E(t)$ se présente comme une variable aléatoire stationnaire modulant une porteuse à fréquence f_0 , on pourra définir le spectre $S(f)$ de cette modulation, ce spectre ayant une certaine largeur B .

Le degré de cohérence temporelle est lié à un rapport $\frac{f_0}{B}$ c'est-à-dire au « coefficient de surtension » ou à la finesse de la raie.

1.2. DÉCOMPOSITION DE $E(t)$ EN ÉCHANTILLONS INDÉPENDANTS [1]

$E(t)$ peut être considéré comme une somme d'échantillons :

— soit d'amplitude aléatoire de durée $\frac{1}{B}$ modulant la porteuse f_0 , répartis régulièrement dans le temps.

— soit d'amplitude fixe de durée $\frac{1}{B}$ modulant la porteuse et répartis aléatoirement en loi de Poisson, la densité moyenne des échantillons étant proportionnelle à la puissance transmise par l'onde.

2. Emission d'ondes incohérentes et cohérentes

2.1. CONSIDÉRATIONS ÉLÉMENTAIRES

Soit une surface S_0 d'un corps noir émettant des ondes incohérentes. La répartition spatiale, sur la surface, des champs rayonnés est assimilable à une série de sources S_i , indépendantes en phase, correspondant à une incohérence latérale.

L'émission de chaque source est quasi omnidirectionnelle et l'émission de l'ensemble suit la loi de Lambert.

Supposons que cette surface S_0 émette une puissance P_0 et qu'à l'aide d'une optique appropriée on veuille concentrer l'émission dans un petit angle solide.

Nous allons comparer la puissance émise par unité d'angle solide dans le cas incohérent à la puissance émise par unité d'angle solide dans le cas cohérent,

c'est-à-dire si la surface S_0 avait toutes les sources S_i en phase.

On peut considérer (voir fig. 1) que la surface S et ses sources S_i et la surface Σ à l'infini avec ses récepteurs forment une jonction micro-onde au sens large [2].

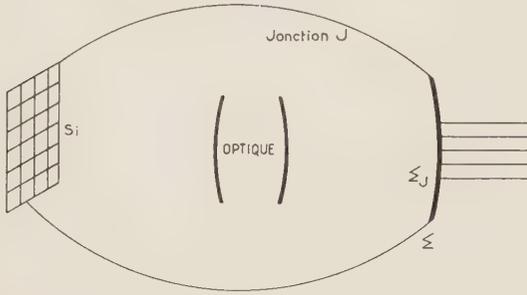


FIG. 1

De ce fait on peut écrire une relation entre les ondes sortantes et entrantes de cette jonction de la forme :

$$b_k = S_{kl} a_l . \quad (1)$$

En particulier les ondes sortantes par les récepteurs Σ_j seront de la forme :

$$b_j = S_{ji} a_i ,$$

a_i étant les ondes entrantes émises par les sources S_i .

On peut supposer pour simplifier le calcul que tous les S_{ji} sont égaux, on aurait alors $S_{ji} = S_j$,

$$b_j = S_j \Sigma a_i .$$

— Dans le cas cohérent, en supposant une répartition uniforme sur S_0 , on peut écrire :

$$a_i = \sqrt{\frac{\bar{P}_0}{n}} .$$

Si n est le nombre de sources indépendantes de la surface S_0 :

$$\Sigma a_i = n \sqrt{\frac{\bar{P}_0}{n}} , \quad (2)$$

puisqu'il s'agit d'additionner des champs en phase.

$$D'où : \quad b_j = S_j \sqrt{n \bar{P}_0} . \quad (3)$$

La puissance reçue par le récepteur Σ_j est donc proportionnelle à $|b_j|^2$ soit :

$$|S_j|^2 n P_0 = |b_j|^2 \quad (4)$$

Dans le cas incohérent, on a toujours

$$a_i = \sqrt{\frac{\bar{P}_0}{n}} ,$$

puisque la répartition est uniforme ; mais les phases des a_i sont aléatoires, il en résulte que ce sont les puissances qui s'ajoutent et non les champs :

$$\Sigma a_i = \sqrt{n} \sqrt{\frac{\bar{P}_0}{n}} = \sqrt{\bar{P}_0} \quad (5)$$

$$d'où \quad b_j = S_j P_0 \quad (6)$$

$$|b_j|^2 = |S_j|^2 P_0 . \quad (7)$$

En comparant (4) à (7) on s'aperçoit que, quelle que soit l'optique de concentration, la puissance reçue dans le cas cohérent est beaucoup plus élevée que dans le cas non cohérent ; le rapport étant de l'ordre de n soit $\frac{4 S_0}{\lambda^2}$ environ puisque les dimensions des

sources S_i indépendantes sont de l'ordre de la demi longueur d'onde. Ceci revient à dire que la brillance d'une source cohérente est très supérieure à la brillance d'un corps noir incohérent.

2.2. RADIANCES COMPARÉES

Si l'on considère la radiance d'un corps noir

$$\text{on a :} \quad \varepsilon(f) = \frac{2 h f^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h \nu}{e^{kT}} - 1} , \quad (8)$$

en watt par m^2 par unité de bande par stéradian. On peut calculer la radiance maximale qui correspond à un rayonnement de longueur d'onde λ_m et de fréquence f_m tels que

$$\left\{ \begin{array}{l} \lambda_m T = 2,89 \cdot 10^{-3} \quad \text{mètre degré} \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_m = 10^{11} T \quad \text{hertz} \end{array} \right. \quad (10)$$

Cette radiance est alors

$$\varepsilon(f) = 10^{-52} f_m^3 , \quad (11)$$

en watt par m^2 par hertz et par stéradian.

Si l'on considère la radiance équivalente d'une source cohérente spatiale émettant une puissance P_0 dans une bande B , celle-ci s'exprime par

$$\varepsilon(f) = \frac{P_0}{c^2} Qf \quad (12)$$

$$\text{où} \quad Q = \frac{f}{B} \quad \varepsilon(f) = 10^{-17} P_0 Qf \quad (13)$$

où $\varepsilon(f)$ s'exprime en watt par m² par hertz par stéradian.

2.3. RAPPORT DES RADIANCES

A une même fréquence, le rapport des deux radiances est

$$r = \frac{\varepsilon_{\text{cohérent}}}{\varepsilon_{\text{incohérent}}} = 10^{+35} \frac{P_0 Q}{f^2} \quad (14)$$

en supposant

$$Q = 10^{10} \text{ chiffre moyen pour un maser optique}$$

$$P_0 = 10^{-2} \text{ watt}$$

$$f = 3 \cdot 10^{14} \quad (\lambda = 1 \mu)$$

$$r = \frac{\varepsilon_{\text{cohérent}}}{\varepsilon_{\text{incohérent}}} = 10^{14} .$$

Il est intéressant de noter que ce rapport r diminue comme $\frac{1}{f^2}$ quand la fréquence croît c'est-à-dire quand la température du corps noir s'élève, mais il faudrait atteindre des températures de 10¹⁰ degrés pour que r soit voisin de l'unité ce qui correspondrait à des fréquences de 10²¹ hertz et à des longueurs d'onde de 0,003 Å ce qui n'a peut-être plus de signification.

2.4. LANGAGE ANTENNES

La différence considérable aux fréquences optiques entre $\varepsilon_{\text{incohérent}}$ et $\varepsilon_{\text{cohérent}}$ conduit à adopter le langage des antennes pour les émissions cohérentes.

La puissance rayonnée par stéradian sera définie par la puissance rayonnée isotrope $\frac{P_0}{4 \pi}$ multipliée par un facteur de gain G égal à $\frac{4 \pi A}{\lambda^2}$ où A est la surface de sortie de l'optique de concentration et λ la longueur d'onde [3]. La puissance rayonnée par stéradian étant alors

$$\frac{P_0}{4 \pi} G , \quad (15)$$

notons que la relation $G = \frac{4 \pi A}{\lambda^2}$ est valable si la répartition sur A est équiphasé (cohérence latérale).

D'une façon générale G dépend de la distribution de l'amplitude et de la phase sur A ainsi que de la direction d'émission considérée.

3. Réception

Un récepteur est composé essentiellement en tout ou en partie d'un aérien, d'un filtre, d'un amplificateur de bande B_1 , d'une détection suivie d'un amplificateur de bande B_2 .

Il a pour but d'extraire les informations transmises par l'onde reçue, les informations étant portées par la modulation de cette onde.

L'aérien collecte la puissance rayonnée sur sa surface d'ouverture A .

Le filtre spectral ou temporel sélectionne les régions de spectre ou de temps intéressantes en éliminant au mieux les signaux parasites extérieurs (bruit, etc.).

L'amplificateur relève le signal à un niveau utilisable en ajoutant du bruit.

Le détecteur extrait l'information du signal en faisant apparaître la modulation de celui-ci.

Un amplificateur de bande B_2 adaptée à l'information à transmettre suit ce détecteur.

Le schéma est général et il est valable pour les ondes cohérentes et incohérentes optiques et radio-électriques.

Nous allons mettre en évidence les différences qui apparaissent cependant entre l'optique et la radio.

3.1. FILTRAGE (ici supposé spectral)

Les bandes de canal d'information sont toujours faibles vis-à-vis de la porteuse. Le filtrage est toujours malaisé sur la porteuse directement car il faudrait un filtre à grand Q , d'où nombreux modes parasites et difficulté de réalisation.

Un filtrage après transposition est nécessaire. Cette transposition est réalisée facilement en radio par mélange dans un système non linéaire. Les études de transposeurs sont en cours et présentent des difficultés de réalisation en optique.

3.2. AMPLIFICATION

Sur porteuse ou porteuse transposée en radio-technique classique : tubes à ondes progressives, récepteurs superhétérodynes, amplificateurs paramétriques.

Après détection directe, en optique, jusqu'à ce jour.

3.3. BRUIT

C'est là qu'apparaît la différence essentielle. Dans un cas comme dans l'autre ce bruit apparaît comme une perte d'information due :

— soit à l'apport de signaux aléatoires supplémentaires fournis par des rayonnements extérieurs ou par les systèmes amplificateurs eux-mêmes

— soit à l'élimination de signaux utiles par le récepteur

— soit à la nature fluctuante du signal lui-même.

3.3.1. Cas radioélectrique

En radioélectricité la perte d'information est essentiellement due à l'apport de signaux supplémentaires :

— venant de l'antenne ; il lui correspond une certaine température de bruit T_a , une puissance de bruit kT_aB et un nombre de photons par temps élémentaire $\left(\frac{1}{B}\right)$

$$\frac{kT_a}{h\nu} = n_e. \tag{16}$$

La température T_a est celle des corps situés dans le diagramme de rayonnement de cette antenne.

— venant de l'amplificateur direct ou transposé à température équivalente T_R , soit un nombre de photons par temps élémentaire

$$n_i = \frac{kT_R}{h\nu}. \tag{17}$$

On peut montrer que $n_i \geq 1$.

Cette limite (1 photon par temps élémentaire ou échantillon) est due à l'émission spontanée aléatoire de l'amplificateur réduit au schéma d'un Maser à deux niveaux [4].

HEFFNER [5] a montré que ce bruit était inhérent aux amplificateurs conservant la phase et pouvait être déduit de l'inégalité de Heisenberg

$$\Delta n \Delta \varphi \geq \frac{1}{2}. \tag{18}$$

3.3.2. Cas optique

La perte d'information est due :

- à des signaux supplémentaires venant de l'extérieur. Ces signaux correspondent à un nombre de photons par échantillon égal à

$$\left[\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right]^{-1}. \tag{19}$$

Quand le système récepteur est protégé de l'ambiance par une enceinte froide et bien diaphragmée par un diaphragme refroidi, ce nombre est négligeable aux fréquences optiques et aux températures T ordinaires des sources observées.

— aux photons de bruit supplémentaires issus de l'amplificateur optique (s'il existe) soit au mieux 1 photon de bruit par échantillon

- à la perte de photons de signal dans le détecteur due à une mauvaise efficacité quantique q

- à la fluctuation du signal lui-même due à la nature aléatoire des photons de signal.

Analysons plus en détail cette perte d'information

par fluctuation même du signal dans le cas optique où le récepteur est constitué d'un détecteur en tête.

3.3.3. Effet des fluctuations sur un récepteur optique à détection directe

Soit (fig. 2) un récepteur constitué par :

- un filtre F de bande B_1
- un détecteur D d'efficacité quantique q
- un ampli video de bande B_2

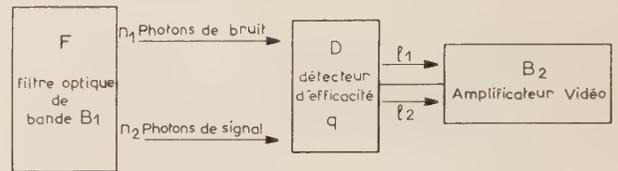


FIG. 2

et soit :

- n_1 le nombre de photons de bruit par seconde
- n_2 le nombre de photons de signal par seconde
- l_1 le nombre d'électrons de bruit reçus par temps élémentaire θ
- l_2 le nombre d'électrons de signal reçus par temps élémentaire θ
- θ le temps élémentaire ou échantillon de temps

$$\theta = \frac{1}{2 B_2}. \tag{20}$$

Dans ces conditions, le courant moyen \bar{i} est tel que

$$\bar{i} = (\overline{l_1 + l_2}) \frac{e}{\theta} = (\overline{l_1 + l_2}) e 2 B_2 \tag{21}$$

la variance $\overline{\Delta i^2}$ de ce courant peut être calculée en supposant que les électrons ont une répartition de Poisson à la sortie du détecteur

$$\overline{\Delta i^2} = (e 2 B_2)^2 \overline{\Delta (l_1 + l_2)^2} \tag{22}$$

Si la distribution des électrons suit la loi de Poisson

$$\overline{\Delta (l_1 + l_2)^2} = (\overline{l_1 + l_2}). \tag{23}$$

On en déduit que

$$\overline{\Delta i^2} = (e 2 B_2)^2 (\overline{l_1 + l_2}) \tag{24}$$

soit $\overline{\Delta i^2} = 2 B_2 e \bar{i}$ (25)

Or la puissance de signal est proportionnelle à

$$[\bar{l}_2 e 2 B_2]^2 \tag{26}$$

La puissance de bruit de fluctuation est proportionnelle à

$$\overline{\Delta i^2} = (2 e B_2)^2 (\overline{l_1 + l_2}) \quad (27)$$

On en déduit que η rapport signal à bruit est tel que

$$\eta = \frac{(\overline{l_2})^2}{\overline{l_1 + l_2}} \quad (28)$$

or

$$\overline{l_1} = \overline{n_1} q \frac{1}{2 B_2} \quad (29)$$

$$\overline{l_2} = \overline{n_2} q \frac{1}{2 B_2}$$

d'où

$$\eta = \frac{q}{2 B_2} \frac{(\overline{n_2})^2}{(\overline{n_1 + n_2})} \quad (30)$$

On en déduit que même si $\overline{n_1} = 0$ c'est-à-dire qu'aucun bruit extérieur ne vient perturber le système, le signal sur bruit n'est pas infini. Pour un rapport η donné, le nombre de photons de signal recevable est donné par l'expression

$$n_{20} = \frac{2 \eta B_2}{q} \quad (31)$$

Si $\eta = 1$ il apparaît donc un pseudo bruit correspondant à $\frac{2 B_2}{q}$ photons par seconde soit $\frac{1}{q}$ photons par temps élémentaire.

Si $n_1 \neq 0$

$$n_2 = \frac{n_{20}}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4 n_1}{n_{20}}} \right] \quad (32)$$

Remarques

1° Si le rapport signal à bruit égale 1, si l'efficacité quantique égale 1, ce qui est évidemment la limite extrême du détecteur,

$$n_{20} = 2 B_2, \quad (33)$$

c'est-à-dire 1 photon par temps élémentaire. Tout se passe comme si la fluctuation d'arrivée des photons produisait un bruit équivalent à 1 photon de bruit par temps élémentaire.

On retrouve la même limite indiquée par ailleurs du bruit des amplificateurs conservant la phase.

2° Si $q = 1$ l'hypothèse faite d'électrons arrivant en loi de Poisson sur l'amplificateur de bande B_2 impose une arrivée des photons sur le détecteur suivant également une loi de Poisson. Ce qui revient

à dire que si n représente le nombre moyen de photons par seconde,

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} \quad (34)$$

Or cette formule est incomplète si l'on se rapporte à la statistique de Bose-Einstein réglant les flux des particules indiscernables qui indique une formule en

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{n} \left(1 + \frac{\overline{n}}{g} \right) \quad (35)$$

où g est le nombre de cellules dans l'espace des phases correspondant au rayonnement considéré [6].

Il y a là un problème que nous n'aborderons pas. Nous supposons que la statistique de Poisson reste valable même si g est faible.

3.3.4. *Influence sur la transmission d'information*

D'après SHANNON, le rapport d'information en bits par seconde égale

$$I_0 = B \log (1 + \eta) \quad (36)$$

où B est la bande du système, η le rapport signal à bruit. Un même rapport d'information en optique ou en radio, pour une même bande passante d'information conduit évidemment au même rapport signal à bruit; donc finalement à un même rapport du nombre de photons de signal au nombre de photons de bruit pendant le temps élémentaire d'un échantillon. La valeur d'énergie d'un photon étant proportionnelle à la fréquence, il en résulte que la puissance reçue nécessaire en optique est 10^5 fois plus grande qu'en radioélectricité pour un même rapport d'information.

Ceci semble en contradiction avec l'annonce de transmissions optiques sur des distances « spatiales ».

Il n'en est rien car ces possibilités sont dues essentiellement à la très grande directivité des antennes optiques.

3.4. TRANSMISSION D'INFORMATION A GRANDE DISTANCE

Il est facile de calculer les relations entre les paramètres d'une transmission optique ou radioélectrique entre deux aériens de même surface A .

Si :

- A est la surface des deux aériens
- P_0 la puissance d'émission
- ν la fréquence porteuse, λ la longueur d'onde
- η le rapport signal à bruit à la réception après détection
- B la bande passante video
- q l'efficacité quantique du détecteur

on calcule facilement la relation

$$P_0 = \frac{2 B \eta}{q} hc \lambda \frac{R^2}{A^2} . \quad (37)$$

Toutes choses égales par ailleurs P_0 décroît comme λ .

Application :

$$B = 4 \cdot 10^3 \text{ Hz}$$

$$\eta = 10^2$$

$$q = 0,2$$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ joule par seconde}$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$\lambda = 10^{-6} \text{ m}$$

$$R = 5 \cdot 10^{11} \text{ m}$$

$$A = 1 \text{ m}^2$$

transmission
d'une voie
téléphonique
terre-mars

on calcule $P_0 = 0,2$ watt.

La puissance trouvée n'est pas loin de celle rayonnée par les masers optiques continus. Cette facilité d'émission est compensée par la difficulté de pointage des aériens à 10^{-6} radians près, soit au 1/10 de seconde d'arc.

La formule précédente est à rapprocher de celle

donnant le transmission radioélectrique

$$P_0 = 2 B \eta n hc \lambda \frac{R^2}{A^2} \quad (38)$$

où n est le nombre de photons de bruit par temps de résolution de l'amplificateur.

Si on suppose $n = 5$ la même transmission que précédemment réclamerait une puissance moyenne de 20 kW pour $\lambda = 0,1$ mètre.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] GRIVET P. et BLAQUIERE A. — Le bruit de fond. Masson et Cie, p. 323.
- [2] Principles of microwave circuits. M.I.T. Radiation Laboratory Series vol. 8 p. 130.
- [3] Microwave antenna theory and design. M.I.T. Radiation Laboratory series vol. 12, p. 2.
- [4] SIEGMANN A.E. — Zero point energy as the source of amplifier noise. *P.I.R.E.* Mars 61, vol. 49, n° 3 p. 633-634.
- [5] HEFFNER H. — The physical aspects of low noise electronics. Fifth AGARD Avionics Panel. Low noise electronics (Juillet-Août 1962).
- [6] FELLGETT P., JONES R.C., TWISS R.Q. — Fluctuations in photon streams, *Nature*, 26 septembre 1959.

ONDES LONGITUDINALES DANS UN PLASMA STATIONNAIRE EN L'ABSENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

PAR

V. GLAUDE et Dr F. J. YOUNG
Carnegie Institute of Technology
Pittsburgh, Pennsylvania, U.S.A.

1. Introduction

Plusieurs auteurs [1, 2, 3] ont déjà traité le problème des ondes de mouvement des particules chargées dans un plasma. Il semble cependant intéressant d'attirer l'attention sur les faits suivants :

Aux fréquences basses, il n'est pas très correct de parler d'ondes purement ioniques. En effet, les vitesses des deux fluides de particules, électrons et ions, sont du même ordre de grandeur. Par conséquent, il vaudrait mieux distinguer ces ondes en les qualifiant d'ondes acoustiques ou de dilatation.

D'un autre côté, aux fréquences plus élevées, l'apparition d'ondes purement ioniques ou purement électroniques est caractérisée essentiellement par la fréquence électronique de plasma [1]. A ces fréquences d'ailleurs, les deux ondes sont coexistantes.

Afin de ne pas alourdir le texte nous renvoyons le lecteur à la fin de l'article, pour la définition de nos notations.

Le système d'unités utilisé est le système GIORGI rationalisé.

2. Equation de dispersion

Le calcul de la constante de propagation peut être fait à partir des équations de la magnétohydrodynamique couplées aux équations de Maxwell.

Ces équations peuvent être linéarisées puisque nous nous intéressons aux perturbations infinitésimales provoquées par une action extérieure de faible amplitude.

Pour simplifier et sans que la généralité des conclusions en soit en fait affectée, nous considérons le

modèle suivant : Le plasma, complètement ionisé, est constitué de deux fluides obéissant à la loi des gaz parfaits. Les échanges d'énergie entre ces deux gaz se font d'une manière adiabatique. Nous négligeons donc les termes de viscosité dans l'équation de mouvement et gardons les termes d'interactions dus aux collisions entre les particules des deux fluides. Enfin, nous supposons que le plasma est localement électriquement neutre, et est formé de protons et d'électrons à la même température stationnaire.

On peut donc écrire :

a) les équations de NAVIER-STOKES

$$\mathcal{N}_i m_i \frac{\partial \vec{V}_i}{\partial t} = \mathcal{N}_i e \vec{E} - \vec{\nabla} p_i + \vec{P}_{ie} \quad (1)$$

$$\mathcal{N}_e m_e \frac{\partial \vec{V}_e}{\partial t} = - \mathcal{N}_e e \vec{E} - \vec{\nabla} p_e + \vec{P}_{ei} \quad (2)$$

b) les équations de continuité de la masse

$$\frac{\partial \mathcal{N}_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathcal{N}_i \vec{V}_i = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathcal{N}_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathcal{N}_e \vec{V}_e = 0 \quad (4)$$

c) les équations d'état des deux fluides

$$p_i = \mathcal{N}_i K T_i \quad (5)$$

$$p_e = \mathcal{N}_e K T_e \quad (6)$$

d) les équations d'échanges d'énergie

$$\mathcal{N}_i T_i^{-\frac{1}{\gamma-1}} = C_i \quad (7)$$

$$\mathcal{N}_e T_e^{-\frac{1}{\gamma-1}} = C_e \quad (8)$$

e) les équations de MAXWELL

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (9)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + e (\mathcal{N}_i \vec{V}_i - \mathcal{N}_e \vec{V}_e) \quad (10)$$

Pour traduire les interactions entre les deux fluides de particules, nous nous limiterons aux termes de relaxations du premier ordre dans la fonction de distribution des particules. Ces termes traduisent les échanges de quantité de mouvement [4].

$$\vec{P}_{ie} = -\vec{P}_{ei} = -v m_e \mathcal{N}_e (\vec{V}_i - \vec{V}_e) \quad (11)$$

Les hypothèses de perturbations infinitésimales nous permettent de simplifier les équations du problème. D'autre part, en vue de mettre en évidence les équations de propagation, nous réécrivons ces équations sous une autre forme. Enfin nous prendrons, comme système d'axes de coordonnées rectangulaires, un système de référence cartésien du laboratoire.

L'axe des \vec{z} est dans la direction de propagation suivant laquelle se produit le mouvement des particules.

Tout d'abord, du fait de la perturbation autour de l'équilibre stationnaire, nous avons :

$$\mathcal{N}_i = N_0 + n_i \quad (12)$$

$$\mathcal{N}_e = N_0 + n_e \quad (13)$$

Des équations 3, 4, 5, 6, 7, 8, 10, 11, nous obtenons

$$\vec{\nabla} p_i = K \gamma T_0 \vec{\nabla} n_i = m_i A_i^2 \vec{\nabla} n_i \quad (14)$$

$$\vec{\nabla} p_e = K \gamma T_0 \vec{\nabla} n_e = m_e A_e^2 \vec{\nabla} n_e \quad (15)$$

Nous aboutissons donc au système suivant, faisant l'hypothèse d'une perturbation sinusoïdale de pulsation ω

$$j \omega W_i = \frac{e}{m_i} E_z - v \frac{m_e}{m_i} (W_i - W_e) + j k^2 \frac{A_i^2}{\omega} W_i \quad (16)$$

$$j \omega W_e = -\frac{e}{m_e} E_z + v (W_i - W_e) + j k^2 \frac{A_e^2}{\omega} W_e \quad (17)$$

$$0 = j \omega \varepsilon_0 E_z + N_0 e (W_i - W_e) \quad (18)$$

$$0 = -j \omega \mu_0 H_z \quad (19)$$

A partir de 16, 17, 18 nous obtenons :

$$W_i \left[1 - \frac{\omega_{p_i}^2}{\omega^2} - k^2 \frac{A_i^2}{\omega^2} - j \frac{v m_e}{\omega m_i} \right] + W_e \left[\frac{\omega_{p_i}^2}{\omega^2} + j \frac{v m_e}{\omega m_i} \right] = 0 \quad (20)$$

$$W_i \left[\frac{\omega_{p_e}^2}{\omega^2} + j \frac{v}{\omega} \right] + W_e \left[1 - \frac{\omega_{p_e}^2}{\omega^2} - k^2 \frac{A_e^2}{\omega^2} - j \frac{v}{\omega} \right] = 0 \quad (21)$$

Pour alléger la formulation, introduisons le changement de variables suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} X_e = \frac{\omega_{p_e}}{\omega} \\ X_i = \frac{\omega_{p_i}}{\omega} \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} X_i = X_e M^{1/2} \\ M = \frac{m_e}{m_i} \ll 1 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Z_e = \frac{v}{\omega} \\ Z_i = \frac{v m_e}{\omega m_i} = M Z_e \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \xi_e^2 = \frac{A_e^2}{c^2} \\ \xi_i^2 = \frac{A_i^2}{c^2} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_e^2 = \frac{K T_0 \gamma}{m_e} \\ A_i^2 = \frac{K T_0 \gamma}{m_i} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} A_i^2 = M A_e^2 \\ \xi_i^2 = M \xi_e^2 \end{array} \right.$$

Posons enfin $n = \frac{kc}{\omega}$ (indice de réfraction de l'onde électromagnétique).

Nous prendrons comme paramètre inconnu $\xi_e^2 n^2 = a$ et comme paramètre connu

$$z = X_e^2 + j Z_e$$

Pour que le système d'équations (20) et (21) admette une solution non triviale, il faut que :

$$M a^2 - (1 + M - 2 M z) a + 1 - z(1 + M) = 0 \quad (22)$$

qui est l'équation de dispersion.

Nous pouvons négliger M devant 1

(22) admet comme solution, en négligeant $4M$ devant 1

$$\xi_i^2 n^2 = \frac{1 - 2Mz \pm \sqrt{1 + 4M^2 z^2}}{2} \quad (23)$$

En fonction des paramètres initiaux nous obtenons

$$k^2 \frac{A_i^2}{\omega^2} = \frac{1 - 2\left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}\right) \pm \sqrt{1 + 4\left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}\right)^2}}{2} \quad (24)$$

Le rapport des vitesses des particules peut s'écrire

$$\frac{W_e}{W_i} = 1 - \frac{1 - k^2 \frac{A_i^2}{\omega^2}}{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{vM}{\omega}} \quad (25)$$

3. Discussion de l'équation de dispersion : existence des ondes

Nous admettons que la fréquence électronique de plasma est beaucoup plus élevée que la fréquence de collision des particules ; en d'autres termes

$$\omega_{pe} > \nu$$

ou $\omega_{pi} > \nu M$ ou encore $\omega_{pe} > \omega_{pi} > M\nu$

3.1. Aux très basses fréquences $\omega_{pi} > M\nu > \omega$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{A_i^2 k_+^2}{\omega^2} &= \frac{1}{2} \\ \frac{A_i^2 k_-^2}{\omega^2} &= -2 \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{vM}{\omega} \right) \end{aligned} \right. \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{W_e}{W_i} \right)_+ &= 1 \\ \left(\frac{W_e}{W_i} \right)_- &= -1 \end{aligned} \right. \quad (27)$$

L'approximation faite dans ce calcul consiste à négliger 1 devant

$$4 \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right)^2$$

dans l'expression (24).

Nous avons donc une onde non amortie (26) où la vitesse [2] de propagation est égale au produit par $\sqrt{2}$ de la vitesse du son dans le gaz d'ions. Les deux fluides ont la même vitesse de déplacement. Nous avons donc bien une onde acoustique.

Une deuxième onde apparaît (27) dont la vitesse de propagation est pratiquement nulle et qui est fortement amortie. Comme le rapport $\left(\frac{W_e}{W_i} \right)_- = -1$

nous avons encore là une onde acoustique.

Le cas où $\omega_{pi} > \omega > M\nu$ est identique au précédent et nous ne le distinguerons pas.

3.2. Cas où $\omega > \omega_{pi} > M\nu$

$$\frac{A_i^2 k^2}{\omega^2} = \frac{1 - 2\left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}\right) \pm \left[1 - 2\left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}\right)^2 \right]}{2} \quad (28)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{A_i^2 k_+^2}{\omega^2} &= 1 - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) + \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right)^2 \\ &\neq 1 - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) \\ \left(\frac{W_e}{W_i} \right)_+ &= \left(\frac{A_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) \neq 0 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Nous avons donc ici une onde ionique puisque $\frac{W_e}{W_i}$ tend vers zéro.

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{A_i^2 k_-^2}{\omega^2} &= - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right)^2 \\ \left(\frac{W_e}{W_i} \right)_- &= - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) - \frac{1}{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}} \end{aligned} \right. \quad (30)$$

Dans ce dernier cas il convient de revenir sur les approximations que nous avons faites dans (22) et (23). Nous avons négligé en effet les termes m et $-4M$ devant 1, approximation valable dans tous les autres cas. $\frac{A_i^2 k_-^2}{\omega^2}$ tendant vers zéro dans la situation actuelle, il faut tenir compte de ces termes. Par conséquent, nous obtenons en reprenant l'équation (22) avec tous ses termes

$$\frac{A_i^2 k^2}{\omega^2} = \frac{1 - M - 2Mz \pm \sqrt{1 + M^2 - 2M + 4M^2 z^2}}{2}$$

en négligeant le terme M^2 et en développant le radical nous obtenons

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{A_i^2 k^2}{\omega^2} &= M \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) - \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right)^2 \\ \left(\frac{W_e}{W_i} \right)_- &= \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega} \right) \frac{1 - M}{\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} + j \frac{Mv}{\omega}} \end{aligned} \right. \quad (31)$$

Nous avons alors une onde électronique [2] puis-
que $\frac{W_e}{W_i}$ tend vers l'infini.

La fréquence de la perturbation extérieure étant donnée, les deux ondes sont coexistantes ; et quand elle augmente indéfiniment les vitesses de phase tendent respectivement vers :

$$\begin{cases} W_i = A_i & \text{pour l'onde ionique} \\ W_e = A_e & \text{pour l'onde électronique} \end{cases} \quad (32)$$

On peut remarquer deux résonances. Elles se produisent quand la fréquence de l'excitation est égale soit à la fréquence ionique soit à la fréquence électronique de plasma.

4. Conclusion

Le calcul précédent a montré que d'une part aux très basses fréquences nous obtenons des mouvements d'ensemble des deux fluides de particules que d'autre part, et à mesure que la fréquence augmente, deux oscillations coexistantes apparaissent, d'un caractère individuel pour chacun des deux fluides.

Il ne semble donc pas justifié de considérer que la masse des ions soit un paramètre à retenir dans l'étude de leur déplacement comparativement au fait que la fréquence augmente.

Un fait particulièrement intéressant à constater est le signe de la phase des deux mouvements. Dans le cas de l'onde ionique pure, et en négligeant le rapport $j \frac{M v}{\omega}$, les mouvements sont en phase. Ceci indique que les électrons ont tendance à suivre les ions dans leur déplacement. Dans le cas de l'onde électronique pure, les phases du mouvement des particules sont de signe contraire : ce qui indique que les ions suivent les électrons avec un retard de π . On voit donc qu'il y a un couplage entre les deux fluides dû aux forces électrostatiques. Ces faits laissent entrevoir l'impossibilité de provoquer une oscillation d'un fluide sans provoquer celle de l'autre en même temps.

Ces mêmes forces électrostatiques de rappel devraient expliquer également le mouvement d'ensemble des deux fluides aux fréquences basses.

Notations

L'indice 0 se rapporte aux quantités stationnaires. Les indices i ou e se rapportent aux protons ou aux électrons.

N densité locale de particules.

m masse d'une particule.

\vec{V} vecteur vitesse.

W composante de la vitesse suivant l'axe des \vec{z}
 e charge électrostatique de l'électron.

\vec{E} champ électrique de l'onde électromagnétique.

p pression du fluide.

\vec{P} échange de quantité de mouvement due aux collisions.

K constante de Boltzmann.

T température du gaz.

γ rapport des chaleurs spécifiques à pression et à température constantes.

ω_p fréquence de plasma.

C constante de la loi d'échanges adiabatiques d'énergie.

\vec{H} champ magnétique de l'onde électromagnétique.

ν fréquence de collisions.

k constante de propagation de l'onde électromagnétique.

A vitesse du son dans un fluide (avec échanges adiabatiques).

N_0 densité stationnaire de particules.

c vitesse de la lumière dans le vide.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TANENBAUM B.S. — Dispersion relations in a stationary plasma. *AFCRL* 43, January 1961, Interim Report 3.
- [2] PAI S.I. — The wave motion of small amplitude in a fully ionised plasma. Part. 1. Without external magnetic field, Techn. note N° BN 191. AFOSR TN 59-1271.
- [3] YOSHISUKE Hata and NORIYOSHI Sato. — The experimental study on the ionic wave in the dark plasma. Proceedings Fifth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961.
- [4] DELCROIX J.L. — Introduction à la théorie des gaz ionisés Monographie Dunod.

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCES

par rapport à l'Atomichron n° 107 du C.N.E.T.
en 10^{-10}

Moyennes journalières pour l'intervalle
de 24 heures centré sur 3 h T.U.

Octobre 1962	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz	NLK 18,6 kHz	NPM 19,8 kHz	NSS 22,3 kHz
1	-126,6	-129,8	—	—	-129,7	-127,7
2	-127,7	-129,0	-128,2	-131,0	-126,3	-127,3
3	-128,1	-128,7	-127,2	-127,5	-127,0	-127,8
4	-127,1	-128,8	-128,0	-126,2	-127,4	-129,3
5	-125,3	-127,4	-128,3	-126,7	-127,7	-127,6
6	-126,9	-127,5	-127,7	-126,4	-126,8	-126,9
7	-126,3	-127,5	-128,1	-126,8	-128,1	-128,1
8	-126,9	-127,0	-126,7	-125,8	-126,7	-129,0
9	-127,0	-129,0	-127,2	-127,5	-127,7	-129,2
10	-126,5	-127,8	-127,3	-126,2	-128,5	-128,2
11	-129,7	-128,8	-126,9	—	-127,4	-127,0
12	-127,2	-128,9	—	—	—	-126,6
13	-125,4	-128,2	-129,3	—	-128,1	-125,9
14	-127,3	-127,3	-126,5	—	-126,0	-125,9
15	—	-127,6	-126,7	—	-126,8	-126,4
16	—	-128,1	-127,0	—	-126,8	—
17	-127,0	-128,3	-127,6	-127,2	-128,5	—
18	—	—	—	—	—	—
19	-126,7	-129,2	-129,2	—	—	-126,9
20	-127,3	-128,9	-127,7	-126,3	-129,1	-126,5
21	-127,5	-129,4	-127,7	-126,0	-128,9	-127,0
22	-127,5	-129,8	-127,2	-125,7	-130,0	-129,2
23	—	-132,6	-127,6	—	—	-127,0
24	-128,4	-128,5	-127,6	-127,3	-127,5	-129,2
25	—	-128,0	-127,0	-127,8	-128,5	-127,6
26	—	-128,0	-127,8	-128,0	-128,0	-128,1
27	-125,3	-128,5	—	-127,2	-127,3	-126,1
28	-124,6	-127,5	-126,1	—	-126,6	—
29	-124,2	—	-128,6	-127,0	-127,9	-127,3
30	-126,6	—	-127,4	-127,1	-127,1	-127,4
31	-124,0	—	-126,5	—	—	-128,0

— Une correction de -74.10^{-10} est appliquée à la fréquence de l'Atomichron.

— Cf. Onde Electrique, novembre 1960, p. 853, et janvier 1961, p. 81.

L'USINE DE CAEN DE LA RADIOTECHNIQUE

Dans le cadre de son plan de décentralisation, la Radiotechnique décida, en 1957, d'établir à Caen un centre de fabrication pour les diodes et les transistors. L'usine fut construite par tranches successives, à mesure que se développait le marché des semiconducteurs. Elle couvre aujourd'hui plus de 20 000 m² et emploie près de 2 000 personnes. Ateliers, qui vont bientôt fêter le 100 millionième semiconducteur fabriqué et laboratoires, tout nouvellement créés, où sont étudiées les techniques et les matériaux futurs, y voisinent agréablement.

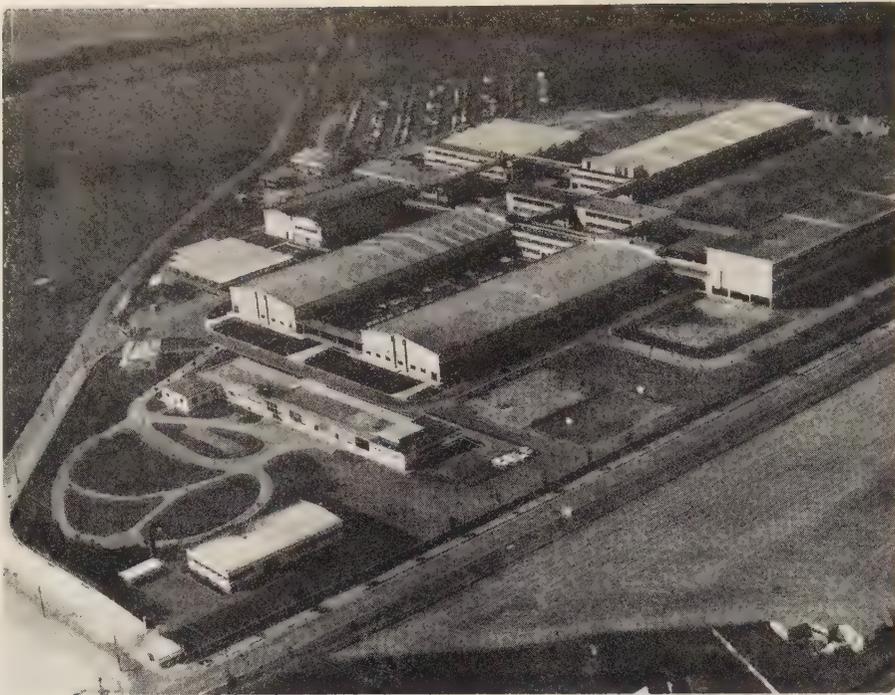
La poussière étant l'ennemie des transistors, de puissantes installations renouvellent trois fois par heure l'air des ateliers où les ouvrières ne travaillent qu'en blouses de nylon, et souvent en gants blancs. Certains locaux même ont été intégralement climatisés notamment l'un des trois grands halls de production ; cependant bon nombre d'opérations délicates doivent être encore effectuées dans des mélanges gazeux spéciaux.

L'usine possède en outre d'importantes installations pour la fabrication, avec le degré de qualité nécessaire, de l'hydrogène par électrolyse de l'eau, le stockage de l'oxygène, de l'hydrogène et de l'azote, la déminéralisation de l'eau nécessaire à certaines opérations de fabrication.

Les laboratoires de recherches, dont un bâtiment à part mais très proche du reste de l'usine, font porter leurs investigations sur la physique de l'état solide, sur les nouveaux matériaux, sur la création de types de diodes et de transistors aux performances toujours plus poussées aussi bien du côté de la rapidité que de la puissance, des hautes températures que de la microminiaturisation ou des circuits intégrés.

Ce laboratoire de recherches est complété par un laboratoire de mesures électriques où sont notamment effectués la mise au point des appareils de mesure utilisés dans toute l'usine, et un laboratoire « Qualité » dont le rôle est de prendre à l'égard des services de fabrication l'attitude d'un client particulièrement exigeant. L'emploi de méthodes statistiques complexes lui permet, à partir de simples sondages, de fournir des renseignements valables pour l'ensemble d'une fabrication.

Les semiconducteurs sont constitués à partir du germanium ou du silicium d'une extraordinaire pureté qu'aucun procédé chimique ne permettrait d'atteindre (1 atome d'impuretés pour 200 millions d'atomes de métal) : c'est donc la délicate méthode



Usine de fabrication de semi-conducteurs (Documentation "La Radiotechnique").

physique dite « de fusion de zone » qui est utilisée. Une nouvelle fusion à 960 °C permet de transformer le métal polycristallin en monocristal et d'y introduire la quantité d'impuretés qui lui donnera ses propriétés semiconductives (1 atome dopeur pour 10 millions d'atomes de métal).

Le métal est tronçonné, poli, découpé, aminci chimiquement à quelques centièmes de millimètres d'épaisseur. Les plaquettes sont contrôlées électriquement et triées par des machines entièrement automatiques à cadence rapide (3 600 plaquettes à l'heure) au micron près.

Dans la fabrication de transistors professionnels de grandes précautions sont prises en faveur de la qualité : l'atmosphère de l'atelier de fabrication est intégralement climatisée, l'automatisation de nombreux postes de travail et même de chaînes de montage entières permet d'atteindre une extrême régularité dans la qualité. A côté des transistors classiques par alliage, destinés par exemple à des calculateurs sont fabriqués des transistors MESA ; ici, l'échelle est encore plus réduite que pour les transistors classiques, puisque d'une plaquette de silicium, dont le diamètre est de 20 millimètres, on tire 500 transistors. Il va sans dire que le microscope et le micromanipulateur sont ici les principaux instruments de travail.

L'atelier de fabrication des diodes, conçu pour les très grandes séries, possèdent en particulier des chaînes de montage automatique.

Au « deuxième contrôle », aboutissent tous les produits fabriqués par l'usine de Caen. Quelques jours ou quelques semaines après leur fabrication, leur stabilité dans le temps est contrôlée, de même que leurs caractéristiques électriques sont vérifiées comme correspondant parfaitement aux différents besoins de la clientèle, avant de lui être livrés.

CHALUMEAU A PLASMA HAUTE FRÉQUENCE

C'est dans le stand CSF de la 59^e Exposition de Physique qu'a été montré pour la première fois au public un chalumeau à plasma, identique à celui qui vient d'être installé au Centre d'Etudes de Chimie Métallurgique du CNRS à Vitry-sur-Seine. Les caractéristiques originales de ce nouvel appareil mettent désormais les hautes et très hautes températures à la disposition de l'industrie.

Le chalumeau a été conçu et réalisé, en étroite association, par le département Haute Fréquence de la Société de Traitements Electrolytiques et Electrothermiques (STEL) et une équipe de chercheurs du Laboratoire des Hautes Températures du CECM.

Le chalumeau à plasma comporte, sous sa forme élémentaire :

— un tube de quartz de diamètre compris entre 20 et 60 mm, alimenté à une extrémité, côté tête de chalumeau, par un gaz convenable : argon, hélium, oxygène, azote..., etc. ou par un mélange de ces gaz (air comprimé, azote hydrogéné... etc.).

Le débit de fluide est lui-même réglable par un manodétendeur et son écoulement peut être asservi à une électrovalve commandée par la minuterie de temporisation de l'appareil.

Le tube de quartz est ouvert à l'autre extrémité où peuvent être disposés, sur un montage adéquat, les divers matériaux à traiter.

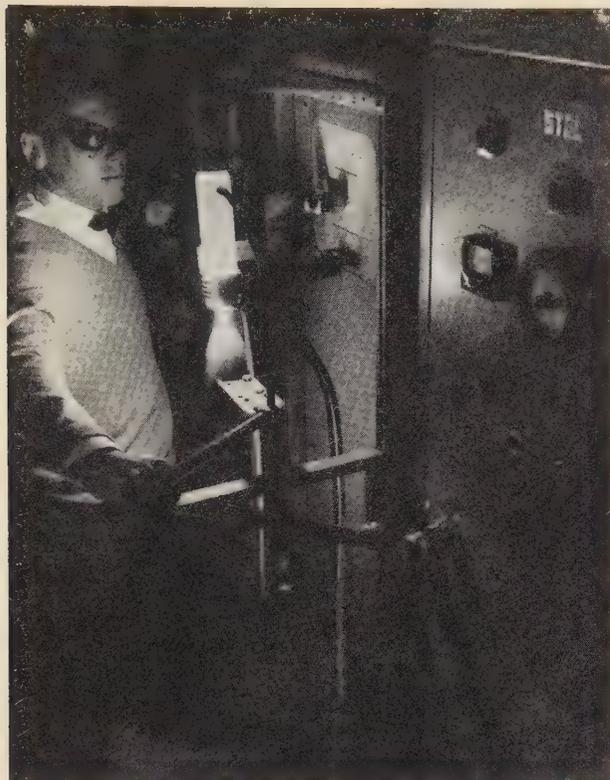
(Dans certaines opérations le tube de quartz transparent peut être remplacé par une enceinte à double paroi, refroidie, soit par argon, soit par eau Brevet STEL.)

— un dispositif générateur de champ électromagnétique au sein du plasma constitué par des électrodes Hautes Fréquences extérieures et concentriques au tube de quartz avec lequel ce dispositif est étroitement couplé.

Sous une forme plus évoluée, un mode d'excitation auxiliaire par courant continu ou alternatif 50 périodes, peut être adjoint au dispositif d'excitation Haute Fréquence de la torche.

— un dispositif préionisateur destiné à créer l'ionisation préalable du milieu gazeux. Ce dispositif est avantageusement constitué par une tige de graphite ou de métal réfractaire : molybdène, tungstène. Immédiatement après amorçage, le « starter » est retiré de l'enceinte, le plasma s'entretenant de lui-même si le débit gazeux est maintenu dans les limites convenables (5 à 35 litres/minute).

Il est intéressant de souligner que, moyennant quelques aménagements, la torche à plasma Haute-Fréquence peut être rendue portable, sous réserve que son éloignement du générateur ne dépasse pas 1,50 à 2 mètres.



Fusion de Zircône (2.700°C) au chalumeau à plasma dans un laboratoire du C.N.R.S. (cliché C.S.F. Georges Bru").

Caractéristiques techniques du générateur : (type 12 062 PL STEL)

- Puissance H.F. : 12 kW en régime permanent.
Puissance maximale dans le plasma : 11 kW.
- Fréquence : 3 à 8 kHz (la fréquence moyenne du générateur dépend, dans une certaine mesure, de la nature du gaz et des dimensions de l'enceinte de quartz ou de pyrex utilisé).
- Alimentation : 220 V triphasé 50 Hz.
- Consommation : 25 kVA à pleine charge.
- Refroidissement : eau de ville à 8 litres/minute pour l'oscillatrice et le circuit oscillant, 2 litres/minute environ pour les électrodes H.F.

Il est à remarquer que dans le chalumeau STEL/CNRS :

- Le plasma est créé par des courants HF induits dans le fluide plasmagène qui n'est ainsi en contact avec aucune électrode. Il est en effet bien connu que ce sont ces électrodes qui contaminent le plasma dans les systèmes classiques à arc ou UHF. La « flamme » de l'appareil STEL/CNRS est *absolument pure*.
- Le traitement thermique des matériaux peut être réalisé dans des enceintes de dimensions importantes.
- Les températures utilisables atteintes vont de 3 000 à 10 000 °K — 15 000 °K dans l'axe.

- La vitesse du jet est réduite : quelques mètres/seconde, ce qui est d'une importance capitale dans certaines applications.
- Enfin le four à plasma STEL/CNRS, à la suite de perfectionnements récents, peut être alimenté en courant industriel continu ou alternatif, sans limite de puissance, superposé à une modeste puissance HF. De ce fait, l'emploi du four à plasma STEL/CNRS, déjà peu onéreux en laboratoire (même alimenté en HF seule) devient industriellement possible dans d'excellentes conditions d'économie.

Applications possibles du chalumeau à plasma

Les applications actuellement évidentes sont nombreuses sur le triple plan de la recherche expérimentale, du développement et de la production :

- préparation de métaux et alliages à haut point de fusion dont l'extrême pureté est essentielle : chrome, niobium, tantale, molybdène, tungstène, etc ;
- traitement thermique d'oxydes hautement réfractaires : alumine, zircône, magnésie, thorine... ainsi que des carbures, nitrures, borures et cermets ;
- tirage de monocristaux ;
- sphérolisation de poudres réfractaires ;
- analyse spectrale fine, etc.

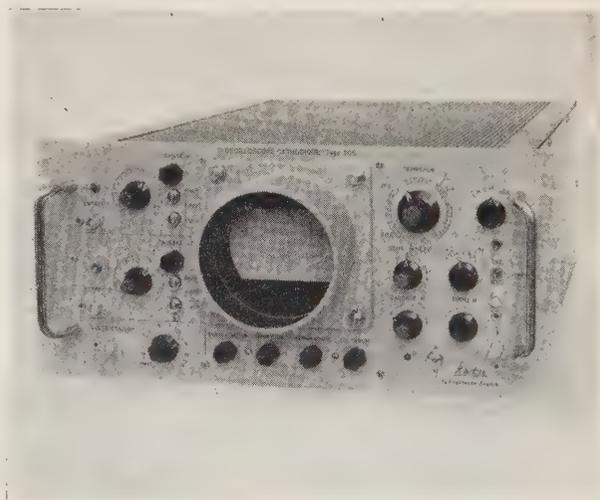
A noter enfin l'immense intérêt des synthèses minérales et organiques prévisibles.

Les premiers résultats obtenus en laboratoire montrent que cette nouvelle technique de production des très hautes températures est susceptible de faire rapidement progresser diverses branches de la Physique, de la Chimie ainsi que certaines Industries d'avant-garde.

« OSCILLOSCOPE A DEUX FAISCEAUX — type 306-KATJI »

Un nouvel oscilloscope transistorisé à performances élevées a été présenté à la dernière Exposition de Physique : il s'agit de l'oscilloscope à deux faisceaux — type 306 — fabriqué en France par KATJI.

Il est équipé d'un tube cathodique de 125 mm, à deux canons, avec tension d'accélération de 10 kV. La base de temps permet d'obtenir une durée de balayage réglable de $0,5 \text{ s/cm}$, à $0,5 \mu\text{s/cm}$, avec une possibilité d'expansion permettant d'atteindre la durée de $0,1 \mu\text{s/cm}$. Les deux voies sont identiques et ont une sensibilité réglable de $0,05 \text{ V/cm}$ à 20 V/cm pour une bande passante de 0 à 15 MHz.



Les principaux avantages de cet appareil sont :

- une réduction de poids, d'encombrement et de consommation vis-à-vis d'un oscilloscope de mêmes performances non transistorisé (poids : 15 kg ; encombrement : hors tout : hauteur 220 mm, largeur 482 mm ; profondeur 640 mm) ;
- de grandes simplifications d'exploitation ;
- une présentation en rack qui permet : soit de l'incorporer dans des baies de mesure (sans que sa dissipation gêne le fonctionnement des autres unités de la baie) ; soit de le placer dans un capot de protection muni de poignées. On obtient alors un

oscilloscope portable, trouvant son utilisation en laboratoire mais aussi en chantier, où ses caractéristiques de poids et de consommation deviennent spécialement avantageuses, puisque l'alimentation sur batterie d'accumulateurs est possible (consommation : 120 W).

NOUVEAUX ACCESSOIRES DES ANALYSEURS « INTERTECHNIQUE »

Les analyseurs 400 - 1 024 - 4 096 canaux, fabriqués par INTERTECHNIQUE, ont été présentés à l'Exposition de Physique 1962, dotés d'un grand nombre d'accessoires nouveaux.

Pour les analyseurs d'amplitude 400 canaux, existant en version à 10^5 ou 10^6 coups par canal :

— Châssis d'aiguillage AP 17

Cet accessoire permet l'utilisation d'un seul analyseur avec 4 détecteurs simultanés, les signaux étant aiguillés dans les sous-groupes correspondants, à l'exception des signaux en coïncidence qui sont rejetés.

Une autre alternative consiste, avec deux détecteurs seulement, à orienter dans un sous-groupe la somme des impulsions en coïncidence.

Chaque voie comporte un amplificateur linéaire de gain réglable et un seuil ajustable.

— Bloc imprimant rapide

Cette machine parallèle permet l'impression des canaux à la vitesse de 5 canaux par seconde. Tous les circuits sont à semi-conducteurs.

Les analyseurs peuvent, avec les convertisseurs BK 20, être équipés de même des machines Addo (additionneuse), IBM (tabulatrice), Lorenz (perforatrice à 7 canaux par seconde).

— Calculateur intermédiaire à ruban magnétique

Le transfert des résultats de la mémoire magnétique sur le ruban magnétique et inversement, à une vitesse de 100 canaux par seconde ajoute aux analyseurs les performances suivantes :

a) Evacuation ultra-rapide pour mesures de spectres successifs d'états à vie courte (5 secondes pour 400 canaux).

b) Multiplication et division d'un spectre par une constante.

c) Addition (ou soustraction) après stockage de deux (ou plus) spectres stockés.

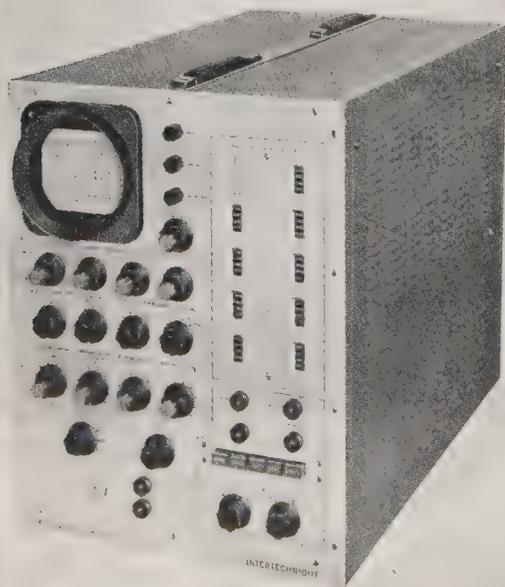


FIG. 1.

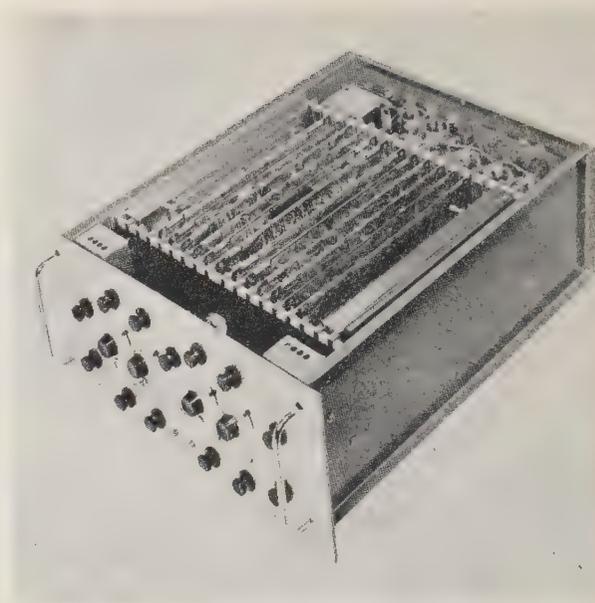


FIG. 2.

d) Soustraction d'un spectre (par exemple de bruit de fond) sans immobilisation d'une fraction de la mémoire ou soustraction d'une fraction d'un spectre. Cette dernière possibilité évite les fluctuations statistiques dues à la soustraction du bruit de fond.

e) Analyse de spectres complexes à partir de spectres de référence.

— Alimentation V 20

L'alimentation THT 2 000 V 1mA à semiconducteur peut être incluse dans les analyseurs avec une stabilité de 10^{-4} et un coefficient de température de $2 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}$.

Pour les blocs mémoires 1 024 et 4 096 canaux (fig. 1).

— Biconvertisseur (fig. 2)

Ce châssis contient deux convertisseurs pour les analyses de phénomènes corrélés.

Chaque convertisseur a tous les contrôles et les performances du convertisseur des analyseurs SA 40, mais utilise 32, 64, 128, 256 ou 512 canaux pour l'amplitude totale.

Les informations sont stockées en corrélation ou non, et avec des combinaisons diverses de temps mort.

— Châssis d'aiguillage à 16 ou 32 voies

Ce châssis permet d'utiliser 16 ou 32 détecteurs simultanés avec les blocs mémoires 1 024 et 4 096 canaux. Il fournit les impulsions de routage nécessaires.

— Codeur de temps de vol

Ce châssis permet d'utiliser tout ou partie de la capacité d'un bloc mémoire en analyseur de temps de vol de 1 à $32 \mu\text{s}$ par canal.

LE LOGITRON, MONITEUR INDIVIDUEL DESTINÉ A L'ENSEIGNEMENT DE LA LOGIQUE MATHÉMATIQUE EXPÉRIMENTALE

Dans le cadre de la 59^e Exposition de Physique, qui s'est tenue à Paris du 23 au 30 octobre 1962, a été présenté, sous l'égide du Centre National de la Recherche Scientifique, une méthode pédagogique nouvelle alliée à des moyens techniques nouveaux, l'ensemble constituant un véritable moniteur logique individuel : le LOGITRON.

Le LOGITRON est une matrice de commutation à éléments semiconducteurs caractérisés essentiellement par une combinaison judicieuse de magasins porte-éléments — les « logotrons » —, dont les différents modèles correspondent aux formes et aux combinaisons d'équations logiques selon l'algèbre de BOOLE, préalablement définies pour chacun d'eux et réalisées suivant trois

dimensions de programmation directe à l'aide d'éléments standards amovibles et interchangeables.

Il s'agit là d'un outil de travail remarquable à vocation pédagogique, véritable *simulateur de fonctions logiques*, qui peut être utilisé au même titre qu'une banale règle à calculs, non seulement pendant la phase d'initiation à la logique mathématique, mais encore pendant toute la durée de l'exercice d'une profession. Les équations booléennes s'élaborent de façon vivante par la mise en place ou le retrait des magasins porte-éléments adéquats, instantanément, sans fer à souder, ni tournevis, ni fiches de programmation. L'utilisateur peut ainsi les visualiser très aisément.

Le LOGITRON trouvera sa place en premier lieu dans les établissements d'enseignement et dans les centres de formation professionnelle ayant pour but de former rapidement des ingénieurs ou des techniciens logiciens. Mais il rendra également d'éminents services pour le recyclage des cadres confrontés avec la réalité technique au sein des bureaux d'études ou des laboratoires.

Il est précisé que la SOCIÉTÉ D'APPLICATIONS LOGIQUES DE L'ELECTRONIQUE, 21, rue du Luxembourg à Roubaix (Nord), a été choisie comme société pilote pour la vulgarisation et la diffusion du LOGITRON et de ses éléments.

COMMUNIQUÉS

SYMPOSIUM DU POLYTECHNIC INSTITUTE OF BROOKLYN SUR LES MASERS OPTIQUES New-York 16-18 avril 1963

Le 13^e Symposium International du Polytechnic Institute of Brooklyn aura lieu à New-York du 16 au 18 Avril 1963. Il sera consacré aux « Masers Optiques ». Les divers points qui y seront abordés porteront sur les sujets suivants :

1. Phénomènes physiques de base : dispersion, cohérence ; émission stimulée, interactions avec champs gravitationnels, etc.
2. Matériaux : Systèmes solides, liquides et gazeux ; propriétés optiques ; croissance de cristaux ; effets non linéaires ; effets magnéto-optiques et électro-optiques.
3. Configurations des masers optiques : systèmes optiques de grande efficacité ; structures résonnantes ; structures à ondes progressives, etc...
4. Applications : télécommunications, radar, astronomie, médecine, procédés industriels, etc...

Le symposium 1963 du P.I.B. est organisé par l'institut de recherches en hyperfréquences du P.I.B., avec la collaboration de l'IRE, de l'American Institute of Electrical Engineers et de la Société américaine d'optique.

S'adresser à : Symposium Committee, Polytechnic Institute of Brooklyn, 55, Johnson Street, Brooklyn 1, New York.

CINQUIÈME CONFÉRENCE INTERNATIONALE D'ÉLECTRONIQUE MÉDICALE Liège 22-26 juillet 1963

La cinquième conférence internationale d'électronique médicale aura lieu du 22 au 26 juillet 1963 au « Centre Européen des Grands Congrès », Esplanade de l'Europe, Liège, Belgique.

Le thème proposé porte sur :

LES TRANSDUCTEURS PHYSIQUES

c'est-à-dire « *Les dispositifs de traduction en quantité électrique des données physiques ou biologiques* ».

Cependant, des sessions sur des thèmes différents seront organisées par les soins du Comité du Programme, à condition qu'un nombre suffisant de manuscrits porte sur des sujets déterminés dans d'autres domaines éventuellement connexes.

Chaque communication sera suivie d'un temps de discussion libre.

Les langues officielles sont le français et l'anglais, pour lesquelles la traduction simultanée sera assurée. Selon l'importance de la participation, l'allemand pourrait également être retenu.

Une exposition commerciale sera organisée ; certaines démonstrations et une exposition scientifique sont également prévues.

Une journée est réservée pour des excursions, éventuellement avec but scientifique.

Pour tout détail supplémentaire s'adresser au Secrétariat de la conférence ; Docteur F. BOSTEM, 23, boulevard Frère-Orban, Liège, Belgique.

PREMIÈRE CONFÉRENCE INTERNATIONALE SUR LA TÉLÉMESURE Londres 23-28 septembre 1963

La première conférence internationale sur la télémessure, organisée par un comité anglo-américain, aura lieu à Londres, du 23 au 28 septembre 1963. Le comité d'organisation groupe des représentants des sociétés suivantes :

American Institute of Electrical Engineers, American Rocket Society, Institute of Aerospace Sciences, Institute of Radio Engineers, Instrument Society of America, British Institution of Radio Engineers, Institution of Electrical Engineers.

Les principaux sujets traités au cours de cette conférence auront trait aux thèmes suivants :

1. Caractéristiques des grandeurs mesurables ;
2. Transducteurs ;
3. Mise en forme des signaux avant transmission ;
4. Systèmes de transmission (y compris : codage) ;
5. Systèmes de réception et d'enregistrement ;
6. Restitution des signaux (démodulation) ;
7. Traduction des résultats, interprétation des mesures.

Les communications, qui comprendront au maximum 4 000 mots, devront parvenir au Secrétariat avant le 1^{er} mars 1963. Elles pourront être présentées en anglais, français, allemand ou russe.

S'adresser à : The Institution of Electrical Engineers, Savoy Place, London, W.C. 2.

IMEKO III

Stockholm - avril 1964

Etant donné le succès remporté en 1958 et 1961 par les deux premières conférences IMEKO qui ont eu lieu à Budapest, le comité international permanent de préparation a décidé de faire coïncider la 3^e conférence IMEKO III avec la 6^e (et déjà traditionnelle) conférence « Instruments et mesures ».

Ces deux conférences auront lieu simultanément à Stockholm, en avril 1964.

Des renseignements peuvent être fournis par : IMEKO, Secrétariat, Budapest, 5. P.O.B. 3.

1^{er} SALON INTERNATIONAL DU LIVRE ET DE LA PRESSE SCIENTIFIQUES ET TECHNIQUES

Du 22 au 31 mai 1963, aura lieu, à Paris au Grand-Palais, le 1^{er} Salon International du livre et de la Presse Scientifiques et Techniques.

Cette manifestation est organisée par le groupe des Editeurs de Livres de Sciences et de Techniques du Syndicat National des Editeurs. Des libraires spécialisés de nombreux pays ont déjà annoncé leur visite.

Des réunions sont prévues pour les ingénieurs, techniciens, industriels et professeurs venus chercher dans ce salon la documentation qui leur est indispensable. Ils réaliseront, par là même, l'importance comparée de l'édition scientifique et technique dans les différents pays du monde.

COLLOQUE DU GROUPEMENT DES ACOUSTICIENS DE LANGUE FRANÇAISE

Le Groupement des Acousticiens de Langue Française organisera à Marseille, dans les nouveaux locaux du Centre de Recherches Scientifiques et Industrielles, un colloque ayant pour thème :

« LE BRUIT DANS LES BATIMENTS A USAGE D'HABITATION ET DE BUREAUX ».

Ce colloque aura lieu les 4, 5 et 6 septembre 1963 et sera divisé en cinq sections, à savoir :

- 1) Mesures de l'isolement des bruits aériens sur les chantiers et en laboratoire.
- 2) Vibrations et bruits d'impact. Transmission et isolement antivibratiles.
- 3) Bruit des équipements propres aux bâtiments.
- 4) Réduction des bruits par traitement acoustique. Matériaux absorbants.
- 5) Gêne due aux bruits et vibrations.

Les personnes désireuses d'obtenir de plus amples renseignements devront se mettre en rapport avec : Monsieur J. PUJOLLE, Ingénieur en Chef des Télécommunications R.T.F., 1 rue Marcel Allégot, Meudon (Seine-et-Oise).

JOURNÉES EUROPÉENNES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS 1962

La F.I.T.C.E., Fédération des Ingénieurs des Télécommunications de la Communauté Européenne, a organisé à Luxembourg, du 3 au 9 septembre 1962, les premières « Journées Européennes des Télécommunications ».

Ce congrès comprenait outre les séances de commissions et l'assemblée générale, une exposition de matériel et un cycle de conférences.

L'exposition groupait le matériel le plus récent utilisé, dans les 6 pays, dans les domaines de la commutation téléphonique, du Téléx, de la transmission (sur câble et par faisceau hertzien), et de la radio mobile.

La France était représentée par le matériel le plus moderne de l'administration des P.T.T. provenant de ses différents fournisseurs. De nombreux directeurs et ingénieurs des firmes constructrices y ont rencontré leurs confrères des pays voisins, ainsi que les ingénieurs des administrations exploitantes.

S'étendant sur 1 700 m², l'exposition a accueilli, outre les congressistes, plus de 2 000 visiteurs et a remporté un grand succès.

Les conférences techniques ont également suscité un vif intérêt.

Elles ont été données par :

M. le Dr GLADENBECK (Allemagne), sur des généralités sur les systèmes de communication par satellites.

M. EMBRECHTS (Belgique) et M. CORNET (Belgique) sur deux projets de systèmes de satellites de télécommunications.

M. THUE (France) sur la mise en œuvre et les premiers résultats du projet TELSTAR.

M. BOITHIAS (France) sur la propagation troposphérique et les liaisons qu'elle permet.

M. WITERMARK (Pays Bas) sur le système d'appel sélectif des véhicules par radio « SIMOFOON ».

MM. JOUSSET et PROFIT (France) sur le concentrateur de communications téléphoniques CELTIC.

M. VAN DEN BERG (Pays Bas) sur les nouveaux systèmes néerlandais de transmission sur câble.

M. BRIEND (France) sur un nouvel appareil téléphonique à prépaiement pour réseau entièrement automatique.

M. BAUDOUX (Belgique) sur les mesures en régime transitoire sur les câbles.

M. le Dr KIRCHNER, directeur général des PTT allemands, sur le développement du trafic téléphonique en Europe.

M. MASURE (Belgique) sur l'utilisation du multiplexage dans le temps dans les centraux téléphoniques.

Et M. VAN EMBELEN (Belgique) sur un nouveau système de télégraphie harmonique.

Les textes de ces conférences seront publiés dans la revue de la F.I.T.C.E. qui vient de naître.

L'ensemble du congrès a été suivi par plus de 200 ingénieurs. Des réceptions officielles et des visites touristiques, organisées, par des ingénieurs Luxembourgeois, ont permis de compléter par des liens amicaux, les liens professionnels qui se sont noués à cette occasion.

F.I.T.C.E. : 42 rue des Palais, Bruxelles.

En France : Association des Ingénieurs des P.T.T., 24 rue Bertrand, Paris 7^e.

« DISPAC » : NOUVELLE MÉMOIRE IBM

Lors du dernier Salon International du Matériel de bureau (SICOB 1962) a été présentée une nouvelle mémoire baptisée : « DISPAC », associée à l'ordinateur IBM 1 440.

L'IBM 1 440 possède toutes les qualités techniques des grands ordinateurs. Comme eux, il réalise le traitement intégré des informations de gestion ; son programme est enregistré à l'avance et sa vitesse de calcul permet d'effectuer avec une sécurité absolue de grandes performances.

Mais c'est dans le domaine de la mémoire qu'apparaît le caractère révolutionnaire du nouvel ordinateur : un ensemble de 6 disques magnétiques, le DISPAC, contenant 2 000 000 de caractères, une mémoire qui se place ou s'enlève en quelques secondes, qui se range comme un dictionnaire dans une bibliothèque et apporte ainsi au 1 440 une capacité de mémoire illimitée.

Autre caractéristique originale du 1 440 : la barre d'impression est également amovible. Cela permet un changement immédiat du type de caractères et une variation de la vitesse d'impression selon le travail à effectuer (maximum : 430 lignes à la minute).

NOUVEAUX MATÉRIELS « SEPSEA »

La Société pour l'Exploitation des procédés S.E.A. a présenté au SICOB 1962 trois matériels nouveaux : il s'agit de l'ensemble électronique de gestion S.E.A. 3 900 B et des calculatrices arithmétiques universelles CAB 502 et CAB 600.

SEA 3 900 B, dans la ligne des ensembles 3 900 déjà bien connus du public, offre une puissance et une rapidité accrues et des possibilités d'extension multiples permettant de réaliser des installations réellement conformes aux besoins de chaque entreprise.

Comme tous les modèles 3 900, cet ensemble transistorisé conçu spécialement pour une utilisation rationnelle de la bande magnétique est équipé d'un dispositif de *simultanéité totale* de lecture de traitement et d'écriture : les cadences de défilement des bandes sont ainsi en harmonie parfaite avec les vitesses de traitement interne.

Unité Centrale

L'unité centrale fonctionnant à une vitesse de 2,5 MHz, dispose d'une mémoire principale à tores de ferrite pouvant atteindre 16 384 caractères. La représentation des informations est réalisée sous la forme de caractères alpha-numériques (décimal codé binaire), chaque caractère étant représenté par 8 signes binaires. Les circuits arithmétiques et logiques comprennent dans la version de base les 3 opérations, d'addition, de soustraction, de multiplication ainsi que 6 tests de comparaison. Ils sont complétés par un opérateur algébrique et un dispositif de lecture arrière des bandes magnétiques évitant les temps morts de rebobinage.

Des dispositifs de division directe, de concentration des données sur bande magnétique permettant l'inscription sur celles-ci des seuls éléments nécessaires à l'information, de double lecture offrant la possibilité de lire simultanément deux bandes magnétiques en défilement continu, peuvent être adjoints sur demande. Un tambour magnétique, mémoire auxiliaire de grande capacité, vient augmenter la souplesse de fonctionnement de l'ensemble en permettant, grâce au stockage en permanence de nombreux programmes d'exploitation, une intégration très poussée des travaux.

Entrées-Sorties

Les moyens d'entrée et de sortie rapides dont est doté SEA 3 900 B en font un ensemble puissant, capable de rivaliser avec des installations d'un prix de revient plus élevé : lecteurs de cartes à 600 cartes/minute, lecteurs de ruban à 600 caractères/seconde, perforateur de cartes à 100 cartes/minute, imprimante à 900 ou 1 600 lignes/minute.

13 dérouleurs de bande magnétique peuvent être connectés simultanément à l'unité centrale ; ils fonctionnent, dans la plupart des problèmes traités, en défilement continu, grâce au dispositif de simultanéité équipant l'unité centrale. Une sécurité totale des enregistrements est obtenue par les dispositifs classiques de contrôle de parité et de relecture des informations, et par un double enregistrement des informations.

Groupe de coordination

La souplesse de fonctionnement est encore accrue par la possibilité d'effectuer d'une façon autonome, c'est-à-dire sans immobiliser l'unité centrale, toutes les opérations d'entrée (transfert direct sur bandes magnétique à partir de rubans ou cartes) et de sortie (transfert direct du contenu des bandes magnétiques vers l'imprimante et les perforateurs de rubans ou de cartes) grâce à une unité spéciale appelée groupe de coordination, qui est également connecté directement à l'unité centrale. Chaque groupe de coordination connecté apporte à l'unité centrale un accroissement de mémoire de 1 024 caractères est un canal d'accès supplémentaire, ce qui permet la lecture ou l'écriture simultanée de plusieurs unités de bande magnétique en défilement continu.

CAB 502

Dérivée de la Calculatrice Arithmétique Universelle CAB 500 déjà fort appréciée en raison de la souplesse que lui procure sa mémoire d'une importance inusitée pour une machine de cette classe (16 384 mots de 33 signes binaires), CAB 502 qui conserve toutes les fonctions qui ont fait le succès de CAB 500, offre une capacité de mémoire doublée (32 768 mots), une plus grande rapidité dans les opérations de transfert interne, des possibilités de sortie multiples et d'adressage direct de tous les organes externes.

CAB 600

Possédant toutes les caractéristiques de base de CAB 500 et pouvant disposer des possibilités nouvelles de CAB 502, CAB 600 bénéficie de la connexion de boucles de bandes magnétiques défilant à grande vitesse (5 mètres/seconde).

8 boucles de bande magnétique peuvent être connectées simultanément à la Calculatrice. Chacune d'elles a une longueur de 200 m et une capacité de 64 000 mots-machine.

Cette extension considérable de la capacité de mémoire et les possibilités d'accès au hasard qu'offrent les boucles font de CAB 600 un instrument de calcul scientifique puissant et lui confèrent une rentabilité certaine pour tous les problèmes de gestion d'un volume moyen.

Bien évidemment CAB 502 et CAB 600, comme la Calculatrice CAB 500 dont elles sont dérivées, disposent du langage de programmation automatique PAF qui permet l'usage de ces matériels après quelques heures seulement d'apprentissage, ainsi que des

langages FORTRAN et ALGOL dont SEPSEA vient de mettre au point l'utilisation directe pour ces trois matériels.

MICROMOTEUR TRILEC

Jusqu'à ces dernières années, on construisait très peu de petits moteurs synchrones monophasés, car les applications industrielles de tels moteurs étaient très limitées. En effet, leur inaptitude à démarrer, même à vide, leur faible couple, leurs décrochages fréquents, en faisaient des outils peu adaptés aux besoins courants.

Lorsque sont apparus les aimants frittés, on a pu envisager la fabrication de petits moteurs synchrones monophasés auto-démarrateurs mais dont le couple restait faible et dont le sens de rotation n'était choisi que par des dispositifs compliqués. Il existe maintenant sur le marché de tels moteurs caractérisés par un couple au démarrage très faible et surtout « pulsatoire », le rotor ayant tendance à vibrer.

Par rapport à ces moteurs classiques, le moteur TRILEC présente les particularités suivantes :

- faculté de démarrage en charge ;
- couple beaucoup plus élevé ;
- possibilité de rester bloqué sous tension sans échauffement anormal ;
- couple pratiquement constant et non pulsatoire ;
- fonctionnement sur une plage de fréquences assez étendue, au moins jusqu'à 150 Hz. Enfin, le moteur TRILEC peut être alimenté par des courants de forme quelconque et constitue en outre un remarquable moteur « pas à pas ».

Du point de vue de sa construction, l'originalité du moteur TRILEC réside :

- d'une part dans son rotor, doté d'un dispositif intérieur qui entraîne automatiquement le moteur dans le sens de rotation choisi et lui permet de démarrer en charge ;
- d'autre part dans son stator qui comporte, outre un bobinage toroïdal, un double circuit magnétique annulaire fermé sur lui-même, à pôles alternés de forme tout à fait originale, produisant un flux décalé dans le temps et dans l'espace comme dans un moteur à champ tournant.

Le domaine d'applications des moteurs TRILEC est pratiquement illimité : utilisation en moteurs synchrones alimentés par les réseaux électriques, ou par des signaux de fréquences variables (télécommande, téléaffichage, comptage à distance...) utilisation en moteurs pas à pas, etc.

RÉCENTES RÉALISATIONS DE LA S.A.I.P.

Poursuivant son programme de transistorisation, la Société d'Applications Industrielles de la Physique fabrique de nouveaux appareils pour le comptage et l'analyse :

- Sélecteur d'amplitude à 64 canaux avec mémoire magnétique.
- Echelles de comptage 25 MHz avec lecture automatique.
- Amplificateurs linéaires.
- Sélecteurs de coïncidences, résolution 10^{-3} et 10^{-9} s.
- Fréquence-mètre, périodemètre 5 MHz.

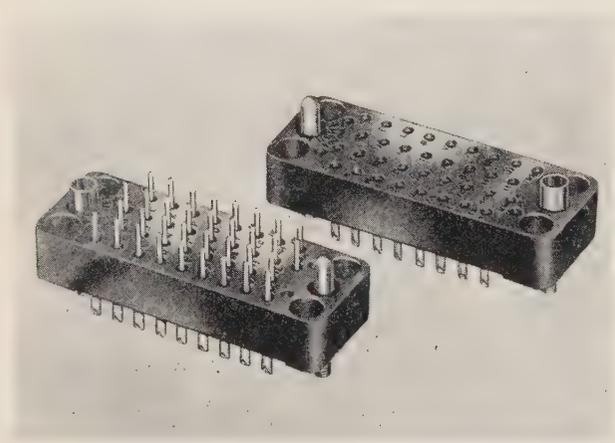
Dans le domaine du laboratoire, la SAIP a entrepris, sous licence CNRS, la fabrication d'un spectromètre de masse, jusqu'à la masse 100. Dans le domaine des applications industrielles, SAIP a entrepris la fabrication d'ensemble de comptages spéciaux à partir d'éléments standards à transistors. Ces compteurs entrent dans des chaînes de régulation automatique pour le pesage, le remplissage, etc.

En outre SAIP fabrique, sous licence, un appareil destiné à éviter les collisions entre ponts roulants circulant sur les mêmes rails. Le dispositif de protection utilisé a été mis au point par le Centre d'études nucléaires de Grenoble. Il comprend une source radioactive, placée sur un des ponts et émettant un rayonnement en direction de l'autre pont sur lequel est placé un détecteur. Le flux rayonné étant inversement proportionnel à la distance des

ponts, on bloque ceux-ci lorsque le flux atteint une valeur prédéterminée. Ce dispositif a donné jusqu'à présent entière satisfaction. Il présente l'avantage de n'être influencé ni par la lumière ni par la poussière.

CONNECTEURS TUCHEL-KONTAKT

C'est à cause de l'importance considérable des problèmes de connexion dans les grands ensembles que TUCHEL-KONTAKT a mis au point des connecteurs rectangulaires à 20 et 34 pôles de très haute qualité. La particularité de ces connecteurs tient à ce que les douilles assurent le contact avec la broche suivant le principe TUCHEL-KONTAKT. C'est un contact à points multiples, tous raccordés en parallèle, agissant à la manière d'une brosse, et qui permet d'obtenir la résistance de contact la plus faible et la plus constante possible. Une grande surface de contact est assurée par une section effective relativement importante et par l'utilisation de toute la profondeur d'enfichage. En outre, ce principe permet un autonettoyage efficace de toute la zone de contact lors de chaque insertion. Les connecteurs équipés de ces contacts assurent un service sans défaillance, même dans le cas de vibrations les plus intenses.



NOUVELLE APPLICATION DU CALCULATEUR RW 330 DE CAE

Le Commissariat à l'Énergie Atomique vient de passer commande à la CAE (Compagnie européenne d'Automatisme Electronique) d'un système de dépouillement numérique de mesures pour le réacteur « CABRI », qui sera installé prochainement au centre de Cadarache.

Ce réacteur qui a été conçu dans le but de réaliser des expériences transitoires nucléaires en vue d'effectuer certaines études de cinétique et de sécurité des piles à eau légère, sera le premier réacteur français à excursion rapide de puissance. La puissance de ce réacteur expérimental pourra varier de quelques mW à quelques milliers de MW en des temps de montée de quelques centaines de ms.

Chaque expérimentation comportera une suite d'actions télécommandées à distance et un relevé de mesures rapide correspondant aux phénomènes transitoires thermiques et nucléaires qui sont des problèmes fondamentaux spéciaux à ce type de réacteur.

Pour assumer ces fonctions qui correspondent au traitement d'un nombre de mesures extrêmement élevé, le Commissariat à l'Énergie Atomique a choisi un système de dépouillement de mesures constitué d'un dispositif de commutation à bas niveau, d'un codeur analogique-numérique et d'un ordinateur numérique rapide possédant un très grand volume de mémoire.

Ce système qui doit fournir aux expérimentateurs comme aux physiciens des données rapidement exploitables, est réalisé par la Compagnie européenne d'Automatisme Electronique. Il doit

notamment enregistrer 48 grandeurs 500 fois par seconde, ou 24 grandeurs 1 000 fois par seconde ; cette cadence permettra d'analyser de façon très précise l'évolution des phénomènes qui se produisent dans la pile.

Le calculateur numérique RW 330, grâce à son tambour magnétique de 64 000 emplacements de mémoire, pourra enregistrer l'ensemble des paramètres élaborés au cours d'une expérience et les restituer presque instantanément.

Dans un autre domaine, un calculateur RW 330 a été commandé par la Steel Company of Wales pour la conduite d'un laminoir à froid dans son usine de Port-Talbot.

Le calculateur RW 330 commandé par la Steel Company of Wales sera directement relié à un train continu à 4 cages dont il assurera automatiquement les réglages et sur lequel il contrôlera un système perfectionné de régulation d'épaisseur. Ce laminoir effectue la réduction de bandes d'acier dont l'épaisseur est voisine de 2,5 mm en bandes d'environ 0,7 mm d'épaisseur, sortant à une vitesse de près de 15 mètres par seconde. Le système fonctionnera de la façon suivante :

L'opérateur communique au calculateur RW 330 les données relatives à la bande d'entrée : épaisseur, largeur, qualité du métal. Le calculateur calcule alors, en fonction de l'épaisseur du produit à obtenir, les diverses tensions et réductions optimales relatives à chaque cage et règle automatiquement le laminoir. Il impose les points de consigne du système de régulation d'épaisseur de façon à ce que ce dernier ajuste l'écartement et la vitesse des cylindres pendant leur marche pour compenser les irrégularités de la bar de entrante. Le calculateur doit aussi assurer le contrôle des liges de cisailage et la surveillance des températures pendant les opérations de recuit.

Les améliorations qui résulteront d'une meilleure conduite du laminoir doivent permettre des économies importantes, en augmentant la proportion de bandes produites dont l'épaisseur répond aux spécifications demandées et en réduisant le nombre de ruptures de bande dans le laminoir, qui entraînent des pertes de produit et détériorent souvent les cylindres en obligeant à les changer. Le calculateur permettra d'autre part d'augmenter la production du laminoir, par une plus grande rapidité de réglage et une meilleure répartition des charges des différentes cages.

Rappelons que pour les pays du Marché Commun le calculateur RW 330 est produit par la Compagnie européenne d'Automatisme Electronique (CAE), filiale de la CSF — Compagnie générale de télégraphie Sans Fil, d'Inter technique et de Thompson Ramo Wooldridge Inc (TRW).

CONSTRUCTION D'UNE USINE NOUVELLE DE SEMICONDUCTEURS

La Société Texas Instruments France vient d'entreprendre la construction d'une nouvelle usine à Villeneuve-Loubet, dans la région de Nice. Cette usine produira des transistors et autres semiconducteurs. D'une surface utile de 5 600 m² elle aura une superficie double de celle de l'usine provisoire actuelle.

Elle sera mise en service fin 1963.

LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE MÉTROLOGIE ET L'ASSISTANCE TECHNIQUE

La COMPAGNIE GÉNÉRALE DE MÉTROLOGIE a signé un accord d'assistance technique avec la Société GENERAL METERS AND MEASUREMENT PRIVATE Ltd, Manufacturers of Electrical Meters, Magnets, Insulation Testers, Multimeters, Electrical Measuring Instruments, etc., de Madras pour la fabrication sous licence d'instruments de tableaux et de contrôleurs universels.

En vertu de cet accord des ingénieurs indiens accomplissent un stage de formation à l'usine METRIX à Annecy.

La Société GENERAL METERS AND MEASUREMENT PRIVATE Ltd est également chargée de la distribution des appareils de mesure électroniques METRIX en Inde et dans les pays limitrophes.

COMITÉ NATIONAL FERRIÉ

Afin d'assurer la pérennité et la vitalité du prix Général Ferrié, le Comité National Ferrié, fondé en 1950, a décidé de remettre ses attributions et son actif à la FÉDÉRATION NATIONALE DES ANCIENS DES TRANSMISSIONS (F.N.A.T.) Direction des Transmissions, Bureau O E. Hôtel des Invalides.

Cette Fédération a accepté la mission qui lui est dès aujourd'hui dévolue, et que l'actif constitué lui permettra de remplir.

Il est rappelé que le prix Général Ferrié a été décerné 6 fois depuis 1952. Son montant est actuellement de 2 000 F et il est attribué les années *impaires*.

Il est destiné à récompenser un Français, âgés de 45 ans au maximum, et ayant servi, au cours de ses obligations militaires, dans une spécialité relevant de l'électronique. Il doit présenter une étude de nature à contribuer au progrès de cette science.

S'adresser, 23, rue de Lübeck, Paris 16^e.

BIBLIOGRAPHIE

La télégraphie et le « télex », D. FAUGERAS. Un vol. 16 × 25 cm, 406 pages, 224 figures (Eyrolles Paris 1962). Broché : 40 F.

Si la télégraphie s'est développée rapidement ces dernières années, en France et à l'étranger, elle le doit principalement à la création du service Télex qui permet aux abonnés de se transmettre directement les uns aux autres des informations écrites, sous la forme de messages télétypographiés.

L'ouvrage de Monsieur FAUGERAS, écrit avec la même clarté que son ouvrage précédent « Appareils et installations télégraphiques », met en lumière les raisons qui ont rendu possible ce développement : améliorations successives des appareils de télégraphie, menant des appareils Bréguet et Morse aux téléimprimeurs modernes, constitution de réseaux de commutation manuels, puis automatiques, distincts des réseaux téléphoniques.

Après avoir indiqué les caractéristiques fondamentales de la codification et de la transmission télégraphique, l'auteur rappelle brièvement l'évolution des codes et des appareils jusqu'à l'apparition du téléimprimeur arithmétique. Les principes généraux de ce dernier appareil sont exposés en détail, suivis de la description complète des téléimprimeurs mécaniques SAGEM et CREED mis en œuvre sur le réseau français.

L'auteur explique ensuite quelles améliorations ont été apportées à la constitution des circuits télégraphiques et décrit les équipements modernes de télégraphie harmonique.

Les différents systèmes de commutation de messages et de commutation de lignes sont passés en revue. M. FAUGERAS développe avec un soin particulier les points qui distinguent un réseau de commutation télégraphique d'un réseau de commutation téléphonique, notamment le problème de la taxation Télex et le traitement des communications internationales dont on sait l'importance en télégraphie (la moitié des communications des abonnés Télex sont des communications internationales).

Un chapitre particulièrement intéressant est consacré à l'application des dispositifs électroniques (lampes et transistors) aux appareils télégraphiques. Après le rappel de quelques notions élémentaires d'électronique, l'auteur décrit en détail le transmetteur automatique à transistors utilisé depuis plusieurs années par l'administration française des Postes et Télécommunications.

Rédigé avec le souci constant de dégager les principes fondamentaux des mécanismes et des montages, cet ouvrage est à même de rendre les plus grands services à tous ceux qui s'intéressent à l'évolution de la télégraphie et à ses développements, comme à ceux qui désirent connaître le fonctionnement détaillé des appareils télégraphiques modernes.

E.J.

Transistors à jonctions dans les montages à impulsions, par P.A. NEETESON. Un vol. 15,5 × 23,5 cm, 177 pages, nombreuses illustrations plus 4 photos hors-texte (Bibliothèque technique Philips, Dunod, 1961). Relié : 24 F.

L'application des transistors à jonction dans les montages à impulsions se développe rapidement, l'emploi des transistors réduisant considérablement la puissance d'alimentation, la chaleur dissipée et les dimensions des appareils par rapports aux tubes à vide. Ces avantages sont surtout importants dans les circuits à nombreux étages, comme par exemple dans les calculateurs électroniques.

Ce livre décrit les méthodes à employer pour l'étude des montages fondamentaux à impulsions par transistors, permettant de simplifier l'établissement des projets. Les principes de calcul des circuits électroniques à impulsions sont développés. L'auteur montre comment ces montages fondamentaux peuvent être combinés avec les circuits logiques. Des exemples d'applications sont entièrement traités, jusqu'aux résultats numériques pour permettre au lecteur de se familiariser avec les calculs présentés.

R.O.E.

Pratique et théorie des semiconducteurs, par R. ARONSSOHN et A.V.J. MARTIN. Un vol. 14 × 22 cm, 407 pages, nombreuses illustrations (Editions PEPTA, Paris 1961).

Cet ouvrage, en grande partie adapté du manuel de référence anglais « Mullard » sur les circuits à transistors, étudie dans une première partie le transistor proprement dit ; la deuxième partie montre l'utilisation des transistors, et plus généralement des semiconducteurs, dans les divers circuits et ensembles où ils sont employés. L'étude du transistor est abordée à un niveau élémentaire et le lecteur est conduit progressivement aux calculs des circuits. Une grande importance a été attachée au traitement d'exemples de circuits avec des valeurs numériques pour faciliter la compréhension ; de nombreux renseignements sur des détails matériels, qui manquent souvent au non spécialiste, sont fournis. Ce livre, qui vaut surtout par la grande quantité d'informations pratiques qui accompagnent les considérations théoriques, semble s'adresser aussi bien à l'étudiant qu'aux techniciens de tous niveaux. Un index en fait à la fois un ouvrage d'étude et une source de documentation.

R.O.E.

TABLE DES MATIÈRES

VOLUME XLII

ANNÉE 1962

NUMÉROS 418-429

I. ARTICLES. — CLASSEMENT PAR MATIÈRES

Les rubriques auxquelles on se réfère sont inscrites ci-dessous par ordre alphabétique

1. — Acoustique et basses fréquences.
2. — Circuits et réseaux.
3. — Détection électromagnétique. — Aides à la navigation.
4. — Electronique appliquée : calculateurs électroniques, électronique industrielle.
5. — Electronique nucléaire. — Application de l'énergie atomique.
6. — Equipements et systèmes de télécommunication et de radiodiffusion.
7. — Matériaux et pièces détachées.
8. — Mesures et appareillages de mesures.
9. — Propagation des ondes.
10. — Radio-astronomie. — Radioélectricité naturelle. — Géophysique.
11. — Rayonnement électromagnétique. — Aériens. — Lignes de transmission.
12. — Semiconducteurs. — Diodes. — Transistors.
13. — Télévision.
14. — Tubes à vide.
15. — Divers.

TITRE DES ARTICLES	AUTEURS	PAGE	MOIS
1. — Acoustique et basses fréquences			
De la stéréophonie pure à la monophonie	R. CONDAMINES	200	Mars.
Disques stéréophoniques	R. LAFAURIE	241	Mars.
La stéréophonie en Italie	G. CASTELNUOVO	225	Mars.
La stéréophonie et l'enregistrement magnétique	R. BUFFARD	233	Mars.
La radiodiffusion stéréophonique dans le cadre européen.....	J. MATRAS	155	Mars.
Etude des procédés de radiodiffusion stéréophonique	A. KELLER	219	Mars.
Le repérage spatial des sons	R. CONDAMINES	183	Mars.
Principes d'une étude quantitative de l'ouïe directionnelle en stéréophonie	H. MERTENS	176	Mars.
Projets théoriques de répartition des fréquences de la bande II dans un réseau d'émetteurs groupés en centres d'émission ; application à la stéréophonie	J.F. ARNAUD	208	Mars.
Stéréophonie et perception musicale	M.P. PHILIPPOT	172	Mars.
Stéréophonie et radiodiffusion.....	R. CLOUARD	187	Mars.
Systèmes de prise de son et conditions d'écoute en stéréophonie	L. CHATENAY	191	Mars.
2. — Circuits et réseaux			
Circuit à 2 accords pour amplificateur à fréquence intermédiaire	R. LEVY R. FRANÇOIS	1041	Décembre.
Détermination expérimentale de la distorsion non linéaire d'un discriminateur pour la fréquence modulée	J. MARIQUE	23	Janvier.
Etude et réalisation d'un réseau analogique de résistances	A. JOLIVET	620	Juillet-Août
Modulation d'un régulateur de tension. Application au tube carcinotron.....	V. BIGGI A. COURTY.	37	Janvier.
Principes d'élaboration de circuits électroniques recommandés. Organisation d'un fichier de circuits élémentaires recommandés	M. SARQUIZ	791	Octobre.
Stabilité d'un générateur électrostatique asservi	R.F. JONCKHEERE	131	Février.
3. — Détection électromagnétique. — Aides à la navigation			
Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication :			
— Introduction et application de certains résultats de l'analyse à la théorie des signaux .	J. LOCHARD	709	Septembre.
— La théorie des processus stochastiques et les signaux aléatoires	R. FORTET	715	Septembre.
— Application de la statistique aux problèmes de détection	Mme Edith MOURIER	719	Septembre.
— La théorie statistique des communications, ses difficultés, ses hypothèses, son intérêt	P. PERRIN	723	Septembre.
— Linguistique et Télécommunications	R. MOREAU	731	Septembre.
Les principes d'autoguidage des engins à grande distance	J. ORTUSI	1014	Décembre.

4. — **Electronique appliquée : calculateurs électroniques, électronique industrielle**

Conception et réalisation d'un ensemble électronique d'automatisme industriel : Le Système CITAC	D. BRUE. J. DUBOIS. E. KALLMANN. M. MÉTIVIER	688	Septembre.
Etude et réalisation d'un réseau analogique de résistances	A. JOLIVET	620	Juillet-Août.
Le CELTIC : Concentrateur Exploitant Les Temps d'Inactivité des Circuits	F. D. DAYONNET. A. JOUSSET. A. PROFIT	675	Septembre.
Réservation électronique de Paris à Copenhague	J. DASCOTTE	703	Septembre.
Traitement numérique des informations dans les expériences de physique nucléaire	Y. AMRAM	460	Mai.

5. — **Electronique nucléaire. — Application de l'énergie atomique**

Calcul de la longueur anodique efficace et du volume sensible des compteurs Geiger-Muller à parois de verre et couche conductrice externe.	A. BIROT. D. BLANC	754	Septembre.
La physique faite avec Saturne : Introduction	A. BERTHELOT	395	Mai.
Le dépouillement des clichés :			
— L'Enetra 110 de la Société d'optique et de mécanique de haute précision	V. CHAPPERT	439	Mai.
— Asservissement de l'Enetra 110	M. FIEHRER. M. GOLDWASSER	445	Mai.
Le matériel électronique d'utilisation courante au C.E.A. : Introduction	M. DOIREAU	779	Octobre.
Aspects particuliers du comptage en électronique nucléaire	F. SICARD	781	Octobre.
Détecteurs de rayonnements nucléaires	R. COMTE. A. PASCAL. J. VAN ROOY. D. GENSOLLEN	786	Octobre.
Principes d'élaboration de circuits électroniques recommandés. Organisation d'un fichier de circuits élémentaires recommandés	M. SARQUIZ	791	Octobre.
Nouveaux ensembles de comptage du C.E.A.	V. GOURSKY. J. LACOUR. D. LEPRINCE-RINGUET	798	Octobre.
Circuits à transistors pour le comptage et l'analyse des rayonnements	M. SARQUIZ J.L. LECOMTE. R. ALLEMAND	810	Octobre.
Ensemble d'impression automatique de résultats d'échelles de comptage	J.C. BRISSON. J. LACROIX. J.M. SERVENT.	818	Octobre.
Les sélecteurs d'amplitude	B. GRIMONT	822	Octobre.
L'équipement de contrôle du réacteur Mélusine II	M. CORDELLE. V. DELCROIX. P. DENIS. R. GARIOD	828	Octobre.
Utilisation d'éléments statiques dans les chaînes de sécurité des piles atomiques	J. FURET	839	Octobre.
Mesures continues en régime modulé	R. GARIOD E. TOURNIER	846	Octobre.
Appareillages de prospection des minerais nucléaires	M. PLANQUE. A. GIROUY	853	Octobre.
Appareillage de détection des rayonnements en vue de la protection du personnel	J. MORICHÈRE	858	Octobre.
L'appareillage électronique dans les applications industrielles des radioéléments	J. GUITTON	867	Octobre.
Générateur d'impulsions aléatoires et ses applications en comptage statistique	R. BÉRANGER	872	Octobre.
L'utilisation des oscilloscopes rapides en physique nucléaire	P. KEIRLE	879	Octobre.
Magnétomètre de précision à effet Hall	J. BEREZENÉ G. ROBIN	884	Octobre.
Appareillage transistorisé pour la mesure des champs magnétiques par résonance nucléaire ..	G. GRUNBERG. G. GUÉRIN	890	Octobre.
Appareillage destiné au contrôle automatique d'échantillons radioactifs	G. ROBIN	895	Octobre.
Moyens mis en œuvre pour l'entretien du matériel d'électronique nucléaire standard C.E.A. Application, aux analyseurs multicanaux à mémoires magnétiques	C. GUYOT	901	Octobre.
Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay :			
— Description générale des expériences réalisées	G.R. BISHOP	289	Avril.
— Aimants spectromètres et appareillages de détection utilisés	B. MILMAN	310	Avril.
— Electronique associée aux instruments de mesure	G.I. ALON	330	Avril.
— La mesure de l'intensité du courant produit par un accélérateur linéaire	D. ISABELLE	354	Avril.
— Indications sur les expériences projetées à l'accélérateur linéaire d'Orsay	J.P. PEREZ Y JORBA	370	Avril.
Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. :			
— Descriptions générales des chambres et de leur fonctionnement (Groupe des Techniques nucléaires du L.P.C.H.E.)	B. TSAI.	403	Mai.
— Les électro-aimants	H. DESPORTES	426	Mai.
— Les circuits électroniques	E. COULAREAU. M. FIEHRER	430	Mai.
— L'optique dans les chambres à bulles à hydrogène liquide	J. POIVILLIERS. C. AUROUET. M. BOUGON. M. LEVI	434	Mai.

— Les interventions industrielles dans les études et réalisations	A. BERTHELOT. P. PRUGNE	437	Mai.
Les chambres à étincelles :			
— Les chambres à étincelles à Saclay	J.M. GAILLARD	448	Mai.
— La chambre à étincelles de 50 cm	P. AUTONES. P. BAREYRE. J.J. BEAUVAL. E. BONNIN. P. PRUGNE. G. VALLADAS.		
(Laboratoire de Physique Corpusculaire à Haute Energie du C.E.N. de Saclay).....	G. BIZARD. J. DUCHON. J.P. PATRY. J. SEGUINOT.		
(Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université de Caen).....	J. YONNET	454	Mai.
Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation	M. BRUNET. Mme C. JEHANNO. C. JULLIOT.		
Traitement numérique des informations dans les expériences de physique nucléaire	A. TARRIUS. Y. AMRAM	746 460	Septembre. Mai.
6. — Equipements et systèmes de télécommunication et de radiodiffusion			
Amplificateur paramétrique pour liaison transhorizon	R. BAUD	987	Décembre.
Détermination expérimentale de la distorsion non linéaire d'un discriminateur pour la fréquence modulée	J. MARIQUE	23	Janvier.
Etude des procédés de radiodiffusion stéréophonique	A. KELLER	219	Mars.
Evolution générale des Services Radioélectriques des Postes et Télécommunications de 1944 à 1961	G. MONTMANEIX	118	Février.
La radiodiffusion stéréophonique dans le cadre européen.....	J. MATRAS	155	Mars.
Matériels utilisés par l'E.D.F. pour ses liaisons radiotéléphoniques dans la bande des 80 MHz	J. DREVON	1053	Décembre.
Projets théoriques de répartition des fréquences de la bande II dans un réseau d'émetteurs groupés en centres d'émission. Application à la stéréophonie.....	J.F. ARNAUD	208	Mars.
Stéréophonie et radiodiffusion.....	R. CLOUARD	187	Mars.
Système de télécommunication destiné à l'exploitation des services de transport par voie ferrée.....	D. FRAIZE	589	Juillet-Août.
7. — Matériaux et pièces détachées			
Appareillage pour la mesure automatique de paramètres des composants électroniques ...	G. GERBIER	79	Janvier.
Cellules solaires photovoltaïques	F. DESVIGNES	563	Juin.
Convertisseurs solaires à thermoéléments	NGUYEN. THIEN CHI	554	Juin.
Essais de présentation des caractéristiques principales d'un pot en ferrite	R. MEYER. R. SIBILLE	638	Juillet-Août.
Filtre pour signaux exponentiels	A. POZWOLSKI	635	Juillet-Août.
Les convertisseurs thermoélectriques nucléaires à semiconducteurs	NGUYEN VAN DONG	517	Juin.
Les piles à combustibles	G. LEHMANN	523	Juin.
Matériaux ferrites pour températures élevées	Y. LESCROEL	124	Février.
Métallurgie et Electronique : Les apports de l'Electronique à la Métallurgie	A. DANZIN. N. THIEN-CHI.	5 91	Janvier. Février.
Métallurgie et Electronique : Les apports de la Métallurgie à l'Electronique	B. DEVIN. Mme L. KOCH.		
Perspectives d'emploi des diodes à plasma	M. VANDEVYVER	496	Juin.
8. — Mesures et appareillages de mesures			
Aimants spectromètres et appareillages de détection utilisés	B. MILMAN	310	Avril.
Appareillage destiné au contrôle automatique d'échantillons radioactifs	G. ROBIN	895	Octobre.
Appareillages de détection des rayonnements en vue de la protection du personnel	J. MORICHÈRE	858	Octobre.
Appareillages de prospection des minerais nucléaires	M. PLANQUE. A. GIROUY	853	Octobre.
Appareillage pour la mesure automatique de paramètres des composants électroniques....	G. GERBIER	79	Février.
Appareillage transistorisé pour la mesure des champs magnétiques par résonance nucléaire	G. GRUNBERG. G. GUÉRIN	890	Octobre.
Bande passante et rapport signal sur bruit des oscillateurs en spectrographie hertzienne.			
Oscillateurs à tubes et oscillateurs paramétriques.....	TEIJI UCHIDA	738	Septembre.
Détecteurs de rayonnements nucléaires	R. COMTE. A. PASCAL. J. VAN ROOY. D. GENSOLLEN	786	Octobre.
Electronique associée aux instruments de mesure	G.I. ALON	330	Avril.
Essais d'endurance de transistors fonctionnant en régime d'avalanche	E. SCHULTE	632	Juillet-Août.
Filtre pour signaux exponentiels	A. POZWOLSKI	636	Juillet-Août.
Générateur d'impulsions aléatoires et ses applications en comptage statistique	R. BÉRANGER	872	Octobre.
Interféromètre asservi à hyperfréquences pour la mesure de la densité électronique des gaz ionisés	J. BLIAUX. M. RAY.	594	Juillet-Août.
La mesure de l'intensité du courant produit par un accélérateur linéaire	D. ISABELLE	354	Avril.
L'appareillage électronique dans les applications industrielles des radioéléments	J. GUITTON	867	Octobre.

Le dépouillement des clichés :

— L'Enetra 110 de la Société d'Optique et de Mécanique de haute précision	V. CHAPPERT	439	Mai.
L'utilisation des oscilloscopes rapides en physique nucléaire	P. KEIRLE	879	Octobre.
Magnétomètre de précision à effet Hall	J. BEREZENÉ. G. ROBIN	884	Octobre.
Mesures continues en régime modulé	R. GARIOD. E. TOURNIER	846	Octobre.
Moyens mis en œuvre pour l'entretien du matériel d'électronique nucléaire standard C.E.A. Application aux analyseurs multicanaux à mémoires magnétiques	C. GUYOT G. GERBIER.	901	Octobre.
Réalisation et contrôle de circuits logiques à structure modulaire	A. SAUTEL. J.P. BERGER	967	Novembre.

9. — Propagation des ondes

Influence de la terre en propagation transhorizon	F. DU CASTEL	48	Janvier.
Ondes longitudinales dans un plasma stationnaire en l'absence de champ magnétique	V. GLAUDE F.J. YOUNG	1069	Décembre.

11. — Rayonnement électromagnétique. — Aériens. — Lignes de transmission

Influence de la terre en propagation transhorizon	F. DU CASTEL	48	Janvier.
Réception d'ondes cohérentes en radioélectricité et en optique	G. PIRCHER	1063	Décembre.

12. — Semiconducteurs. — Diodes. — Transistors

Bande passante et rapport signal sur bruit des oscillateurs en spectrographie hertzienne. Oscillateurs à tubes et oscillateurs paramétriques	TEIJI UCHIDA J.L. LECOMTE.	738	Septembre.
Circuits à transistors pour le comptage et l'analyse des rayonnements	R. ALLEMAND	810	Octobre.
Essais d'endurance de transistors fonctionnant en régime d'avalanche	E. SCHULTE	632	Juillet-Août.
La microminiaturisation	X. AMEIL	913	Novembre.
Aperçu de la miniaturisation électronique	R.C. SPRAGUE	916	Novembre.
Le micromodule	R. COCHAIN. J. SCHWEITZER	921	Novembre.
Microminiaturisation électronique	A. BOBENRIETH	929	Novembre.
Montages logiques à transistors à couplage direct	M.R. DANIEL	953	Novembre.
Les circuits intégrés	J. BLANLUET	957	Novembre.
Technologie des circuits intégrés	ALLEN-SNYDER	963	Novembre.
Les convertisseurs thermoélectriques nucléaires à semiconducteurs	NGUYEN VAN DONG	517	Juin.
Mesures thermiques sur un transistor germanium à jonction P.N.P. de puissance	P. THUREAU. J. BENOIS	34	Janvier.
Perspectives d'emploi des diodes à plasma	B. DEVIN. Mme L. KOCH	496	Juin.
Réalisation et contrôle de circuits logiques à structure modulaire	M. VANDEVYVER G. GERBIER. A. SAUTEL. J.P. BERGER	967	Novembre.

13. — Télévision

Modulateurs équilibrés pour la télévision en couleurs	J. TASSO	992	Décembre.
---	----------	-----	-----------

14. — Tubes à vide

Bande passante et rapport signal sur bruit des oscillateurs en spectrographie hertzienne. Oscillateurs à tubes et oscillateurs paramétriques	TEIJI UCHIDA V. BIGGI.	738	Septembre.
Modulation d'un régulateur de tension. Application au tube carcinotron	A. COURTY	37	Janvier.
Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation	G. BOREL. Mme C. JEHANNO. C. JULLIOT.	746	Septembre.
Récents progrès sur les tubes carcinotron O	A. TARRIUS C. BIGUENET	603	Juillet-Août.

15. — Divers

Convertisseurs solaires à thermoéléments	NGUYEN THIEN CHI	554	Juin.
La conduction thermique dans les solides	J. TAVERNIER	541	Juin.
La conversion d'énergie thermo-photo-électrique	A. FORTINI	530	Juin.
Le contrôle de la qualité dans le cadre d'une entreprise de télécommunications	G. BOREL	667	Septembre.
Les convertisseurs thermoélectriques nucléaires à semiconducteurs	NGUYEN VAN DONG	517	Juin.
Les effets thermoélectriques et leurs applications	M. RODOT	507	Juin.
Les piles à combustibles	G. LEHMANN	523	Juin.
Perspectives d'emploi des diodes à plasma	B. DEVIN. Mme L. KOCH. M. VANDEVYVER	496	Juin.
Production d'électricité par voie magnétohydrodynamique	F. LE BOUC. P. RICATEAU	482	Juin.
Résultats physiologiques de la première expérience biologique française en fusée	R. GRANDPIERRE.	21	Janvier.
Sur la constante diélectrique des mélanges	R. ANGIOUST J. LOEB	613	Juillet-Août.

II. ARTICLES. — CLASSEMENT PAR NOMS D'AUTEURS

AUTEURS	TITRE DES ARTICLES	PAGE	MOIS
AMEN-SNYDER	Technologie des circuits intégrés	963	Novembre.
ALLEMAND R.	Circuits à transistors pour le comptage et l'analyse des rayonnements	810	Octobre.
ALON G.I.	Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay. Electronique associée aux instruments de mesure	330	Avril.
AMEIL X.	La microminiaturisation	913	Novembre.
AMRAM Y.	Traitement numérique des informations dans les expériences de physique nucléaire	460	Mai.
ANGIBOUST R.	Résultats physiologiques de la première expérience biologique française en fusée	21	Janvier.
ARNAUD J.F.	Projets théoriques de répartition des fréquences de la bande II dans un réseau d'émetteurs groupés en centres d'émission : Application à la stéréophonie	208	Mars.
AUROUET C.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : L'optique dans les chambres à bulles à hydrogène liquide	434	Mai.
AUTONES P.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
BAREYRE P.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
BAUD R.	Amplificateur paramétrique pour liaison transhorizon	987	Décembre.
BEAUVAIL J.J.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
BENOIS J.	Mesures thermiques sur un transistor germanium à jonction P.N.P. de puissance	34	Janvier.
BÉRANGER R.	Générateur d'impulsions aléatoires et ses applications en comptage statistique	872	Octobre.
BEREZÉNÉ J.	Magnétomètre de précision à effet Hall	884	Octobre.
BERGER J.P.	Réalisation et contrôle de circuits logiques à structure modulaire	967	Novembre.
BERTHELOT A.	La physique faite avec Saturne : Introduction	395	Mai.
	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les interventions industrielles dans les études et réalisations	437	Mai.
BIGGI V.	Modulation d'un régulateur de tension. Application au tube carcinotron	37	Janvier.
BIGUENET C.	Récents progrès sur les tubes carcinotron O	603	Juillet-Août.
BIROT A.	Calcul de la longueur anodique efficace et du volume sensible des compteurs Geiger-Müller à parois de verre et couche conductrice externe	754	Septembre.
BISHOP G.R.	Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay. Description générale des expériences réalisées	289	Avril.
	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
BIZARD G.	Calcul de la longueur anodique efficace et du volume sensible des compteurs Geiger-Müller à parois de verre et couche conductrice externe	754	Septembre.
BLANLUET J.	Les circuits intégrés	957	Novembre.
BLIAUX J.	Interféromètre asservi à hyperfréquences pour la mesure de la densité électronique des gaz ionisés	594	Juillet-Août.
BOBENRIETH A.	Microminiaturisation électronique	929	Novembre.
BONNIN E.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
BOREL G.	Le contrôle de la qualité dans le cadre d'une entreprise de télécommunications	667	Septembre.
BOUGON M.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : L'optique dans les chambres à bulles à hydrogène liquide	434	Mai.
BRISSON J.C.	Ensemble d'impression automatique de résultats d'échelles de comptage	818	Octobre
BRUE D.	Conception et réalisation d'un ensemble électronique d'automatisme industriel : le système CITAC	688	Septembre.
BRUNET M.	Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation	746	Septembre.
BUFFARD R.	La stéréophonie et l'enregistrement magnétique	233	Mars.
CASTEL F. (du)	Influence de la terre en propagation transhorizon	48	Janvier.
CASTELNUOVO G.	La stéréophonie en Italie	225	Mars.
CHAPPERT V.	Le dépouillement des clichés : L'Enetra 110 de la Société d'optique et de mécanique de haute précision	439	Mai.
CHATENAY L.	Systèmes de prise de son et conditions d'écoute en stéréophonie	191	Mars.
CLOUARD R.	Stéréophonie et radiodiffusion	187	Mars.
COCHAIN R.	Le micromodule	921	Novembre.
COMTE R.	Détecteurs de rayonnements nucléaires	786	Octobre.
CONDAMINES R.	Le repérage spatial des sons	183	Mars.
	De la stéréophonie pure à la monophonie	200	Mars.
CORDELLE M.	L'équipement de contrôle du réacteur Mélusine II	828	Octobre.
COULAREAU E.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les circuits électroniques	430	Mai.
COURTY A.	Modulation d'un régulateur de tension. Application au tube carcinotron	37	Janvier.
DANEL M.R.	Montages logiques à transistors à couplage direct	953	Novembre.
DANZIN A.	Métallurgie et Electronique : Les apports de l'Electronique à la Métallurgie	5	Janvier.
	Les apports de la Métallurgie à l'Electronique	91	Février.
DASCOTTE J.	Réservation électronique de Paris à Copenhague	703	Septembre.
DAYONNET F.D.	Le CELTIC : Concentrateur Exploitant Les Temps d'Inactivité des Circuits	675	Septembre.
DELCROIX V.	L'équipement de contrôle du réacteur Mélusine II	828	Octobre.
DENIS P.	L'équipement de contrôle du réacteur Mélusine II	828	Octobre.
DESSPORTES H.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les électroaimants	426	Mai.
DESIGNES F.	Cellules solaires photovoltaïques	563	Juin.
DEVIN B.	Perspectives d'emploi des diodes à plasmas	496	Juin.
DOIREAU M.	Le matériel électronique d'utilisation courante au C.E.A. : Introduction	779	Octobre.
DREVON J.	Matériels utilisés par l'E.D.F. pour ses liaisons radiotéléphoniques dans la bande des 80 MHz	1053	Décembre.

DUBOS J.	Conception et réalisation d'un ensemble électronique d'automatisme industriel : le Système CITAC	688	Septembre.
DUCHON J.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
FIGHERER M.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les circuits électroniques	430	Mai.
	Le dépeuillement des clichés : Asservissement de l'Enetra 110	445	Mai.
FORTET R.	Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication. La théorie des processus stochastiques et les signaux aléatoires	715	Septembre.
FORTINI A.	La conversion d'énergie thermo-photo-électrique	530	Jun.
FRAIZE D.	Système de télécommunication destiné à l'exploitation des services de transport par voie ferrée	589	Juillet-Août.
FRANÇOIS R.	Circuit à 2 accords pour amplificateur à fréquence intermédiaire	1041	Décembre.
FURET J.	Utilisation d'éléments statiques dans les chaînes de sécurité des piles atomiques	839	Octobre.
GAILLARD J.M.	Les chambres à étincelles : Les chambres à étincelles à Saclay	448	Mai.
GARIOD R.	L'équipement de contrôle du réacteur Mélusine II	828	Octobre.
	Mesures continues en régime modulé	846	Octobre.
GENSOLLEN D.	Détecteurs de rayonnements nucléaires	786	Octobre.
GERBIER G.	Appareillage pour la mesure automatique de paramètres des composants électroniques	79	Février.
	Réalisation et contrôle de circuits logiques à structure modulaire	967	Novembre.
GIROUY A.	Appareillages de prospection des minerais nucléaires	853	Octobre.
GLAUDE V.	Ondes longitudinales dans un plasma stationnaire en l'absence de champ magnétique	1069	Décembre.
GOLDWASSER M.	Le dépeuillement des clichés : Asservissement de l'Enetra 110	445	Mai.
GOURSKY V.	Nouveaux ensembles de comptage du C.E.A.	798	Octobre.
GRANDPIERRE R.	Résultats physiologiques de la première expérience biologique française en fusée	21	Janvier.
GRIMONT B.	Les sélecteurs d'amplitude	822	Octobre.
GRUNBERG G.	Appareillage transistorisé pour la mesure des champs magnétiques par résonance nucléaire	890	Octobre.
QUÉRIN G.	Appareillage transistorisé pour la mesure des champs magnétiques par résonance nucléaire	890	Octobre.
GUITTON J.	L'appareillage électronique dans les applications industrielles des radioéléments	867	Octobre.
GUYOT C.	Moyens mis en œuvre pour l'entretien du matériel d'électronique nucléaire standard C.E.A. Application aux analyseurs multicanaux à mémoires magnétiques	901	Octobre.
ISABELLE D.	Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay. La mesure de l'intensité du courant produit par un accélérateur linéaire	354	Avril.
JEHANNO C. (Mme)	Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation	746	Septembre.
JOLIVET A.	Etude et réalisation d'un réseau analogique de résistances	620	Juillet-Août.
JONCKHEERE R.F.	Stabilité d'un générateur électrostatique asservi	131	Février.
JOUSSET A.	Le CELTIC : Concentrateur Exploitant Les Temps d'Inactivité des Circuits	675	Septembre.
JULLIOT C.	Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation	746	Septembre.
KALLMANN E.	Conception et réalisation d'un ensemble électronique d'automatisme industriel : le système CITAC	688	Septembre.
KEIRLE P.	L'utilisation des oscilloscopes rapides en physique nucléaire	879	Octobre.
KELLER A.	Etude des procédés de radiodiffusion stéréophonique	219	Mars.
KOCH L. (Mme)	Perspectives d'emploi des diodes à plasma	496	Juin.
LACOUR J.	Nouveaux ensembles de comptage du C.E.A.	798	Octobre.
LACROIX J.	Ensemble d'impression automatique de résultats d'échelles de comptage	818	Octobre.
LAFABRIE R.	Disques stéréophoniques	241	Mars.
LE BOUC F.	Production d'électricité par voie magnétohydrodynamique	482	Juin.
LECOMTE J.L.	Circuits à transistors pour le comptage et l'analyse des rayonnements	810	Octobre.
LEHMANN G.	Les piles à combustibles	523	Juin.
LEPRINCE-RINGUET D.	Nouveaux ensembles de comptage du C.E.A.	798	Octobre.
LESCROEL Y.	Matériaux ferrites pour températures élevées	124	Février.
LEVI M.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : L'optique dans les chambres à bulles à hydrogène liquide	434	Mai.
LEVY F.	Circuit à 2 accords pour amplificateur à fréquence intermédiaire	1041	Décembre.
LOCHARD J.	Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication. Introduction et application de certains résultats de l'analyse à la théorie des signaux	709	Septembre.
LOEB J.	Sur la constante diélectrique des mélanges	613	Juillet-Août.
MARIQUE J.	Détermination expérimentale de la distorsion non linéaire d'un discriminateur pour la fréquence modulée	23	Janvier.
MATRAS J.	La radiodiffusion stéréophonique dans le cadre européen	155	Mars.
MERTENS H.	Principes d'une étude quantitative de l'ouïe directionnelle en stéréophonie	176	Mars.
MÉTIVIER M.	Conception et réalisation d'un ensemble électronique d'automatisme industriel : le système CITAC	688	Septembre.
MEYER R.	Essais de présentation des caractéristiques principales d'un pot en ferrite	638	Juillet-Août.
MILMAN B.	Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay. Aimants, spectromètres et appareillages de détection utilisés	310	Avril.
MONTMAMEIX G.	Evolution générale des Services Radioélectriques des Postes et Télécommunications de 1944 à 1961	118	Février.
MOREAU R.	Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication. Linguistique et télécommunications	731	Septembre.
MORICHÈRE J.	Appareillage de détection des rayonnements en vue de la protection du personnel	858	Octobre.
MOURIER E. (Mlle)	Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication. Application de la statistique aux problèmes de détection	719	Septembre.
NGUYEN THIEN-CHI	Convertisseurs solaires à thermoéléments	554	Juin.
NGUYEN VAN DONG	Les convertisseurs thermoélectriques nucléaires à semiconducteurs	517	Juin.
ORTUSI J.	Les principes d'autoguidage des engins à grande distance	1014	Décembre.
PASCAL A.	Détecteurs de rayonnements nucléaires	786	Octobre.
PATRY J.P.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm	454	Mai.
PEREZ Y JORBA J.P.	Les appareillages de physique installés à l'accélérateur linéaire d'Orsay. Indications sur les expériences projetées à l'accélérateur linéaire d'Orsay	370	Avril.
PERRIN P.	Application de certaines théories aux problèmes de détection et de communication. La théorie statistique des communications, ses difficultés, ses hypothèses, son intérêt	723	Septembre.

PHILIPPOT M.P.	Stéréophonie et perception musicale.....	172	Mars.
PIRCHER G.	Réception d'ondes cohérentes en radioélectricité et en optique.....	1063	Décembre.
PLANQUE M.	Appareillages de prospection des minerais nucléaires.....	853	Octobre.
POIVILLIERS J.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : L'optique dans les chambres à bulles à hydrogène liquide.....	434	Mai.
POZWOLSKI A.	Filter pour signaux exponentiels.....	636	Juillet-Août.
PROFIT A.	Le CELTIC : Concentrateur Exploitant Les Temps d'Inactivité des Circuits.....	675	Septembre.
PRUGN P.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les interventions industrielles dans les études et réalisations.....	437	Mai.
RAY M.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelle de 50 cm.....	454	Mai.
RICATEAU P.	Interféromètre asservi à hyperfréquences pour la mesure de la densité électronique des gaz ionisés.....	594	Juillet-Août.
ROBIN G.	Production d'électricité par voie magnétohydrodynamique.....	482	Juin.
RODOT M.	Magnétomètre de précision à effet Hall.....	884	Octobre.
SARQUIZ M.	Appareillage destiné au contrôle automatique d'échantillons radioactifs.....	895	Octobre.
SAUTEL A.	Les effets thermoélectriques et leurs applications.....	507	Juin.
SCHULTE E.	Principes d'élaboration de circuits électroniques recommandés. Organisation d'un fichier de circuits élémentaires recommandés.....	791	Octobre.
SCHWEITZER J.	Nouveaux ensembles de comptage du C.E.A.....	793	Octobre.
SEGUINOT J.	Réalisation et contrôle de circuits logiques à structure modulaire.....	967	Novembre.
SERVENT J.M.	Essais d'endurance de transistors fonctionnant en régime d'avalanche.....	632	Juillet-Août.
SIBILLE R.	Le micromodule.....	921	Novembre.
SICARD F.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm.....	454	Mai.
SPRAGUE R.C.	Ensemble d'impression automatique de résultats d'échelles de comptage.....	818	Octobre.
TARRIUS A.	Essais de présentation des caractéristiques principales d'un pot en ferrite.....	638	Juillet-Août.
TASSO J.	Aspects particuliers du comptage en électronique nucléaire.....	781	Octobre.
TAVERNIER J.	Aperçu de la miniaturisation électronique.....	916	Novembre.
TEIJI UCHIDA	Photomultiplicateurs sans fenêtre. Etude. Réalisation.....	746	Septembre.
THIEN-CHI N.	Modulateurs équilibrés pour la télévision en couleurs.....	992	Décembre.
THUREAU P.	La conduction thermique dans les solides.....	541	Juin.
TOURNIER E.	Bande passante et rapport signal sur bruit des oscillateurs en spectrographie hertziennne. Oscillateurs à tubes et oscillateurs paramétriques.....	738	Septembre.
TSAI B.	Métallurgie et Electronique : Les apports de l'Electronique à la Métallurgie.....	5	Janvier.
VALLADAS G.	Les apports de la Métallurgie à l'Electronique.....	91	Février.
VANDEVYVER M.	Mesures thermiques sur un transistor germanium à jonction P.N.P. de puissance.....	34	Janvier.
VAN ROOY J.	Mesures continues en régime modulé.....	846	Octobre.
YONNET J.	Les chambres à bulles à hydrogène et deutérium liquides du L.P.C.H.E. : Les électroaimants.....	426	Mai.
YOUNG F.J.	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm.....	454	Mai.
	Perspectives d'emploi des diodes à plasma.....	496	Juin.
	Détecteurs de rayonnements nucléaires.....	786	Octobre.
	Les chambres à étincelles : La chambre à étincelles de 50 cm.....	454	Mai.
	Ondes longitudinales dans un plasma stationnaire en l'absence de champ magnétique..	1069	Décembre.

III. ANALYSES BIBLIOGRAPHIQUES

TITRES ET AUTEURS DES OUVRAGES ANALYSÉS	PAGE	MOIS
1. — Acoustique et basses fréquences		
Acoustique, tome I. — J. MERCIER.....	580	Juin.
Mesures électroniques, continu et basse fréquence, tome I. — J. BAURAND.....	475	Mai.
2. — Circuits et réseaux		
Circuits résonnants. — A. SCHURE.....	580	Juin.
Cours d'électronique. — E. GILLON.....	982	Novembre.
Electronique et Radioélectricité générale. — A. FOURNIER.....	282	Mars.
Etude des circuits à courant continu. — A. SCHURE.....	580	Juin.
Graphes de fluence. — L.P.A. ROBICHAUD, M. BOISVERT, J. ROBERT.....	474	Mai.
Les systèmes linéaires, tome II. — J. GARSOUX.....	580	Juin.
Servomécanismes et régulation. — H. CHESNUT et R.W. MAYER.....	72	Janvier.
3. — Détection électromagnétique. — Aides à la navigation		
Electronique, tome 3 et 4. — R. GUILLIEN.....	580	Juin.
4. — Electronique appliquée : calculateurs électroniques, électronique industrielle		
Dictionnaire de la mesure, du calcul et du réglage électroniques. — W.E. CLASON.....	71	Janvier.
Electronique appliquée. — M. BIBAL et P. HEINY.....	981	Novembre.
Industrial electronics made easy. — T. JASKI.....	581	Juin.
5. — Electronique nucléaire. — Applications à l'énergie atomique		
Chemical effects of nuclear transformations. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961.....	579	Juin.
Concept of semi-homogeneous reactor (SHR) and present status of research in Japan. — S. YAJIMA.....	581	Juin.
Effects of ionizing radiations on seeds. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961.....	582	Juin.
Effects of ionizing radiation on the nervous system. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962.....	579	Juin.

Evacuation des déchets radioactifs dans la mer. — Agence Internationale de l'Énergie Atomique, Vienne 1961 ..	582	Juin.
Exploitation des ensembles critiques et des réacteurs de recherche. — Agence Internationale de l'Énergie Atomique Vienne 1961 ..	582	Juin.
Heavy water production. — E.W. BECKER ..	662	Juillet-Août.
Inelastic scattering of neutrons in solids and liquides. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961 ..	981	Novembre.
Metallurgy of thorium production. — B. PROKASH, S.R. KANTAN and N.K. RAO ..	662	Juillet-Août.
Nuclear propulsion. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961 ..	71	Janvier.
Nuclear ship propulsion. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961 ..	579	Juin.
Pile neutron research in physics. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962 ..	981	Novembre.
Processing of radioactive Wastes. — C.A. MAWSON ..	581	Juin.
Power reactor experiments. — International Atomic Energy Agency, Vienne, 1962 ..	579	Juin.
Radiation damage in solids, tomes I et II. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962 ..	982	Novembre.
Radioisotopes in the physical sciences and industry. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962 ..	579	Juin.
Radioisotopes in tropical medicine. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962 ..	580	Juin.
Règlement de transport des matières radioactives. — Agence Internationale de l'Énergie Atomique, Vienne 1961 ..	662	Juillet-Août.
Régulations for the safe transport of radioactive materials. Notes on certain aspects of the regulations. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961 ..	582	Juin
Small and medium power reactors. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1961 ..	579	Juin.
Welding problems in nuclear construction. — E.B. LAVELLE et F.W. DAVIS ..	581	Juin.
Whole-Body counting. — International Atomic Energy Agency, Vienne 1962 ..	981	Novembre.

6. — Equipements et systèmes de télécommunication et de radiodiffusion

Transmission of information. — R.M. FANO ..	582	Juin.
---	-----	-------

7. — Matériaux et pièces détachées

Emploi des ferrites en hyperfréquence. — L. THOUREL ..	581	Juin.
Les Thyratrons. — C.M. SWENNE ..	475	Mai.
Le verre et la céramique dans la technique du vide. — Pierre COLNOT et Georges GALLET ..	982	Novembre.
Metallurgy of thorium production. — P. PROKASH, S.R. KANTAN and N.K. RAO ..	662	Juillet-Août.
Relais électromagnétiques. — P. CHOUGNET ..	282	Mars.
Technique de l'emploi des relais dans les machines automatiques. — Cl. POLGAR ..	282	Mars.

8. — Mesures et appareillages de mesures

Dictionnaire de la mesure, du calcul et du réglage électroniques. — W.E. CLASON ..	71	Janvier.
Mesures électriques, continu et basse fréquence, tome I. — J. BAURAND ..	475	Mai.
Propriétés statistiques du bruit de fond. — A. BLANC-LAPIERRE et B. PICINBONO ..	582	Juin.

9. — Propagation des ondes

Cours de radioélectricité générale, tome IV : Propagation des ondes. — P. DAVID et J. VOGÉ ..	475	Mai.
---	-----	------

12. — Semiconducteurs. — Diodes. — Transistors

Chimie-Physique des semiconducteurs. — J.P. SUCHET ..	282	Mars.
Cours d'électronique. — E. GILLON ..	982	Novembre.
Cours de Radioélectricité Générale (tome II) : Tubes amplificateurs et transistors. — P. DAVID et J. ELGIN ..	144	Février.
Electronique, tome 3 et 4. — R. GUILLIEN ..	580	Juin.
Electronique et Radioélectricité Générale. — A. FOURNIER ..	282	Mars.
Physique électronique des solides. — G. FOURNET ..	981	Novembre.
Printed circuits, their design and application. — J.M.C. DUKES ..	71	Janvier.

13. — Télévision

Electronique, tome 3 et 4. — R. GUILLIEN ..	580	Juin.
---	-----	-------

14. — Tubes à vide

Cours d'électronique. — E. GILLON ..	982	Novembre.
Cours de Radioélectricité Générale (tome II) : Tubes amplificateurs et transistors. — P. DAVID et J. ELGIN ..	144	Février.
Electronique et Radioélectricité générale. — A. FOURNIER ..	282	Mars.
Les Thyratrons. — C.M. SWENNE ..	475	Mai.

15. — Divers

Application de l'algèbre moderne à quelques problèmes de physique classique. — M. PARODI ..	662	Juillet-Août.
Chimie et thermodynamique. — G. EMSCHWILLER ..	581	Juin.
Cours d'électrotechnique générale. — Ch. SUCHET ..	580	Juin.
Cours élémentaire de mathématiques supérieures, tome I : compléments d'algèbre, les dérivées et leurs applications. — J. QUINET ..	581	Juin.
Electrotechnique, tome I. — A. FOUILLE ..	474	Mai.
Electrotechnique, tome III : convertisseurs. Applications de l'énergie électrique. — A. FOUILLE ..	581	Juin.
Éléments de mécanique rationnelle à l'usage des électroniciens. — F. BULTOT ..	981	Novembre.
Entropie. — J.D. FAST ..	475	Mai.
Graphiques des fonctions usuelles pour calculs numériques rapides. — C. MEYNART ..	144	Février.
La mathématique moderne, tome I : Éléments mathématiques. — A. BLANC-LAPIERRE ..	475	Mai.
Les sextils, nouvelles méthodes de calcul graphique. — P. DEJUSSIEU-PONTCARRAL ..	144	Février.
Physique électronique des solides. — G. FOURNET ..	981	Novembre.
Problèmes d'électronique. — R. GUILLIEN ..	582	Juin.
Sequential decoding. — J.M. WOZENCRAFT et B. REIFFEN ..	581	Juin.

PETITES ANNONCES

601.C. — Cie GÉNÉRALE
des COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES
recherche :

JEUNE INGÉNIEUR

E S E RADIO ou ÉQUIVALENT
pr développement semiconducteurs

Après 1 an de formation dans la région
parisienne, installation à CHERBOURG
où logement sera assuré. Adresser curricu-
lum vitae dét., prétentions COMPELEC
Service Personnel, 13, rue d'Enghien,
Paris 10^e.

602 C. — Urgt. Sté d'Importation rech.
AGENT TECHNICO-COMMERCIAL
pr diffusion Matér. Electroniq. Nucléaire.
Avant. Socx, Ecr. Réf. et prêtent.

SAPHYMO, 9, place des Etats-Unis,
Paris-16^e.



Revue affiliée au Syndicat
de la Presse Radioélectrique
Française - Paris

603.C. — COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES

professionnels et grand public
recherchent :

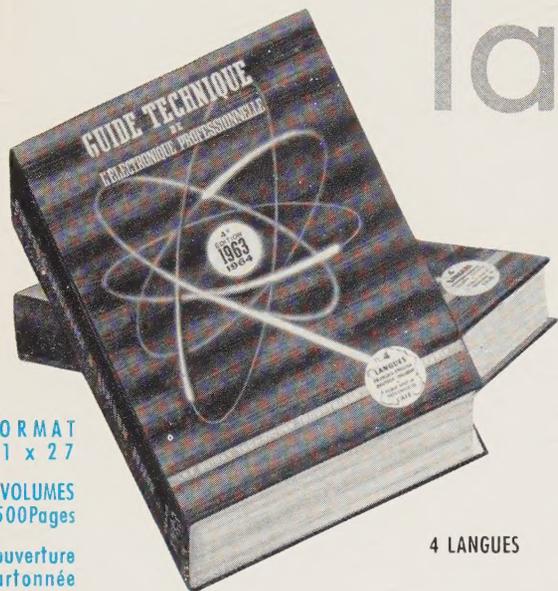
REPRÉSENTANTS

exclusifs introduits pour Paris et sa
région. Ecr. SARP N° 22, 80 av. V.-
Hugo, 16^e qui transm.

industriels

LA DOCUMENTATION
TECHNIQUE EST LE PLUS
PUISSANT FACTEUR

d'expansion



FORMAT
21 x 27

2 VOLUMES
1500 Pages

Couverture
cartonnée
4 couleurs

4 LANGUES

la 4^e édition

INTERNATIONALE

du GUIDE TECHNIQUE DE L'ÉLECTRONIQUE PROFESSIONNELLE

1963

1964

sera entièrement justifiée *



* Office
de Contrôle
de la
Diffusion
des supports
divers de la
Publicité
C.S.D.
18, Rue
Clairaut
Paris (17^e)

**TIRAGE ET DISTRIBUTION
EN FRANCE ET DANS LE MONDE...**

Les catalogues condensés bilingues, **partie essentielle** de notre ouvrage, véritables cartes de visite techniques de l'ENTREPRISE, représentent l'élément **le plus efficace et le moins cher** pour les premiers contacts **marché intérieur**

et **MARCHÉ COMMUN**

• Sans engagement de votre part,
demandez la visite de nos représentants...

ÉDITION - ADMINISTRATION - VENTE

LES GUIDES TECHNIQUES INDUSTRIELS
MEMBRE DE LA CHAMBRE SYNDICALE DES ÉDITEURS D'ANNUAIRES
13, RUE CHARLES-LECOQ - PARIS 15^e



RÉGIE EXCLUSIVE DE LA PUBLICITÉ

AGENCE PUBLÉDITEC - DOMENACH
13, RUE CHARLES-LECOQ - PARIS 15^e. - BLO. 88-04 et 05.

VENTE EXCLUSIVE DE NOS GUIDES EN LIBRAIRIE : EDITIONS CHIRON - 40, RUE DE SEINE - PARIS (6^e)



Réalisation de la fonction
logique NI en circuits in-
tégrés (montage sur boi-
tier T.O. 5, 8 sorties)
fabrication C.F.S.

**MICROMINIATURISATION
ET CIRCUITS IMPRIMÉS**

★ IL FALLAIT BIEN SUR LIRE CSF...

Comme l'indiquait bien le sommaire. Avec les compliments de l'éditeur et les excuses de son imprimeur. Voir aussi dans le numéro de Novembre les articles CSF de X. Ameil J. Schweitzer J. Blanluet.

★ OF COURSE THIS SHOULD READ CSF...

As was indicated in the summary, COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL is the leading french electronic manufacturers and turns out about one third of its production in components. With our apologies to our readers. The Publishers.

ERRATUM
de la couverture
de Novembre 62
de notre revue

CSF - COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL

79, BOULEVARD HAUSSMANN - PARIS 8^e ★ TELEPHONE ANJOU 84 60

