

L'ONDE

47^e ANNÉE - N° 479

FÉVRIER 1967

P R I X : 1 2 F

ÉLECTRIQUE

revue mensuelle de la

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS



Voltmètre numérique continu, Venus 405 produit par la Division Electronique Professionnelle de Schneider Radio-Télévision

Colloque international "récepteurs micro-ondes à faible bruit" (2^e Partie)

Mesur à ondes progressives, Y. DE COATPONT.
Stabilité du gain et mesures de température de bruit, J. GRANGEON. — Mesur à cavité, A. MOLE, M. SOUTIF. — Amplificateur paramétrique pour radioastronomie, J. DELANNOY, J.C. RIBES. — Amplificateurs paramétriques, T. M. NYLTIN. — Bruit dans un amplificateur paramétrique, Y. AYANT, R. CHICAULT. — Amplificateurs paramétriques non dégénérés, L. MATTHAEI. — Amplificateur paramétrique, Pacino, F. CARAS. — SA, G. S. STRACCA. — Mélangeur paramétrique, C. BOISCHOT. — Antenne pour station de télécommunications spatiales, F. MANDEL, E. ROGER, Y. TOCQUEG. — Antennes en radiométrie horizontale, E. SPITZ. — Antennes radiométriques, E. SCHANDA. — Optimisation d'une antenne froide, S. DRABOWITCH. — Influence des facteurs de propagation, M. THUÉ, J. VOGÉ. — Ensemble récepteurs-antennes, E. J. BLUM. — Le grand radiotélescope de Nancy, F. BIRAUD.



des économies certaines...

UN NOUVEAU FRÉQUENCEMÈTRE COMPTEUR AUTOMATIQUE

TYPE **HA 300**

avec **préamplificateur** incorporé dans le
TIROIR CONVERTISSEUR 520 MHz

0 à **51 MHz** en direct (1 entrée CONTINU, 1 entrée ALTERNATIF)
jusqu'à **3 GHz** avec tiroirs Convertisseurs Enfichables.
Jusqu'à **12 GHz** avec Oscillateur de Transfert.

SENSIBILITÉ :

1 mV jusqu'à 50 MHz	} avec préamplificateur-convertisseur type HAF 600
10 mV jusqu'à 520 MHz	
50 mV jusqu'à 3 GHz	

QUARTZ PILOTE : Stabilité :

2.10⁻⁹ par heure, 5.10⁻⁹ par jour, 5.10⁻⁸ par semaine.

MÉMORISATION DES RÉSULTATS :

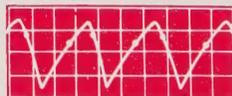
Commande de porte automatique, manuelle ou extérieure.
Mesures des fréquences, des périodes, des durées, des rapports de fréquences.

UTILISATION : Compteur totalisateur, standard de fréquences, chronomètre, quotientmètre, diviseur BF, etc...

Autres dispositifs auxiliaires : Enregistreur imprimant décimal type BG 200 - Convertisseur digital/analogique type HDA 100 - Transcripteur pour imprimante ADDO-X, etc...



Dispositif de surbrillance



AGENCE PUBLIÉDÉ-DOMENACH 3110



ETS GEFFROY ET CIE - INGÉNIEUR-DOCTEUR-CONSTRUCTEUR

Société Anonyme
au Capital de 5.250.000 F

18, Avenue Paul-Vaillant-Couturier
78 - Trappes - Tél. 923-08-00 +

Télex : 25.705

Adresse télégraphique :
Feritrappes - France

Délégation régionale :
281, Rte d'Espagne
31 - Toulouse - Tél. 42-11-88

L'ONDE ELECTRIQUE

Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens

RÉDACTION

S. F. E. R., 10, avenue Pierre-Larousse, 92 - MALAKOFF
Tél. 253-04-16.

Président du Comité de Rédaction, M. A. FLAMBARD,
Ingénieur Militaire en Chef.

Président du Comité de Lecture, M. E. ROUBINE, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.

Rédacteur en Chef,
M. J. DUSAUTOY, Ing. E. S. E.
Tél. 225-24-19.

*

ÉDITION

ÉDITIONS CHIRON S. A.,
40, rue de Seine, 75 - PARIS 6^e.
Tél. 633-18-93.

Abonnement (1 an, soit 11 numéros), chez l'éditeur :
France 54 F — Étranger 65 F.
C. C. P. PARIS 53-35

Pour les membres de la S. F. E. R. voir au verso extraits des statuts et montant des cotisations.

*

PUBLICITÉ

Exclusivité :
M. R. G. DOMENACH,
Tél. 250-88-04 et 05.
(voir dernière page)

*

Sur notre couverture

Vénus 405, voltmètre statistique à 5 chiffres (100 mesures par seconde). Calibres 1, 10, 100 et 1 000 V. Polarité automatique. Précision $3 \cdot 10^{-4}$. Résolution : 10^{-4} . Impédance d'entrée : 10 M Ω . Sorties codées : 1.2.4.8.

Le Vénus 405 est présenté en coffret de 225 x 200 x 345 mm ou en 4/8 de tiroir 4 unités au standard 19⁷⁷.

Division Electronique Professionnelle de
Schneider R. T. - 12, rue Louis Bertrand,
94-Ivry - Tél 482.43.87 +

47^e année

Février 1967

12 F

N° 479

SOMMAIRE

Colloque international « récepteurs micro-ondes à faible bruit » 2^{ème} Partie

Maser (suite)

Etude d'un maser à onde progressive de 8 mm de longueur d'onde Y. DE COATPONT et A. ROBERT	165
Influence de la stabilité du gain sur les mesures de température de bruit. J. GRANGEON	178
Etude et réalisation d'un maser à cavité fonctionnant à $\lambda = 4$ mm. A. MOLÉ et M. SOUTIF	183

Amplificateurs paramétriques

Amplificateurs paramétriques à grande stabilité de gain pour la radioastronomie. J. DELANNOY et J.C. RIBES	192
L'étude des amplificateurs paramétriques. T.M. HYL TIN Calcul du bruit dans un amplificateur paramétrique par une méthode classique approchée, justification de la méthode par les fonctions aléatoires. Y. AYANT, R. CHICAULT	221
Amplificateurs paramétriques non dégénérés. L. MATTHAEI	233
Amplificateur à faible bruit de la station au sol de Fucino. F. CARASSA, G.B. STRACCA	235
Mélangeur paramétrique à double pompe pour antenne de réception faible bruit à multipincaux. C. VERGNOLLE	241

Antennes et radioastronomie

Bruits cosmiques en micro-ondes. A. BOISCHOT	252
Une antenne à fort gain et faible température de bruit pour station de télécommunications spatiales P. MANDEL, G. ROGER, Y. TOCQUEC	258
Techniques nouvelles des antennes en radiométrie hertzienne. E. SPITZ	266
Discriminateur de sources de radiations rectangulaires et circulaires de grande étendue au moyen d'antennes radiométriques. E. SCHANDA	277
Optimisation d'une antenne froide par l'emploi de sources multimodes. S. DRABOWITCH	281
Influence des facteurs de propagation sur la température de bruit d'un récepteur aux hyperfréquences. M. THUÉ et J. VOGÉ	294
L'ensemble récepteurs-antennes en radioastronomie. E.J. BLUM	299
Sources primaires pour le grand radiotélescope de Nançay. F. BIRAUD	302
Antenne lacunaire. G. LE COZ et B. ECOTIÈRE	306

Correspondance

Informations. Documentation technique, communiqués	313
	323

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1967)

M. J.J. MATRAS, Ingénieur Général des Télécommunications.

Président désigné pour 1968

M. A. FESSARD, Professeur au Collège de France.

Vice-Présidents

MM. E. ROUBINE, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris (E.S.E.)
 J. PICQUENDAR, Directeur du Laboratoire de Recherches Générales C.F.T.H.
 M. THUÉ, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Secrétaire Général

M. R. CABESSA, Directeur à la Compagnie Internationale pour l'Informatique

Secrétaires Généraux Adjoins

MM. B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique de l'E.S.E.
 A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications au CNET.

Trésorier

M. J.M. MOULON, Directeur Général Adjoint de la Société MECL.

Secrétaires

MM. P. GUICHET, Ingénieur à la C.A.E.
 M. FENEYROL, Ingénieur des Télécommunications au CNET.
 J. DUMONT, Ingénieur des Télécommunications à l'O.R.T.F.

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE DE BOURGOGNE

Président. — M. J. BOUCHARD, Professeur et Directeur du Département de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon.
Vice-Président. — M. J. PEYSSOU, Directeur du Centre R.P.C. de la C.S.F. à Dijon.
Secrétaires. — MM. L. GODEFROY, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Dijon, J.M. GRANGÉ, Ingénieur à la C.S.F.

GRUPE DE BRETAGNE

Président. — M. L.J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Directeur du Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.
Vice-Présidents. — M. J. MEVEL, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
 M. G. GRAU, Directeur de la C.S.F. à Brest.
Secrétaire. — M. J.M. PERSON, Ingénieur des Télécommunications au Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

GRUPE DE L'EST

Président. — M. R. GUILLIEN, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique de Nancy.
Secrétaire. — M. E. GUEFIN, 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 des Services Techniques Régionaux de l'O.R.T.F. — M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.
Secrétaire. — M. BOUYET, Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

GRUPE DE TOULOUSE-MIDI-PYRÉNÉES

Président. — M. F. CAMBOU, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Toulouse.
Vice-Président. — M. J.-L. POURNY, Directeur général de la Société Synelec.
Secrétaire général. — M. BIREBENT, Professeur à la Faculté des Sciences de Toulouse.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et Techniciens	M. Ch. DUFOUR	
2	Etudes scientifiques générales	M. M. BERNARD M. Cl. DUGAS	M. J.P. NOBLANC M. G. PARICARD
3	Physique de l'état solide	M. G. MOURIER	M. A. M. SHROFF
4	Tubes électroniques		
5	Composants électroniques	M. F. DUMAT M. F. DU CASTEL	M. J.-M. HUBERT M. A. BUISCHOT
6	Propagation des ondes		
7	Electroacoustique. Enregistrement des sons	M. G. FERRIEU	M. P. RIETY
8	Télécommunications - Radiodiffusion - Télévision	M. J. DELVAUX	M. I. AFANASSIEFF
9	Radiodétection et localisation. Radionavigation	M. D. COULMY	M. A. VIOLET
10	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. GAUDFERNAU	M. M. JEULIN
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. J. POTTIER	M. Ch. GUYOT
12	Electronique biologique et médicale	M. P.M. SCHURR	M. R. DISTEL

EXTRAITS DES STATUTS

ARTICLE PREMIER. — La Société FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIO ÉLECTRICIENS 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 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° Adresser au Président une demande écrite appuyée par deux membres, non étudiants, de la Société*.

2° Etre 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

à adresser à la S.F.E.R., C.C.P. Paris 697.38.

Particuliers résidant en France	40 F
Particuliers en cours d'études, résidant en France et âgés de moins de 25 ans	20 F
Particuliers résidant à l'étranger : 40 F + 5 F pour frais postaux ..	45 F
Particuliers en cours d'études, résidant à l'étranger et âgés de moins de 25 ans : 20 F + 5 F pour frais postaux	25 F
Sociétés ou Collectivités, à leur gré	200 F
	ou 500 F
	ou 1000 F

Changement d'adresse : joindre 1,50 F à toute demande.

*Pour les étrangers dans l'impossibilité de trouver des parrains, le Bureau pourra accorder le parrainage sur titres (diplômes, inscriptions à certaines sociétés, recommandations de personnalités scientifiques non membres de la S.F.E.R., etc.).

** Cette publication est la revue « l'Onde Electrique ».

RÉSUMÉS DES ARTICLES

MASER ★ RUTILE ★ AMPLIFICATEUR ★ HYPERFRÉQUENCE ★ FAIBLE BRUIT

ETUDE D'UN MASER A ONDE PROGRESSIVE DE 8 mm DE LONGUEUR D'ONDE, par Y. de COATPONT et S. ROBERT. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 165-177).

Un maser fonctionnant dans la bande de 8 mm de longueur d'onde a été mis au point. La structure utilisée est de type à onde progressive et le matériau actif est un monocristal de rutile (TiO₂) dopé au fer trivalent.

Le pompage, de type push-pull, est effectué dans la bande de 4 mm de longueur d'onde. Le champ magnétique appliqué est de 10 000 Oe. La structure est rendue unidirectionnelle grâce à un isolateur à ferrite incorporé. Dans la gamme de fréquence allant de 34 à 36 GHz, un gain net de 26 dB environ est obtenu dans une bande passante de 30 MHz ; la température de bruit du maser est inférieure à 50 °K.

Cet amplificateur, destiné à être incorporé dans un récepteur radiométrique, va permettre d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité qu'il est possible d'obtenir à l'aide d'un récepteur classique.

RÉCEPTEUR HYPERFRÉQUENCE ★ MASER ★ TEMPÉRATURE DE BRUIT ★ SOURCE DE BRUIT ★ MÉTHODE ET PRÉCISION DE MESURE ★ STABILITÉ DE GAIN

INFLUENCE DE LA STABILITÉ DU GAIN SUR LES MESURES DE TEMPÉRATURE DE BRUIT, par J. GRANGEON. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 178-182).

L'article comporte une discussion sur les méthodes de mesure des températures de bruit des récepteurs hyperfréquence. L'auteur étudie la précision des mesures dans le cas des récepteurs à très faible bruit et donne le choix de la méthode et des sources les mieux adaptées. Il donne, pour finir, un calcul sur l'influence de la stabilité des gains.

MASER ★ HYPERFRÉQUENCES

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN MASER A CAVITÉ FONCTIONNANT à $\lambda = 4$ mm, par A. MOLÉ et M. SOUTIF. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 183-191).

Si grâce à leur simplicité, les amplificateurs paramétriques présentent la solution idéale en ondes centimétriques, il n'est pas certain qu'ils soient réalisables dans le domaine des ondes millimétriques.

La seule solution reste celle offerte par les masers et c'est pourquoi les auteurs entreprennent dans cet article la description d'un maser à cavité fonctionnant à une longueur d'onde de 4 mm.

RADIOASTRONOMIE ★ AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES ★ STABILITÉ DE GAIN

AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES A GRANDE STABILITÉ DE GAIN POUR LA RADIOASTRONOMIE, par J. DELANNOY et J.C. RIBES. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 192-202).

Les auteurs étudient les amplificateurs paramétriques pour la radioastronomie en prenant, comme point de départ, ce qui a été réalisé pour le grand radiotélescope de Narçay.

La température de bruit du paramétrique pourrait se situer aux environs de 35 °K ou même moins.

Le rapport signal/bruit étant très faible, les intégrations atteignent une heure, ce qui nécessite une grande stabilité du gain. Pour l'amplificateur paramétrique, on demandera 1‰ sur une heure.

Pour obtenir ce résultat, on doit se tenir à un fonctionnement situé à l'optimum de la température de bruit : les auteurs indiquent les moyens qu'ils ont utilisés pour y parvenir.

VARACTORS ★ AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES ★ FAIBLE BRUIT ★ HYPERFRÉQUENCES

ÉTUDE DES AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES, par T.M. HYLTIIN. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 203-220).

Après avoir étudié les différentes caractéristiques des varactors et leurs techniques de fabrication, l'auteur donne le schéma du circuit équivalent et les équations correspondantes.

Il détermine les qualités du varactor qui le désignent tout spécialement pour l'amplification paramétrique hyperfréquence à faible bruit.

L'auteur étudie ensuite les circuits de l'amplificateur paramétrique et donne des exemples de montage avec un ou deux varactors. Il termine par des applications numériques.

AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE ★ FACTEUR DE BRUIT

CALCUL DU BRUIT DANS UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE PAR UNE MÉTHODE CLASSIQUE APPROCHÉE. JUSTIFICATION DE LA MÉTHODE PAR LES FONCTIONS ALÉATOIRES, par Y. AYANT et R. CHICAULT. L'Onde Electrique, FÉV 1967 (pp. 221-232).

Dans la première partie, on rappelle brièvement le calcul du facteur de bruit avec des hypothèses simplificatrices (filtres parfaits), puis on montre une amélioration possible de la méthode dans le cas réel (filtre non parfaits). Une comparaison est faite numériquement dans un cas concret.

Dans la deuxième partie, on traite un cas de circuit simple par deux méthodes :

1° concept des fonctions aléatoires

2° extension de la méthode de la première partie.

On montre que cette dernière converge vers celle des fonctions aléatoires en considérant un spectre étendu. Ceci justifie, a posteriori, le principe de la méthode de calcul de la première partie.

Une analyse numérique est faite pour montrer l'influence des paramètres du circuit. Les conditions de convergence des calculs en sont déduites ainsi que les conséquences qui en résultent, quant à la précision, pour la première partie.

SUMMARIES OF THE PAPERS (continued)

GROUND STATION AT FUCINO ★ RECEPTION OF EARLY BIRD ★
LOW-NOISE PARAMETRIC AMPLIFIER ★ DIODE TUNNEL AMPLIFIER

LOW-NOISE AMPLIFIER AT THE GROUND STATION OF FUCINO, by F. CARASSA and G.B. STACCA. L'Onde Electrique, FEB. 1967 (pp. 235-240).

In this article the writers describe the low-noise amplifiers used at Fucino for reception of the telecommunications satellite Early Bird.

The arrangement involves two identical parametric amplifiers operating in cascade but the first only is cooled by liquid helium, the second being at ambient temperature. A tunnel diode amplifier is interposed between the parametric amplifiers and the conventional receiver. The assembly is temperature controlled.

NON-DEGENERATIVE PARAMETRIC AMPLIFIERS ★ WIDE BAND ★ MICROWAVE

NON-DEGENERATIVE PARAMETRIC AMPLIFIERS, by L. MATTHAEI. L'Onde Electrique, FEB. 1967 (pp. 233-234).

The writer gives only a short resume accompanied with a generous bibliography because the address which he gave during the International Symposium on low noise microwave receivers has already attracted publicity in the American journals.

TELECOMMUNICATIONS BY SATELLITES ★ CASSEGRAIN ANTENNA ★
HIGH GAIN ★ LOW NOISE ★ EXAMINATION BY REDUCED MODEL

A HIGH GAIN AND LOW NOISE TEMPERATURE ANTENNA FOR A SPACE COMMUNICATIONS STATION, by P. MANDEL, G. ROGER and Y. TOCQUEC. L'Onde Electrique, FEB. 1967 (pp. 258-265).

The writers describe the successive phases of the radioelectric design study for a parabolic antenna of the Cassegrain type intended for telecommunication by satellites. The theoretical account is rounded off by measurements of gain and the taking of radiation diagrams on a model of the final antenna at reduced scale. The results of these measurements agree with the forecasts and show that an antenna of this type provides one of the possible solutions to the problem of low-noise temperature antennas.

MULTY-SPUR ANTENNAS ★ DOUBLE-PUMP MIXERS ★ HIGH GAIN ★
LOW NOISE ★ HYPER-FREQUENCIES

PARAMETRIC DOUBLE-PUMP MIXER FOR A MULTI-SPUR LOW-NOISE RECEIVING AERIAL, by C. VERGNOLLE. L'Onde Electrique, FEB. 1967 (pp. 241-251).

The multi-spur antenna with which this account is concerned is made up of a network of elementary sources receiving from a direction θ a signal of frequency f_s , each being followed by a parametric mixer fed by a common local oscillator or pump through lines of length D_p . The outputs from the mixers are then re-grouped in phase towards a single receiver. If one applies simultaneously two close pump frequencies f_p and $f_p + sf_p$, it can be shown that the different frequency combinations at the output $f_p + m sf_p \pm f_s$ are in phase at the output of the mixers for directions of distant radiation given by $m \Delta\theta(\Delta f_p \cdot D_p)$.

The theoretical and experimental study of double-pump mixers of the « down convector » type shows the possibility of obtaining simultaneously a significant gain on a finite number of output frequency combinations with a low noise level and accuracy of amplitude and of phase compatible with the output accuracy of the network antennas.

RADIOMETRY ANTENNAS ★ THE TREATMENT OF SIGNALS
★ AN AIRBORNE CROSS REFERENCE SYSTEM

NEW TECHNIQUES IN RADIOMETRY ANTENNAS, by E. SPRITZ. L'Onde Electrique, FEB. 1967. (pp. 266-276).

The article discusses the technique of radiometry antennas and the treatment of their signals in relationship to aerial mapping of the ground.

A comparison is given of conventional systems with correlating systems, particularly from the point of view of secondary loads, in the reduction and the size of the load and the sensitivity of detection.

An example of an airborne system is studied.

COSMIC NOISE ★ HYPERFREQUENCIES ★ RADIO SOURCES

COSMIC NOISE AND MICROWAVES, by A. BOICHOT. L'Onde Electrique, FEB. 1967 (pp. 252-257).

With the appearance of receivers having very low noise levels, it is a matter of interest to list the various kinds of noise which may be intercepted by the antenna. They include natural noise of terrestrial and extra-terrestrial origin, galactic noise, noise of solar origin, originating from the moon, of planetary origin and from radio sources within the galaxy and extra galactic.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (suite)

RADIOASTRONOMIE ★ ANTENNES PARABOLIQUES

DISCRIMINATION DE SOURCES RAYONNANTES RECTANGULAIRES ET CIRCULAIRES DE GRANDE ÉTENDUE AU MOYEN D'ANTENNES RADIOMÉTRIQUES, par E. SCHANDA. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 277-280).

L'homogénéité et la largeur limite des diagrammes des antennes de réception interviennent dans les courses pour lesquelles les contrastes brusques des sources de radiation de grande étendue apparaissent floues.

La forme du lobe principal des diagrammes des antennes à grand réflecteur parabolique de symétrie axiale — telle que celles utilisées en Radio Astronomie et en Radiométrie — peut être représentée approximativement par une courbe de Gauss.

On établit l'expression du diagramme de réception résultant concernant les antennes possédant cette forme de lobe principal.

L'intégration est effectuée, en particulier, dans les cas de surfaces de rayonnement rectangulaire et circulaire homogènes.

Les résultats du calcul sont vérifiés expérimentalement en prenant le soleil comme source de rayonnement.

RADIOTÉLESCOPES ★ RECHERCHE DE L'OPTIMISATION ★ CHOIX RÉCEPTEUR ANTENNE

L'ENSEMBLE RÉCEPTEURS-ANTENNES EN RADIOASTRONOMIE, par E.J. BLUM. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 299-301).

La Radioastronomie s'est intéressée, dès son origine, aux récepteurs à faible bruit. Mais à présent, les radiotélescopes sont devenus des instruments complexes qu'il faut chercher à optimiser pour un type d'observation déterminé.

Ainsi la confusion peut limiter la sensibilité dans certains cas, plus que le bruit du récepteur. Dans d'autres circonstances, l'emploi de récepteurs et d'antennes simples mais nombreux est recommandable. Quelquefois on peut jouer sur la permanence des émissions des objets célestes dans le temps pour obtenir par synthèse leur image.

Les divers systèmes de radiotélescopes sont passés en revue, et on montre qu'on peut souvent fixer un choix assez précis pour résoudre un certain problème, mais en considérant toujours récepteur et antenne ensemble.

ANTENNE FROIDE ★ FACTEUR DE QUALITÉ ★ ILLUMINATION ★ SOURCES MULTIMODES

OPTIMISATION D'UNE ANTENNE FROIDE PAR L'EMPLOI DE SOURCES MULTIMODES, par S. DRABOWITZ. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 281-293).

Dans la première partie de cet exposé, après avoir défini le facteur de qualité d'une antenne par le rapport entre son facteur de gain et la température totale de bruit du récepteur (température d'antenne et température du récepteur proprement dit), l'auteur aborde le problème suivant : étant donné un réflecteur parabolique orienté au zénith et une ouverture primaire de diamètre fini, trouver la loi d'illumination de cette ouverture qui conduit au facteur de qualité maximal.

Après avoir déterminé cette loi dans divers cas, l'auteur aborde, dans la seconde partie, l'étude des méthodes permettant d'approcher de telles lois au moyen de sources primaires du type « multimodes ». Il rappelle le principe de fonctionnement de ces sources et donne la description et les performances de quelques-unes d'entre elles.

ANTENNE MULTIMODE ★ NANÇAY (RADIOTÉLESCOPE) ★ OBSERVATIONS ★ HOGHORN MODES SUPÉRIEURS ★ MODEURS

SOURCES PRIMAIRES POUR LE GRAND RADIOTÉLESCOPE DE NANCY, par F. BIRAUD. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 302-305).

Application pratique des principes exposés par S. DRABOWITZ pp. 285-297 de ce numéro de l'Onde Electrique dans sa communication sur l'optimisation d'une antenne froide par l'emploi de sources multimodes, la conférence de F. BIRAUD traite de la réalisation des cornets primaires multimodes du radiotélescope de Nançay qui sont sensibles aux deux polarisations et collectent au foyer de l'appareil l'énergie qu'il reçoit.

FACTEURS DE PROPAGATION ATMOSPHÉRIQUE ★ BRUITS RECUEILLIS PAR L'ANTENNE ★ CHOIX DU RÉCEPTEUR HYPERFRÉQUENCE

INFLUENCE DES FACTEURS DE PROPAGATION SUR LA TEMPÉRATURE DE BRUIT D'UN RÉCEPTEUR AUX HYPERFRÉQUENCES, par M. THUÉ et J. VOGÉ. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 294-298).

On rappelle comment les facteurs de propagation dans l'atmosphère terrestre contribuent au bruit recueilli par l'antenne associée à un récepteur fonctionnant dans la gamme hyperfréquence : bruit lié à l'absorption par les gaz de l'air et par les formations météorologiques, influence des radomes. On indique la température de bruit qui en résulte dans les cas usuels, afin de guider dans le choix de l'étage d'entrée du récepteur.

ANTENNES RÉSEAUX

ANTENNE « LACUNAIRE », par G. Le Coz et B. ECOTIERE. *L'Onde Electrique*, FÉV 1967 (pp. 306-312).

Les auteurs présentent une méthode pour déterminer les antennes réseaux dont les sources sont disposées sur des cercles concentriques.

Le calcul et les essais d'une maquette de 32 sources sont succinctement exposés.

Les diagrammes de rayonnements obtenus pour une inclinaison du pinceau principal (par rapport à la normale du réseau) de 0°, 10°, 20° et 30° sont ensuite donnés.

SUMMARIES OF THE PAPERS (continued)

RADIO TELESCOPES ★ RESEARCH FOR OPTIMISATION ★
THE CHOICE OF RECEIVER AERIAL

ASSOCIATION OF RECEIVERS AND ANTENNAS IN RADIO-ASTRONOMY, by E.J. BLUM. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967 (pp. 299-301).

Radio astronomy has been concerned from its beginning with low noise receivers. At present radio telescopes have become complex devices where it is necessary to seek an optimum arrangement for a particular type of observation.

Thus blurring can limit the sensitivity in some instances more than receiver noise. In other circumstances the use of simple but numerous antennas and receivers is to be recommended. Sometimes one can make use of the stability of the emission of celestial objects with time to obtain their image by synthesis.

The various radio telescope systems are reviewed and it is shown that one can often make a fairly precise choice to meet a particular problem but always taking the receiver and the antenna into consideration together.

RADIO-ASTRONOMY ★ PARABOLIC ANTENNAS

DISCRIMINATION OF RECTANGULAR AND CIRCULAR RADIATING SURFACES OF LARGE EXTENT BY MEANS OF RADIOMETRY ANTENNAS, by E. SCHANDA. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967 (pp. 277-280).

The uniformity and the width of antenna reception diagrams are involved in operations where the sharp contrasts of radiation sources of large extent appear blurred. The shape of the principal lobe in the polar diagrams of aerials using a large parabolic reflector symmetrical about an axis — such as those used in radio-astronomy and radiometry — can be represented approximately by a Gaussian curve.

An expression for the resulting reception diagram is developed for antennas possessing that kind of principal lobe.

The integration is made particularly for the instances of radiation surfaces which are rectangular and uniformly circular.

The results of the calculation are proved experimentally taking the sun as a source of radiation.

MULTIMODE ANTENNA ★ NANÇAY (RADIO TELESCOPE) ★
OBSERVATIONS ★ UPPER HORN MODES ★ MODE DEVICES

PRIMARY SOURCES FOR THE LARGE RADIOTELESCOPE AT NANÇAY, by F. BIRAUD. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967 (pp. 302-305).

A practical application of the principles set out by S. DRABOWITCH on pages 285 to 297 of this issue of *L'Onde Electrique* in his paper on the optimisation of an antenna by the use of multimode sources. The contribution by F. BIRAUD deals with the design of primary multimode horns of the Nançay radiotelescope, which are sensitive to two polarisations and assemble at the input of the equipment the energy which it receives.

COLD ANTENNA ★ QUALITY FACTOR ★ ILLUMINATION ★
MULTIMODE SOURCES

OPTIMISATION OF A COLD ANTENNA BY THE USE OF MULTIMODE SOURCES, by S. DRABOWITCH. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967, (pp. 281-293).

In the first part of this account, after having defined the quality factor of an antenna by the relationship between its gain factor and the total received noise (antenna temperature and receiver temperature), the writer poses the following problem.

Given a parabolic reflector orientated to the zenith and a primary opening of finite diameter, find the law for the illumination of that opening which leads to the highest quality factor.

After having worked out this law in various instances, the writer goes on, in the second part, with a study of methods which permit an approximation to such laws by means of primary sources of the multimode type. He recalls the principle of operation of these sources and gives a description and performance of some among them.

ANTENNA NETWORKS

GAPPED ANTENNA, by G. LE COZ and B. ECOTIÈRE. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967 (pp. 306-312).

The writers describe a method for designing antenna networks where the sources are disposed on concentric circles.

The calculation and the trials of a network of 32 sources are briefly explained. The radiation diagrams obtained for a slewing of the principal beam (in relation to normal of the network) of 0°, 10°, 20° and 30° are then given.

ATMOSPHERIC PROPAGATION FACTORS ★
NOISE RECEIVED BY THE ANTENNA ★ CHOICE OF HYPERFREQUENCY RECEIVER

THE INFLUENCE OF PROPAGATION FACTORS ON THE NOISE TEMPERATURE IN A HIGH FREQUENCY RECEIVER, by M. THUÉ and J. VOGÉ. *L'Onde Electrique*, FEB. 1967 (pp. 294-298).

There is first an account of how propagation factors in the earth's atmosphere contribute to the noise received by the antenna associated with a receiver operating in the hyperfrequency range. This is noise associated with absorption by the gases present in the air and by meteorological formations. An indication is given of the noise temperature which results in the usual instances as a means towards guiding the choice of the input stage in the receiver.

ÉTUDE D'UN MASER A ONDE PROGRESSIVE DE 8 mm DE LONGUEUR D'ONDE

PAR

Y. DE COATPONT et A. ROBERT

Département C.E.P.C.A.

de la Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil

1. Introduction

En 1960, le Département de Physique Appliquée de la C.S.F. réalisait l'un des premiers amplificateurs français de type maser. Cet amplificateur, utilisant comme matériau actif un cristal de rubis, placé dans une cavité résonnante, fonctionnait aux environs de 9 GHz.

Depuis, compte tenu de l'intérêt prometteur de la radiométrie millimétrique d'une part et de l'expérience acquise dans cette technique moderne d'autre part, il est devenu indispensable de développer des amplificateurs à très faible température de bruit dans ce domaine de longueurs d'ondes. En conséquence, la C.S.F. a fourni une participation importante à l'étude d'un maser fonctionnant à 4 mm de longueur d'onde, entreprise à l'Université de Grenoble; simultanément, dans ses laboratoires de recherche de Corbeville, cette même compagnie a entrepris la réalisation d'un maser utilisant du rutile comme matériau actif et fonctionnant à 8 mm de longueur d'onde. Ce sont les travaux d'études préliminaires à cette réalisation qui font l'objet du présent article.

Pour obtenir les meilleures performances possibles notamment un produit (gain) \times (bande passante) élevé, deux solutions ont été envisagées.

La première consiste à coupler plusieurs cavités [1]; mais cette solution n'est pas particulièrement bien adaptée au matériau utilisé en raison de la valeur élevée de sa constante diélectrique et de la variation très importante de celle-ci en fonction de la température; aussi n'a-t-elle pas été retenue.

La deuxième solution consiste en une amplification progressive de l'onde; dans ce cas, on bénéficie d'un produit (gain) \times (bande passante) élevé et d'une grande stabilité de gain; de plus, une telle structure non résonnante ne nécessite pas de réglages, toujours délicats à effectuer dans le bain d'hélium liquide.

L'orientation vers cette dernière solution a semblé la plus prometteuse. Ainsi, après avoir déterminé et vérifié les conditions d'utilisation du matériau (champ magnétique, fréquence de pompe), étudié la variation des différents paramètres en fonction de la concentration, une maquette a été réalisée. Tous les éléments se trouvent ainsi réunis pour permettre la réalisation d'un amplificateur à faible bruit destiné à des mesures radiométriques.

2. Considérations générales

2.1. CHOIX DU MATÉRIAU

En raison de la valeur peu élevée de son écart de niveaux en champ nul, le rubis ne peut plus convenir, en fonctionnement continu, au-delà de 10 GHz.

Le seul matériau actuellement connu susceptible d'être utilisé aux longueurs d'ondes millimétriques est le rutile TiO_2 dopé, soit au fer, soit au chrome. La possibilité d'obtenir une inversion de population avec ce matériau a été mise en évidence dans de nombreux laboratoires, généralement à l'aide de structures expérimentales à cavité [2 à 8]. Récemment, AIL a annoncé la réalisation d'un maser opérationnel à onde progressive à 8 mm de longueur d'onde utilisant du rutile dopé au chrome [9].

Il n'y a pas de raison vraiment déterminante pour choisir le chrome plutôt que le fer comme ion paramagnétique et c'est finalement le rutile dopé au fer qui a été retenu.

2.2. CONDITIONS D'UTILISATION

Les niveaux Zeeman constituant le spectre de l'ion fer trivalent dans le rutile dépendent de la valeur du

(1) Cette étude a pu être entreprise grâce au financement de la Direction des Recherches et Moyens d'Essais (D.R.M.E.).

champ magnétique appliqué H_0 et de son orientation par rapport aux axes du cristal. Cette orientation sera repérée par les coordonnées sphériques classiques θ_0, φ_0 dans le système défini de la façon suivante (fig. 1) : l'axe Oz est confondu avec l'axe optique du cristal (axe $[001]$) ; les axes Ox et Oy sont respectivement les axes $[110]$ et $[\bar{1}\bar{1}0]$ du cristal.

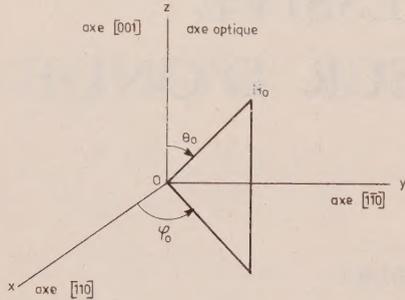


FIG. 1. — Système d'Axes de Coordonnées utilisé.

Les critères qui ont permis de définir le point de fonctionnement sont les suivants :

a) L'ion Fe^{3+} peut occuper deux positions différentes dans la maille cristalline du rutile ; il y a donc, en général, deux spectres distincts. On peut s'arranger cependant pour que ces deux spectres soient confondus en plaçant le champ magnétique dans un plan de symétrie, ce qui impose : $\varphi_0 = 45^\circ$.

Cette situation présente deux avantages : au lieu d'avoir 12 niveaux d'énergie possibles, il n'y en a plus que 6 (pour l'ion Fe^{3+} , $S = 5/2$) ; de plus, tous les ions fer participent à l'effet d'amplification.

b) Compte tenu de la fréquence élevée d'utilisation prévue ($\nu_s = 35$ GHz), il est nécessaire de trouver un point de fonctionnement qui ne conduise pas à une fréquence de pompage ν_p trop élevée ; un pompage de type push-pull s'impose alors.

Ainsi, le point de fonctionnement qui a semblé le plus intéressant est défini de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \nu_s &= 35 \text{ GHz} \\ \nu_p &= 80 \text{ GHz} \quad \varphi_0 = 45^\circ \\ H_0 &= 10 \text{ kOe} \quad \theta_0 = 65^\circ. \end{aligned}$$

La figure 2 complète ces données en indiquant quels sont les niveaux d'énergie utilisés. Ceux-ci

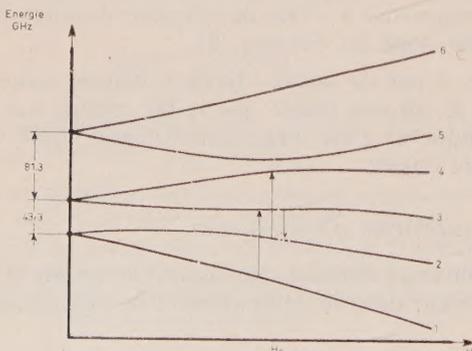


FIG. 2. — Niveaux d'énergie de l'ion Fe^{3+} dans le rutile en fonction du champ magnétique appliqué pour $\varphi_0 = 45^\circ$ $\theta_0 = 65^\circ$.

sont numérotés de 1 à 6 en commençant par le niveau le plus bas.

Remarque. Le choix d'un champ magnétique élevé permet d'envisager une structure à onde progressive dont l'élément isolateur serait un ferrite fonctionnant à la résonance. A 35 GHz, la résonance ferromagnétique est obtenue pour un champ de 12,5 kOe environ.

Le point de fonctionnement étant choisi, il est possible de déterminer théoriquement quel peut être l'ordre de grandeur du taux d'inversion.

2.3. CALCUL APPROCHÉ DU TAUX D'INVERSION

Les populations des six niveaux d'énergie sont déterminées, à l'équilibre thermique, par la loi de répartition statistique de Boltzmann :

$$\frac{N_i}{N_j} = e^{-\frac{h\nu_{ij}}{kT}} \quad (1)$$

N_i est le nombre d'ions par unité de volume se trouvant dans l'état i , à l'équilibre thermique,

ν_{ij} est la fréquence correspondant à la transition entre les niveaux d'énergie i et j ,

h et k sont respectivement les constantes de Planck et de Boltzmann,

T est la valeur de la température absolue.

Dans les conditions du point de fonctionnement choisi, la température étant la température d'ébullition de l'hélium à pression atmosphérique (4,2 °K), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{N_1}{N_0} &= 39,2 \% & \frac{N_4}{N_0} &= 9,6 \% \\ \frac{N_2}{N_0} &= 23,5 \% & \frac{N_5}{N_0} &= 8,3 \% \\ \frac{N_3}{N_0} &= 16 \% & \frac{N_6}{N_0} &= 3,2 \% \end{aligned}$$

N_0 étant le nombre total d'ions par unité de volume. Dans ces conditions :

$$\frac{\Delta N_{23}}{N_0} = \frac{N_2 - N_3}{N_0} = 7,5 \% .$$

Après saturation des niveaux 3 et 4 ce qui correspond à l'égalisation des populations des niveaux correspondants, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{N_0} &= \frac{n_3}{N_0} \# \frac{N_1 + N_3}{N_0} = 27,6 \% \\ \frac{n_2}{N_0} &= \frac{n_4}{N_0} \# \frac{N_2 + N_4}{N_0} = 16,6 \% \end{aligned}$$

n_i est la population du niveau d'énergie i après saturation.

Ce calcul simplifié suppose que les temps de relaxation sont tous égaux.

Ainsi :

$$\frac{\Delta n_{23}}{N_0} = \frac{n_2 - n_3}{N_0} = -11 \%$$

Le taux d'inversion I , qui caractérise l'efficacité du pompage, s'écrit par définition :

$$I = -\frac{\Delta n_{23}}{\Delta N_{23}} = 1,5 \quad (2)$$

2.4. CALCUL DES PROBABILITÉS DE TRANSITION

La probabilité de transition induite entre deux niveaux d'énergie est donnée par la formule [10] :

$$W_{ij} = \frac{1}{4} \mu_0^2 \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 (g\mu_B)^2 g(v) | \langle i | H_1 \cdot S | j \rangle |^2 \quad (3)$$

μ_0 est la perméabilité magnétique du vide

g est le facteur de décomposition spectrale

μ_B est le magnéton de Bohr

$g(v)$ est le facteur de forme de raie normalisé de sorte que

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(v) dv = 1$$

H_1 est le vecteur champ magnétique radio fréquence, de composantes :

$$H_1 \Gamma_x e^{j2\pi\nu_s t} \quad H_1 \Gamma_y e^{j2\pi\nu_s t} \quad H_1 \Gamma_z e^{j2\pi\nu_s t}$$

(H_1 étant le module du champ magnétique et $\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z$, les cosinus directeurs du vecteur H_1 , qui sont complexes en général).

S est l'opérateur de spin de composantes S_x, S_y et S_z ; $\langle i |, | j \rangle$ sont les vecteurs représentatifs des états i et j .

La probabilité de transition induite peut encore s'écrire :

$$W_{ij} = \frac{1}{4} \mu_0^2 \left(\frac{2\pi}{h} \right)^2 (g\mu_B)^2 g(v) H_1^2 |\mu_{ij}|^2 \quad (4)$$

avec $\mu_{ij} = \langle i | S_1 | j \rangle$

(μ est l'élément de matrice de la transition)

et

$$S_1 = \Gamma_x^* S_x + \Gamma_y^* S_y + \Gamma_z^* S_z \quad (5)$$

La valeur de la probabilité de transition ne peut être obtenue qu'après détermination des valeurs des éléments

de matrice dont le calcul figure en annexe. Ces éléments de matrice peuvent se mettre sous la forme :

$$\mu_{ij} = \alpha_{ij} \Gamma_x^* + \beta_{ij} \Gamma_y^* + \gamma_{ij} \Gamma_z^* \quad (6)$$

Le calcul des coefficients α, β, γ conduit aux résultats suivants :

$$\begin{aligned} \alpha_{13} &= -0,388 - j 0,685 & \alpha_{23} &= 0,198 - j 0,382 \\ \beta_{13} &= -0,075 - j 0,815 & \beta_{23} &= 0,439 - j 0,115 \\ \gamma_{13} &= -0,233 + j 0,133 & \gamma_{23} &= -0,852 - j 0,290 \\ & & \alpha_{24} &= -0,857 - j 0,583 \\ & & \beta_{24} &= -0,148 - j 1,12 \\ & & \gamma_{24} &= -0,046 + j 0,12 \end{aligned}$$

Les cosinus directeurs $\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z$ dépendent de la polarisation du champ magnétique radio fréquence qui ne sera déterminée qu'après avoir défini la structure utilisée pour le maser. Pour la polarisation optimale du champ magnétique, on obtient les résultats suivants :

$$\begin{aligned} |\mu_{13}|_{\max}^2 &= 1,33 & \text{Transition pompe} \\ |\mu_{23}|_{\max}^2 &= 1,20 & \text{Transition signal} \\ |\mu_{24}|_{\max}^2 &= 2,37 & \text{Transition pompe} \end{aligned}$$

Ces résultats purement théoriques nécessitent une confirmation d'ordre expérimental.

3. Vérification expérimentale

La possibilité d'obtenir une amplification au point de fonctionnement choisi a été vérifiée à l'aide d'une structure à cavité fonctionnant à la réflexion.

La cavité est constituée par le cristal de rutile lui-même taillé convenablement. Etant données les constantes diélectriques élevées de ce matériau (supérieures à 100), l'écart entre les fréquences de résonance des divers modes de la cavité est faible ; de plus, en raison de ses faibles pertes, les surtensions des résonances sont très élevées. Ainsi, en utilisant successivement plusieurs modes, on a pu faire varier les fréquences de signal et de pompe de façon discrète, ce qui a permis la vérification des possibilités d'inversion de population sur une certaine plage de fréquence.

La figure 3 donne la variation correspondante des divers paramètres ν_s, ν_p et θ_0 en fonction de H_0 .

Malheureusement, le couplage de la cavité au guide d'onde est insuffisant pour obtenir un fonctionnement stable de l'amplificateur.

4. Influence de la concentration ionique

4.1. CONDITIONS EXPÉRIMENTALES

Pour pouvoir faire des mesures quantitatives, il a été nécessaire d'utiliser une structure de type différent, permettant d'obtenir une amplification stable.

Cette structure, fonctionnant à la transmission, est constituée par un guide rectangulaire de faible section

FIG. 3a. — Fréquence de fonctionnement du maser en fonction du champ magnétique appliqué.

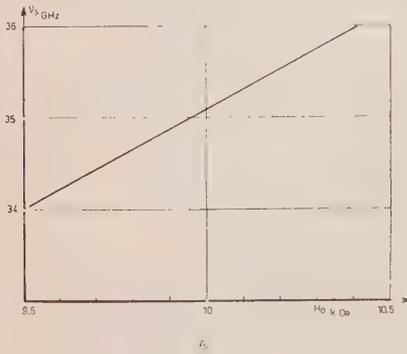


FIG. 3b. — Fréquence de l'onde de pompe en fonction du champ magnétique appliqué.

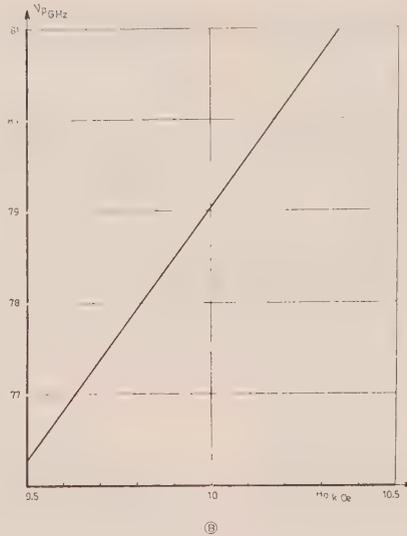
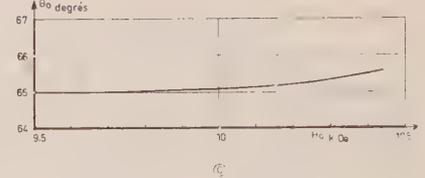


FIG. 3c. — Angle du champ magnétique et de l'axe optique du cristal en fonction du champ magnétique appliqué.



(0,8 × 1,6 mm) rempli de rutile. L'adaptation est réalisée par des transitions en rutile polycristallin (fig. 4 et 5).

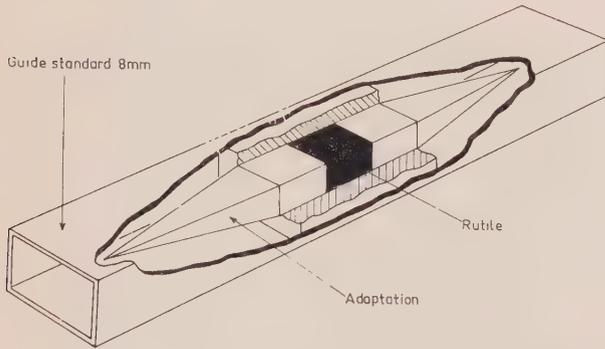


FIG. 4. — Structure à onde progressive 1^{re} version (vue explosée).

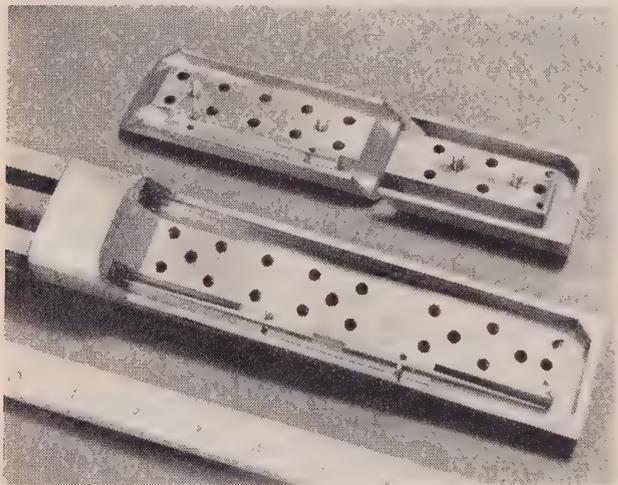


FIG. 5. — Photographie de la structure à onde progressive. 1^{re} version.

Les performances d'un amplificateur de type maser sont étroitement liées aux cristaux utilisés par leurs qualités cristallines d'une part et leur concentration ionique d'autre part [11].

Pour que les mesures ne soient pas affectées par les imperfections cristallines des échantillons utilisés, on a employé des cristaux très petits, de 1 mm³ de volume environ. Un contrôle optique a montré qu'avec de tels cristaux, la dispersion de l'axe optique reste inférieure à 0,01°.

Il a été ainsi possible d'étudier la variation des différents paramètres de l'amplification en fonction de la concentration ionique; cette étude n'a, semble-t-il, jamais été effectuée dans le cas du rutile.

4.2. RAPPEL THÉORIQUE

La puissance émise par un cristal de section *A* et de longueur *dz* s'écrit :

$$dP = h\nu_{ij} \cdot I \Delta N_{ij} W_{ij} A dz \tag{7}$$

(les notations ont été précisées plus haut).

La formule (3) montre que dans l'expression de *W_{ij}*, seul le terme *g(v_{ij})* dépend de la concentration.

On peut donc écrire la formule (7) sous la forme simplifiée suivante :

$$dP = KI \Delta N_{ij} g(v_{ij}) A dz \tag{8}$$

K étant un coefficient indépendant de la concentration ionique *N₀* et *g(v_{ij})* est la valeur du facteur de forme à la résonance paramagnétique.

A température constante, *ΔN_{ij}* est proportionnel à *N₀* ; c'est donc la variation de la quantité *N₀lg(v_{ij})* qu'il faut déterminer (cette quantité est proportionnelle à la susceptibilité paramagnétique du matériau).

La forme de la raie d'émission est obtenue expérimentalement. Il suffit donc de normer l'aire de la courbe relevée pour déterminer *g(v_{ij})*.

Afin de relever la forme de la raie spectrale, la fréquence du signal est maintenue fixe et le champ magnétique continu, modulé très lentement.

Dans ces conditions, on effectue deux mesures de la variation de puissance en fonction du champ magnétique :

- l'une sans onde de pompe (puissance absorbée)
- l'autre avec onde de pompe (puissance émise).

Dans chacune de ces conditions, on a respectivement :

$$dP_a = -K\Delta N_{ij} g_a(v_{ij})Adz$$

$$dP_e = KI\Delta N_{ij} g_e(v_{ij})Adz$$

D'où l'on tire :

$$I = -\frac{dP_e \cdot g_a(v_{ij})}{dP_a \cdot g_e(v_{ij})} \quad (9)$$

4.3. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Différents cristaux de concentration variable, comprise entre 125 et 1250 ppm ont été testés.

On rappelle que 1 ppm correspond à 1 microgramme de fer pour un gramme de TiO_2 .

4.3.1. Taux d'inversion

La figure 6 représente la variation du taux d'inversion en fonction de la concentration.

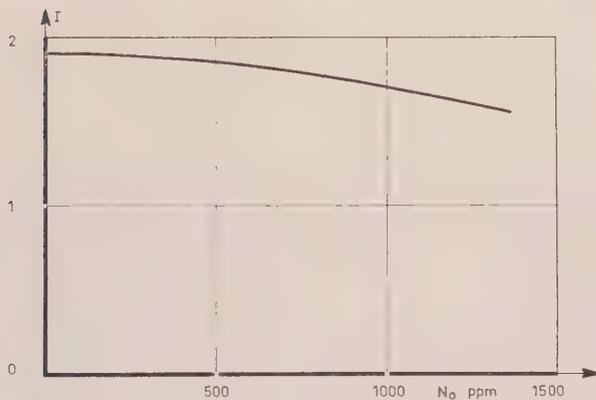


FIG. 6. — Taux d'inversion en fonction de la concentration ionique.

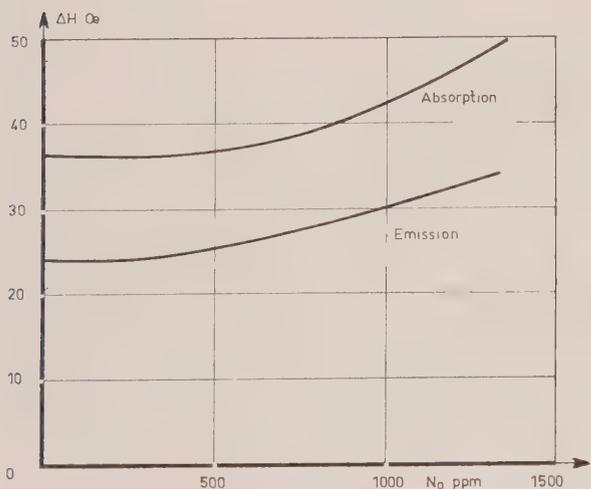


FIG. 7. — Largeurs des raies d'absorption et d'émission en fonction de la concentration ionique.

On observe, comme cela est normal, une décroissance de ce taux lorsque la concentration augmente.

Lorsque la concentration est faible, on obtient un taux de 1,9. Il est intéressant de comparer cette valeur à celle qui a été calculée de façon approchée au paragraphe 2.3. qui était de 1,5.

4.3.2. Largeur de raie

La figure 7 représente la variation des largeurs de raies d'émission ΔH_e et d'absorption ΔH_a en fonction de la concentration. Ces largeurs de raie sont définies à mi-puissance.

L'influence de l'interaction spin-spin, se traduisant par un élargissement de raies de résonance, apparaît vers 500 ppm.

4.3.3. Susceptibilité paramagnétique [12]

La figure 8 représente les variations de la susceptibilité paramagnétique en fonction de la concentration.

On remarque que la valeur optimale de la concentration ionique est supérieure à 1 250 ppm.

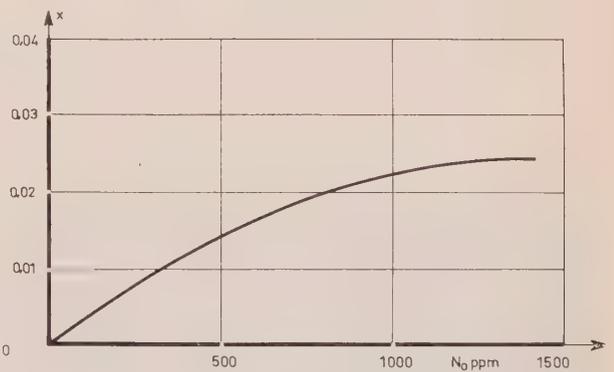


FIG. 8. — Susceptibilité paramagnétique en fonction de la concentration.

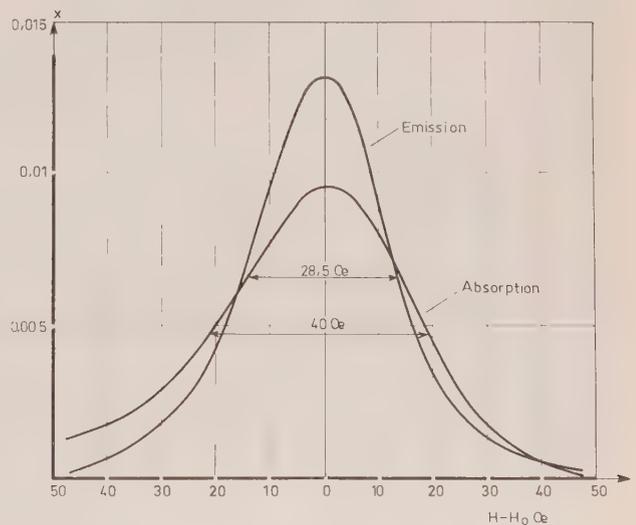


FIG. 9. — Courbes d'absorption et d'émission du rutile (concentration ionique 300 ppm).

4.3.4. Forme de raie spectrale

La forme de la raie spectrale ne semble pas dépendre de la concentration ionique. Cette forme de raie peut être caractérisée par le facteur de forme f :

$$f = g(H_0) \cdot \Delta H_e$$

Ce facteur prend la valeur 0,936 pour une raie gaussienne et la valeur 0,637 pour une raie lorentzienne.

La valeur de f trouvée pour tous les échantillons est voisine de 0,835.

La figure 9 représente une forme de raie typique obtenue expérimentalement.

5. Structure à onde progressive

La structure finalement retenue pour la réalisation du maser est du type à onde progressive.

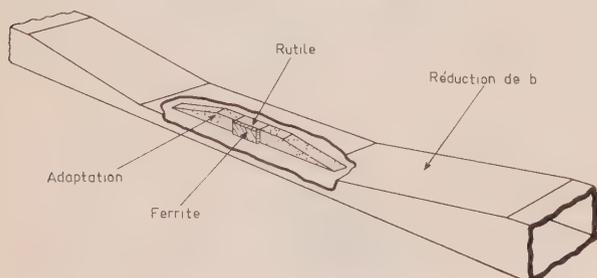


FIG. 10. — Structure à onde progressive 2^e version (vue explosée).

L'adaptation est réalisée en deux étapes : le petit côté du guide est d'abord réduit de 3,56 à 0,40 mm par une transition classique ; l'énergie est ensuite couplée au rutile par une transition réalisée à l'aide d'un diélectrique d'indice élevé (rutile polycristallin).

Le cristal est placé au centre du guide réduit ; ses dimensions transversales sont très faibles (0,4 × 0,4 mm) pour que seul le mode fondamental TE₁₀ puisse se propager.

La structure est rendue unidirectionnelle en plaquant contre le cristal une lame de ferrite de faible épaisseur. A cet endroit, en effet, le champ magnétique est polarisé circulairement dans un plan parallèle au grand côté du guide. En raison de l'indice élevé du rutile, qui réalise un ralentissement de l'onde d'un facteur 10 environ, il n'est pas nécessaire d'utiliser une ligne à retard.

Les figures 10 et 11 représentent cette structure.

La figure 12 indique l'orientation du cristal dans le guide : l'axe optique est parallèle au grand côté du guide et l'axe [100] est parallèle au petit côté du guide. Cette disposition s'est imposée pour les raisons suivantes :

- le champ magnétique H_0 , qui est transversal, se trouve bien dans le plan de symétrie défini au paragraphe 2.2. : il est incliné de 65° par rapport au grand côté du guide ;

- pour l'onde TE₁₀ le cristal se comporte comme un diélectrique isotrope : le vecteur champ électrique vibre parallèlement à un des axes propres du cristal ;

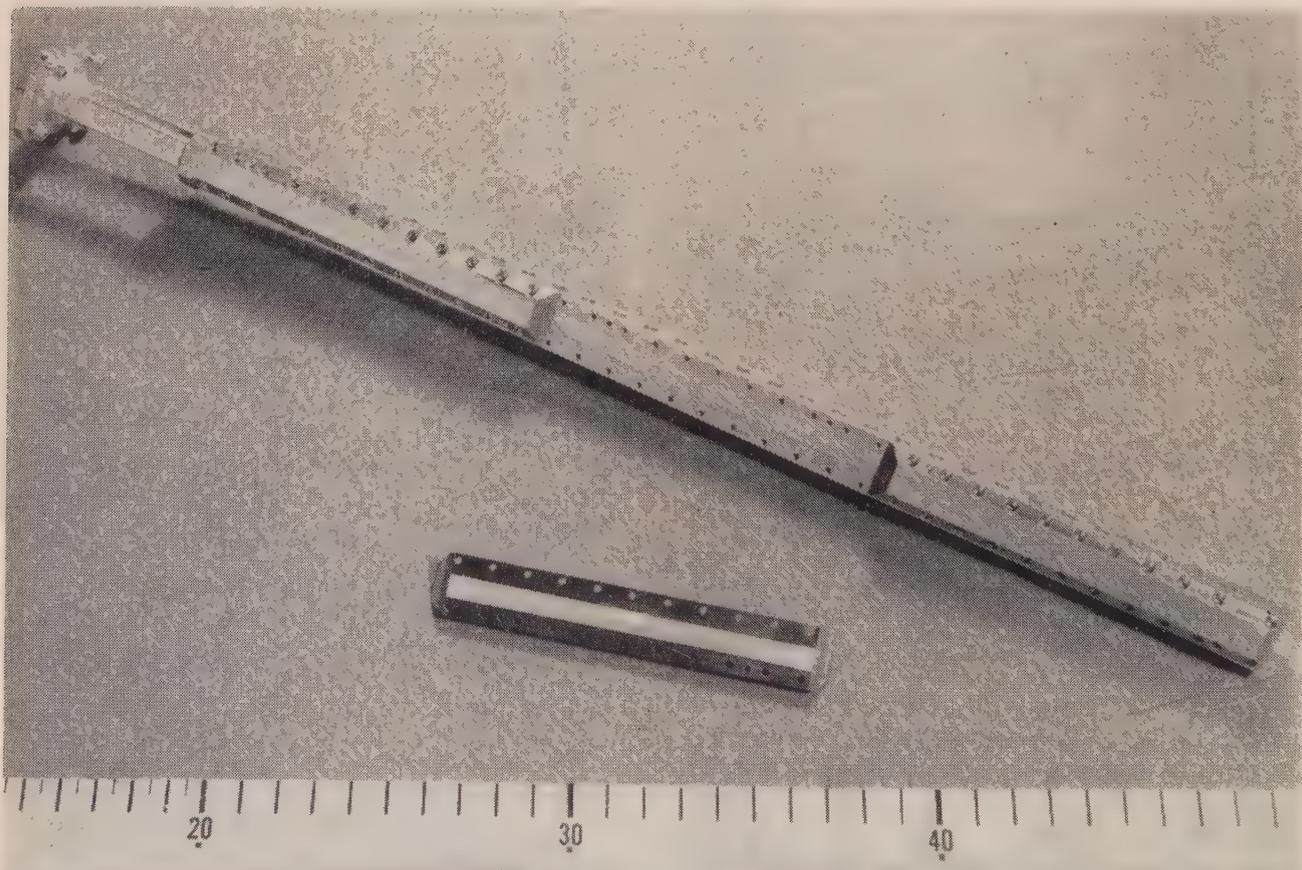


FIG. 11. — Photographie de la structure à onde progressive 2^e version.

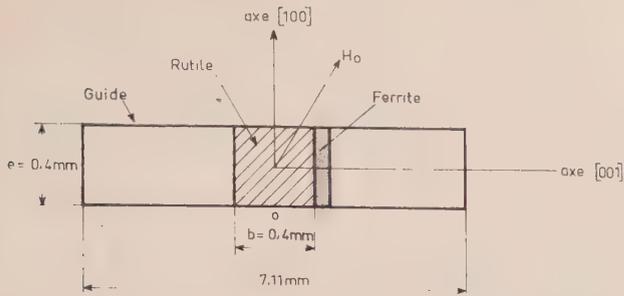


FIG. 12. — Coupe transversale de la structure à onde progressive au niveau du cristal.

— enfin, pour le bon fonctionnement de l'isolateur, il est nécessaire que le champ magnétique H_0 soit sensiblement perpendiculaire au grand côté du guide.

5.1. DIMENSIONNEMENT DE LA STRUCTURE

Sans développer les calculs classiques de la propagation dans un guide partiellement rempli de diélectrique pour lesquels on pourra utilement se reporter à la référence [13], on en donne les principaux résultats.

Ces calculs ont été effectués pour $\nu_s = 35$ GHz et $\epsilon = 131$. Dans ces conditions :

— la suppression de tout mode de propagation hybride conduit à une épaisseur de diélectrique $e \leq 0,47$ mm (voir fig. 12).

— la suppression de tout mode de propagation de type TE_{n0} ($n > 1$) conduit à une largeur de diélectrique $b < 0,37$ mm.

— le coefficient de remplissage η , c'est-à-dire la proportion de puissance radio fréquence qui se propage à l'intérieur du diélectrique, est de 86,5 %.

— le taux de ralentissement de l'onde est de 9,5.

— la polarisation du champ magnétique radio fréquence est circulaire dans l'air

— au sein du rutile, la polarisation du champ magnétique radio fréquence est elliptique en général. La figure 13 représente la variation de l'ellipticité

de ce champ : $\left| \frac{H_{1z}}{H_{1x}} \right|$.

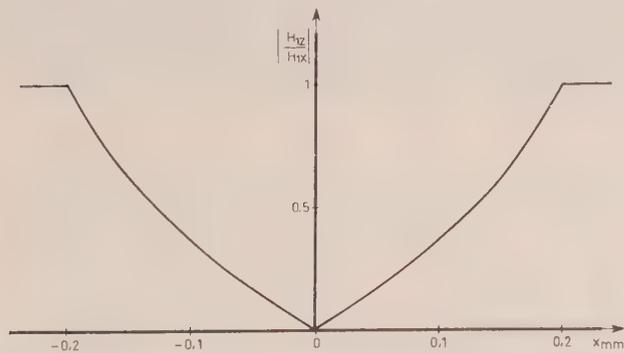


FIG. 13. — Ellipticité du champ magnétique radiofréquence dans le rutile.

5.2. GAIN SPÉCIFIQUE

La polarisation du champ magnétique H_1 étant maintenant déterminée, il est possible de calculer la valeur moyenne de l'élément de matrice (voir paragraphe 2.4.). On trouve :

$$|\mu|^2 = 0,25.$$

Le coefficient de surtension magnétique Q_m se calcule par la formule suivante [10] :

$$\frac{1}{Q_m} = \mu_0 \frac{\pi}{h} (g\mu_B)^2 g(\nu_{ij}) I \Delta N_{ij} |\mu|^2 \eta .$$

En prenant :

$$I g(\nu_{ij}) = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ s (valeur mesurée),}$$

$$g = 2, \quad \Delta N = 0,075 N_0, \quad \eta = 0,865,$$

$$N_0 = 5,7 \cdot 10^{25} \text{ ions/m}^3 \text{ (correspondant à 1 250 ppm),}$$

on trouve : $Q_m = 35.$

La formule donnant le gain spécifique s'écrit [10] :

$$G = 27,3 \frac{S}{\lambda Q_m} \text{ dB/cm}$$

S étant le taux de ralentissement de l'onde.

En prenant $S = 9,5$, on trouve :

$$G = 8 \text{ dB/cm.}$$

5.3. ISOLATEUR

La structure est rendue unidirectionnelle en disposant contre le rutile une plaquette de ferrite, comme le montre la figure 10.

En raison de l'indice élevé du rutile, le champ magnétique de l'onde évanescence qui se propage dans l'air est polarisé circulairement ; la présence du ferrite dont l'indice est faible par rapport à celui du rutile ne modifie pas sensiblement cette polarisation. Ainsi, l'onde directe n'est pas affectée par la présence du ferrite, tandis que l'onde inverse est absorbée (isolateur du type « à la résonance »).

La résonance du ferrite à 35 GHz nécessite un champ magnétique continu de 12,5 kOe, alors que la résonance paramagnétique du rutile a lieu pour un champ de 10 kOe.

Cependant l'utilisation d'un ferrite à haut moment de saturation d'une part et la variation des dimensions transversales de la plaquette de ferrite d'autre part, permettent d'augmenter le champ magnétique interne du matériau isolateur. On peut ainsi faire coïncider les deux résonances.

Ce résultat a été obtenu à l'aide d'un composé nickel-zinc à moment de saturation élevé fabriqué par la C.S.F. Les dimensions de la plaquette de ferrite sont les suivantes : hauteur 0,4 mm, épaisseur de l'ordre de 35 μ .

Comme le champ magnétique est appliqué à 65° environ de l'axe optique du cristal, l'efficacité de l'isolateur est sensiblement diminuée. Mais les résultats obtenus sont néanmoins très satisfaisants.

L'isolement est supérieur à 32 dB quelle que soit la fréquence de fonctionnement choisie pour le maser (comprise entre 34 et 36 GHz), comme on peut le constater sur la figure 14.

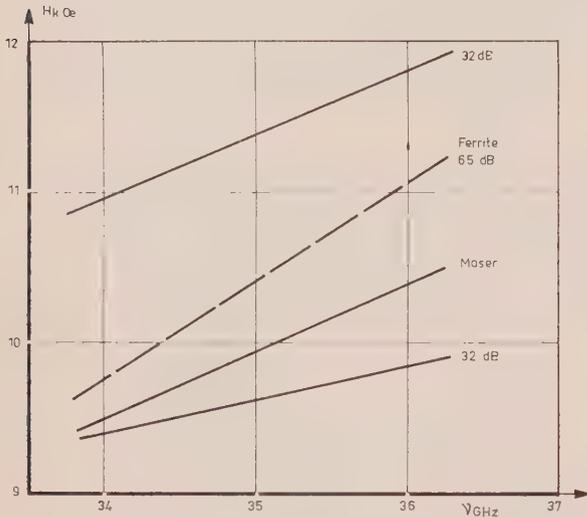


FIG. 14. — Fréquence de résonance du rutile et du ferrite en fonction du champ magnétique et bande de l'isolateur.

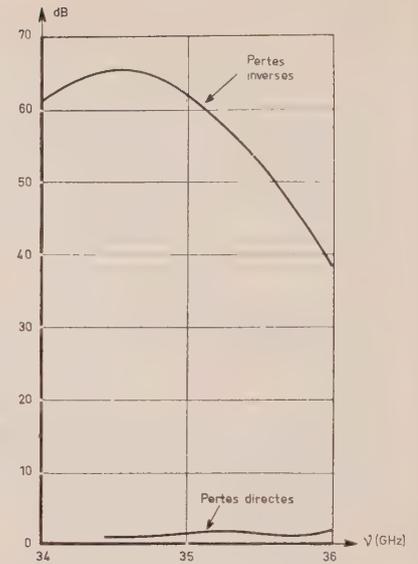


FIG. 15. — Performances de l'isolateur à ferrite en fonction de la fréquence.

5.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Avant de disposer de monocristaux de rutile suffisamment longs et de bonne qualité, nécessaires à la réalisation du maser complet, une structure prototype de faible gain, a été réalisée et testée.

Une vue d'ensemble est donnée figure 16.

Les pertes d'insertion totales sont de 11 dB environ à la température ambiante et de 7,5 dB environ à la température de fonctionnement (4,2 °K). La varia-



FIG. 16. — Photographie du maser à onde progressive.

Les pertes directes sont de l'ordre de 1 dB. Enfin la bande passante de l'isolateur est bien supérieure à celle du maser (fig. 15).

Remarque. — Un autre type d'isolateur est en cours d'étude. Le matériau non réciproque utilisé est un semiconducteur (antimoniure d'indium). Les résultats obtenus ne sont pas entièrement satisfaisants ; en particulier les pertes d'insertion sont encore très élevées.

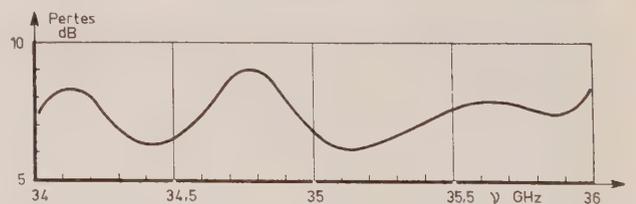


FIG. 17. — Pertes d'insertion du maser en fonction de la fréquence à 4,2 °K.

tion de ces pertes en fonction de la fréquence est représentée figure 17.

Le T.O.S. est inférieur à 1,6 à la température ambiante et compris entre 1,2 et 2,2 à 4,2 °K. La variation du T.O.S. en fonction de la fréquence est représentée figure 18.

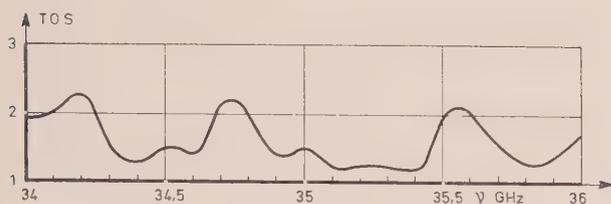


FIG. 18. — T.O.S. à l'entrée du maser.

Le gain électronique mesuré avec un cristal de 300 ppm est de 2,5 dB/cm dans une bande de 90 MHz. Pour un cristal de 1 200 ppm on a mesuré un gain de 6 dB/cm à 4,2 °K.

Un cristal de 4,5 cm permettra d'obtenir un gain effectif de 20 dB avec une bande passante de 30 MHz.

6. Conclusion

Cette étude a donc permis de définir les éléments nécessaires à la réalisation d'un maser de performances intéressantes.

Ainsi la structure à onde progressive à mode de propagation unique a été réalisée ; la concentration ionique du cristal été déterminée ; les essais d'isolateur ont conduit au choix d'un ferrite à haut moment. Enfin, une maquette de l'amplificateur a permis de mesurer le gain spécifique et la bande passante.

Cette étude a permis de juger des performances auxquelles on est en droit de s'attendre, à savoir :

- Gain effectif supérieur à 20 dB,
- Bande passante de l'ordre de 30 MHz,

Toutefois, ces performances nécessitent la possibilité de se procurer des cristaux de rutile répondant aux qualités définies par l'étude, d'une part, et de longueur suffisante, d'autre part.

L'utilisation d'un tel maser comme préamplificateur pourra permettre des mesures radiométriques avec une précision très sensiblement accrue par rapport à celle obtenue à l'aide des récepteurs classiques.

ADDENDUM

Cet addendum fait le point des nouveaux résultats obtenus depuis le mois de mai dernier ; au cours de cette période, un amplificateur maser complet a été construit et ses performances, mesurées.

1. MESURES PRÉLIMINAIRES

Pour obtenir un gain net de 20 dB au moins, on a été amené à utiliser des monocristaux de rutile de quelques centimètres de longueur. Malheureusement,

la qualité de ces cristaux n'est pas excellente et on a pu constater que le gain électronique linéique mesuré sur des échantillons de 3 à 5 cm de longueur était très nettement inférieur aux valeurs trouvées précédemment à l'aide de cristaux plus petits. Un grand nombre de cristaux ont été testés : on obtient typiquement des gains électroniques de 3 dB/cm pour une concentration de 500 ppm ; lorsqu'on augmente la concentration, le gain se détériore et l'on n'obtient plus que 2 dB/cm à 1 000 ppm. Pour obtenir le gain désiré, compte tenu des pertes d'insertion qui se situent entre 5 et 10 dB, on serait amené à utiliser des cristaux de 8 à 10 cm de longueur, ce qui est prohibitif.

Pour surmonter cette difficulté, on a été conduit à faire fonctionner le maser à température plus basse soit $T = 1,7$ °K correspondant à l'ébullition de l'hélium sous une pression de 8,66 mmHg. Dans ces conditions, on a pu obtenir des gains électroniques de 6,5 dB/cm. Ces résultats nous ont permis de construire un amplificateur maser complet dont on a mesuré les performances.

2. PERFORMANCES DU MASER MILLIMÉTRIQUE

Les performances qui ont été obtenues à l'aide du maser prototype sont les suivantes :

Fréquence	35,85 GHz
Gain électronique	32,5 dB
Gain net	26,5 dB
Bande passante à 3 dB	30 MHz
Température de fonctionnement	1,7 °K.

Le cristal utilisé provient de Suisse (Hrand Djehahirdjian S.A.) ; sa concentration est de 900 ppm soit $4,1 \cdot 10^{19}$ ions/cm³ et sa longueur est de 5 cm. Ce maser est accordable de 34 à 36 GHz et ses performances sont sensiblement les mêmes dans toute la bande.

Il a été possible d'obtenir des bandes passantes plus grandes au détriment du gain, en élargissant artificiellement la raie du matériau ; ainsi pour un gain net de 21 dB, la bande passante est de 48 MHz, mais pour un gain de 17 dB, on obtient 60 MHz de bande passante.

La température de bruit du maser a été mesurée par la méthode des deux charges, respectivement à 300 et 78 °K. La température de bruit globale (pré-amplificateur maser + récepteur) est de 130 °K lorsque le gain du maser est réglé à 21 dB. La température de bruit du préamplificateur maser seul, lorsqu'on ne tient plus compte du bruit ramené par le récepteur, est telle que

$$T_m \leq 45 \text{ °K.}$$

Cette valeur est une limite supérieure compte tenu de la précision des mesures.

Le but final de cette étude étant d'améliorer la sensibilité des radiomètres 8 mm, on se propose maintenant de chiffrer cette amélioration.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BROUSSAUD G. et MALNAR L. — Etude des performances des amplificateurs du type maser à cavités couplées. *Onde Electrique*, n° 402, septembre 1960, n° 407, février 1961.
- [2] FONER S. et MOMO L.R. — C.W. Millimeter Wavelength Maser, *Advances in Quantum Electronics*, Columbia University Press (1961).
- [3] CARTER D.L. — Electron Paramagnetic Resonance and Maser Studies of Fe³⁺ in TiO₂ (Rutile) Thèse, Columbia University (1962).
- [4] HUGHES W.E. — Development of a Millimeter Wave Maser, Final report, Westinghouse (1964).
- [5] HUGHES W.E. — Maser Operation at 96 kMc, With Pump at 65 KMc *PIRE*, 50, 1691, (1962).
- [6] DITCHFIELD C.R. — Communication personnelle, Royal Radar Establishment (England).
- [7] GERRITSEN H.J., HARRISON S.E. et LEWIS H.R. — Chromium doped Titania as a maser material, *J.A.P.*, 31, 1566 (1960).
- [8] SABISKY E.S. et GERRITSEN H.J. — A Traveling Wave maser Using Chromium Doped Rutile, *PIRE*, 49, 1329 (1961).
- [9] ARAMS F.R. et PEYTON B.J. — 8 mm Traveling Wave Maser and Radiometer System, *PIEEE*, 53, 12 (1965).
- [10] SIEGMAN A.E. — Microwave Solid State Masers, Mac Graw Book C° (1964).
- [11] TENGBLAD R.G. — Concentration Effects in a maser material, Research Report n° 49, Gothenburg, Suède 1964.
- [12] DE COATPONT Y., ROBERT A. — *C.R. Acad. Sci.*, 263, (1966), p. 431.
- [13] COHN M. — Propagation in a dielectric loaded parallel plane wave-guidè, *MTT*, avril 1959.

ANNEXE

CALCUL DES NIVEAUX D'ÉNERGIE DE L'ION FE³⁺ DANS LE RUTILE (TiO₂) ET DES PROBABILITÉS DE TRANSITION INDUITE

1. Principe du calcul

1.1. CALCUL DES NIVEAUX

L'hamiltonien de spin qui décrit le spectre observé s'écrit [3] :

$$\mathcal{H} = g\mu_B H_0 \cdot S + D \left(S_z^2 - \frac{35}{12} \right) + E(S_x^2 - S_y^2) + \frac{a}{6} \left(S_x^4 + S_y^4 + S_z^4 - \frac{707}{16} \right) + \frac{7}{36} F \left(S_z^4 - \frac{95}{14} S_z^2 + \frac{81}{16} \right) \quad (1)$$

avec $g : 2,000 \pm 0,005$ $E : 2,21 \pm 0,07$ GHz
 $\mu_B : 1,399$ GHz/kOe $a : 1,1 \pm 0,2$ GHz
 $D : 20,35 \pm 0,1$ GHz $F : 0,5 \pm 0,3$ GHz

Le système de coordonnées utilisé est indiqué sur la figure 19.

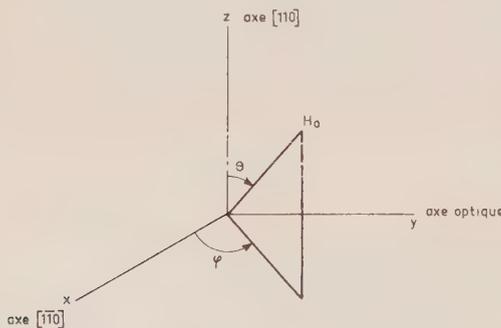


FIG. 19. — Système d'axes de coordonnées utilisé.

Dans ce système, on peut écrire :

$$\left. \begin{aligned} H_{0x} &= H_0 \sin \theta \cos \varphi \\ H_{0y} &= H_0 \sin \theta \sin \varphi \\ H_{0z} &= H_0 \cos \theta \end{aligned} \right\}$$

Les opérateurs S_x , S_y et S_z s'écrivent sous forme matricielle dans la base des états propres de S_z , composante du spin suivant O_z :

$$S_x = 1/2 \begin{vmatrix} 0 & \sqrt{5} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{5} & 0 & \sqrt{8} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{8} & 0 & 3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3 & 0 & \sqrt{8} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{8} & 0 & \sqrt{5} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sqrt{5} & 0 \end{vmatrix}$$

$$S_y = 1/2 \begin{vmatrix} 0 & -j\sqrt{5} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ j\sqrt{5} & 0 & -j\sqrt{8} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & j\sqrt{8} & 0 & -3j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3j & 0 & -j\sqrt{8} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & j\sqrt{8} & 0 & -j\sqrt{5} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & j\sqrt{5} & 0 \end{vmatrix}$$

$$S_z = 1/2 \begin{vmatrix} 5 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -5 \end{vmatrix}$$

L'hamiltonien s'écrit sous forme matricielle :

$\frac{5}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta + \frac{10}{3}D + \frac{a}{2} + \frac{F}{3}$	$E\sqrt{10}$	0	$\frac{a\sqrt{5}}{2}$	0
$\frac{\sqrt{5}}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{i\varphi}$	$\sqrt{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{-i\varphi}$	$3\sqrt{2}E$	0	$\frac{a\sqrt{5}}{2}$
$\frac{3}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta - \frac{2}{3}D - \frac{3}{2}a - F$	$\frac{1}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta - \frac{8}{3}D + a + \frac{2}{3}F$	$\frac{3}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{-i\varphi}$	$3\sqrt{2}E$	0
$\frac{\sqrt{5}}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{i\varphi}$	$\sqrt{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{i\varphi}$	$\frac{3}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{i\varphi}$	$3\sqrt{2}E$	0
$E\sqrt{10}$	0	0	$E\sqrt{10}$	$= 0$
0	$3\sqrt{2}E$	$-\frac{1}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta - \frac{8}{3}D + a + \frac{2}{3}F$	$\sqrt{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{-i\varphi}$	$E\sqrt{10}$
$\frac{a\sqrt{5}}{2}$	0	$3\sqrt{2}E$	$-\frac{3}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta - \frac{2}{3}D - \frac{3}{2}a - F$	$\frac{\sqrt{5}}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{-i\varphi}$
0	$\frac{a\sqrt{5}}{2}$	$E\sqrt{10}$	$\frac{\sqrt{5}}{2}g\mu_B H_0 \sin \theta e^{i\varphi}$	$-\frac{5}{2}g\mu_B H_0 \cos \theta + \frac{10}{3}D + \frac{a}{2} + \frac{F}{3}$

Les niveaux d'énergie $E_1, E_2 \dots E_6$ sont les valeurs propres de cette matrice, données par l'équation

$$[\mathcal{H} - E_j I] = 0 \tag{3}$$

I étant la matrice unité.

Le système d'unités choisi est tel que les énergies sont exprimées en GHz.

Les niveaux d'énergie sont numérotés de 1 à 6 par valeur croissante de l'énergie. Il n'est pas possible en effet de repérer chaque niveau par un nombre quantique, en raison du mélange des états purs de nombres quantiques $\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2$.

Il suffit de se fixer la valeur des paramètres θ, φ et H_0 pour en déduire les E_j .

1.2. CALCUL DES COMPOSANTES DES VECTEURS PROPRES

Connaissant les six valeurs propres $E_j (j = 1, 2 \dots 6)$, on peut calculer les composantes des six vecteurs propres associés $|E_j\rangle$. Il suffit de résoudre le système de six équations à six inconnues

$$\mathcal{H} |E_j\rangle = E_j |E_j\rangle \tag{4}$$

pour chaque valeur de $j : 1, 2 \dots 6$.

En première approximation, les vecteurs $|E_j\rangle$ sont des combinaisons linéaires des états propres de S_z et l'on peut écrire :

$$|E_j\rangle = a_j |5/2\rangle + b_j |3/2\rangle + c_j |1/2\rangle + d_j |-1/2\rangle + e_j |-3/2\rangle + f_j |-5/2\rangle$$

où $a_j, b_j \dots f_j$ sont les composantes complexes de $|E_j\rangle$.

Comme le déterminant formé par les coefficients du système d'équations (4) est nul, en vertu de l'équation (3), une des composantes peut être choisie arbitrairement.

On impose donc que la composante f_j soit réelle et telle que la condition de normalisation soit réalisée, soit :

$$\langle E_j | E_j \rangle = 1$$

ce qui s'écrit :

$$|a_j|^2 + |b_j|^2 + \dots + f_j^2 = 1 .$$

1.3. CALCUL DES ÉLÉMENTS DE MATRICE

L'effet de l'application d'un champ hyperfréquence se calcule par une méthode de perturbation, car $H_1 \ll H_0$.

L'hamiltonien de perturbation dû à l'interaction du champ magnétique hyperfréquence et des moments magnétiques des sous-niveaux Zeeman s'écrit :

$$\mathcal{H}_1 = g \mu_B H_1 \cdot S$$

soit en développant :

$$\mathcal{H}_1 = g \mu_B H_1 (\Gamma_x^* S_x + \Gamma_y^* S_y + \Gamma_z^* S_z)$$

$\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z$ étant les cosinus directeurs de H_1 dans le trièdre $O x y z$.

Ces quantités sont complexes, en général.

On a de plus :

$$\Gamma_x^* \Gamma_x + \Gamma_y^* \Gamma_y + \Gamma_z^* \Gamma_z = 1 .$$

L'élément de matrice entre les niveaux i et j s'écrit

$$\begin{aligned} \mu_{ij} &= \langle E_i | \mathcal{H}_1 | E_j \rangle \\ &= g \mu_B H_1 \langle E_i | \Gamma_x^* S_x + \Gamma_y^* S_y + \Gamma_z^* S_z | E_j \rangle \end{aligned}$$

ou encore :

$$\mu_{ij} = \frac{1}{2} g \mu_B H_1 \times [a_i^* b_i^* c_i^* d_i^* e_i^* f_i^*]$$

$5\Gamma_z^*$	$\sqrt{5}(\Gamma_x^* - j\Gamma_y^*)$	0	0	0	0	$\begin{bmatrix} a_j \\ b_j \\ c_j \\ d_j \\ e_j \\ f_j \end{bmatrix}$
$\sqrt{5}(\Gamma_x + j\Gamma_y)$	$3\Gamma_z^*$	$2\sqrt{2}(\Gamma_x - j\Gamma_y)$	0	0	0	
0	$2\sqrt{2}(\Gamma_x + j\Gamma_y)$	Γ_z^*	$3(\Gamma_x - j\Gamma_y)$	0	0	
0	0	$3(\Gamma_x + j\Gamma_y)$	$-\Gamma_z^*$	$2\sqrt{2}(\Gamma_x - j\Gamma_y)$	0	
0	0	0	$2\sqrt{2}(\Gamma_x + j\Gamma_y)$	$-3\Gamma_z^*$	$\sqrt{5}(\Gamma_x - j\Gamma_y)$	
0	0	0	0	$\sqrt{5}(\Gamma_x + j\Gamma_y)$	$-5\Gamma_z^*$	

En développant, on obtient :

$$\begin{aligned} \mu_{ij} &= \frac{1}{2} g \mu_B H_1 \left[\Gamma_x^* (\sqrt{5} a_i^* b_j + \sqrt{3} b_i^* a_j + 2\sqrt{2} b_i^* c_j + 2\sqrt{2} c_i^* b_j + 3 c_i^* d_j + 3 d_i^* c_j + 2\sqrt{2} d_i^* e_j + 2\sqrt{2} e_i^* d_j + \sqrt{5} e_i^* f_j + \sqrt{5} f_i^* e_j) \right. \\ &\quad + j \Gamma_y^* (-\sqrt{5} a_i^* b_j + \sqrt{2} b_i^* a_j - 2\sqrt{2} b_i^* c_j + 2\sqrt{2} c_i^* b_j - 3 c_i^* d_j + 3 d_i^* c_j - 2\sqrt{2} d_i^* e_j + 2\sqrt{2} e_i^* d_j - \sqrt{5} e_i^* f_j + \sqrt{5} f_i^* e_j) \\ &\quad \left. + \Gamma_z^* (5 a_i^* a_j + 3 b_i^* b_j + c_i^* c_j - d_i^* d_j - 3 e_i^* e_j - 5 f_i^* f_j) \right]. \end{aligned}$$

Résultat que l'on peut écrire sous la forme plus condensée

$$\mu_{ij} = g\mu_B H_1 (\alpha_{ij}\Gamma_x^* + \beta_{ij}\Gamma_y^* + \gamma_{ij}\Gamma_z^*) .$$

La probabilité de transition induite est proportionnelle à $|\mu_{ij}|^2$. Si on fixe θ , φ et H_0 on peut calculer les valeurs de α_{ij} , β_{ij} , γ_{ij} pour toutes les transitions possibles. Si on connaît les cosinus directeurs du champ radiofréquence, on peut alors calculer μ_{ij} .

Remarque

Le calcul précédent n'est valable que pour un seul site magnétique. Dans le cas choisi, le champ magnétique radiofréquence sera placé dans le plan des deux sites.

2. Résultats du calcul

Ce calcul a été effectué sur machine, au Centre de Calcul de la CSF. Le calcul numérique complet a été fait pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$\begin{array}{ll} H_0 : 10\,000 \text{ Oe} & \theta : 50^\circ \\ \theta_0 : 65,1^\circ & \varphi : 33^\circ \\ \varphi_0 : 45^\circ & \end{array}$$

2.1. NIVEAUX D'ÉNERGIE

$$\begin{array}{ll} E_1 : -100,3 \text{ GHz} & E_4 : +22,68 \text{ GHz} \\ E_2 : -55,99 \text{ GHz} & E_5 : +35,78 \text{ GHz} \\ E_3 : -21,74 \text{ GHz} & E_6 : +119,4 \text{ GHz} . \end{array}$$

La fréquence signal est égale à $E_3 - E_2 = 34,2 \text{ GHz}$

La fréquence pompe est égale à $E_3 - E_1 \neq E_4 - E_2 \neq 78,6 \text{ GHz}$.

2.2. COMPOSANTES DES VECTEURS PROPRES

a) Composantes du vecteur propre correspondant à $E_1 : -100,27681$

$$\begin{array}{l} a_1 : -0,0086 - j \times 0,0236 \\ b_1 : -0,1124 + j \times 0,0875 \\ c_1 : +0,4557 + j \times 0,1936 \\ d_1 : -0,2541 - j \times 0,7017 \\ e_1 : -0,1912 + j \times 0,3646 \\ f_1 : +0,0853 . \end{array}$$

b) Composantes du vecteur propre correspondant à $E_2 : -55,9922$.

$$\begin{array}{l} a_2 : -0,0271 + j \times 0,0156 \\ b_2 : +0,1965 + j \times 0,1938 \\ c_2 : -0,1765 - j \times 0,6262 \\ d_2 : +0,2203 - j \times 0,0221 \\ e_2 : -0,5438 + j \times 0,3428 \\ f_2 : +0,1738 . \end{array}$$

c) Composantes du vecteur propre correspondant à $E_3 : -21,737926$

$$\begin{array}{l} a_3 : +0,0595 + j \times 0,0375 \\ b_3 : -0,0759 - j \times 0,4307 \\ c_3 : -0,0327 + j \times 0,3355 \\ d_3 : -0,3506 + j \times 0,3290 \\ e_3 : -0,4857 + j \times 0,1958 \\ f_3 : +0,3297 . \end{array}$$

d) Composantes du vecteur propre correspondant à $E_4 : +22,679516$

$$\begin{array}{l} a_4 : -0,0219 - j \times 0,2134 \\ b_4 : -0,2580 + j \times 0,7132 \\ c_4 : -0,3207 + j \times 0,2400 \\ d_4 : -0,1559 + j \times 0,0648 \\ e_4 : +0,0084 - j \times 0,0718 \\ f_4 : +0,4294 . \end{array}$$

INFLUENCE de la STABILITÉ du GAIN sur les mesures de TEMPÉRATURE de BRUIT

PAR

J. GRANGEON

*Service Technique d'Etudes Avancées
Compagnie Française Thomson-Houston*

1. Introduction

Notre but est d'examiner les méthodes de mesure des faibles températures de bruit des récepteurs, d'en déduire les conditions optimales théoriques pour chacune d'elles et de faire alors le choix de celle qui semble la mieux adaptée.

Nous appliquerons alors cette méthode dans des conditions pratiques et nous verrons que la stabilité du gain du récepteur à mesurer est une condition importante de la précision des mesures.

Nous donnerons quelques chiffres dans le cas d'un récepteur équipé d'un maser.

2. Principe de mesures

Les deux méthodes que nous considérons ont un point de départ commun : on présente devant un récepteur, de température de bruit T_R , deux sources de bruit caractérisées aussi par leur température que nous appellerons T_F et T_c , en supposant $T_c > T_F$ (c pour chaude, F pour froide). La puissance à la sortie du récepteur (ou la tension détectée qui lui est proportionnelle) varie. De leur rapport Y , on peut déduire T_R si on connaît T_c et T_F :

$$T_R = \frac{T_c - Y T_F}{Y - 1}$$

Dans la première méthode, classique, on garde le niveau de sortie constant à l'aide d'un atténuateur étalonné, intercalé dans la chaîne d'amplification. Y est le rapport entre les atténuations.

Dans la deuxième méthode, où on n'utilise pas d'alternateur (et nous verrons pourquoi), on déduit Y du rapport des tensions détectées.

3. Réalisation des sources de bruit

Nous considérerons rapidement les deux méthodes utilisables en hyperfréquence pour réaliser des sources de bruit :

— le tube à décharge placé dans un guide, il peut avoir une température de bruit qui atteint 20 000 °K, mais la précision exigée demande un étalonnage délicat et son T.O.S. est relativement élevé. Exemple : [1] [2]. $4\,500 \pm 40$ °K. T.O.S. $\approx 1,2$

— la charge adaptée à une température T donnée. La gamme possible de températures est plus faible : on peut obtenir $T = 4$ °K (hélium liquide), avec quelques difficultés technologiques, $T = 77$ °K (azote liquide) facilement ; et jusqu'à $T \approx 450$ °K en plaçant une charge dans un four. Les T.O.S. obtenus peuvent être très bons $< 1,05$. [3].

Dans les deux cas, il faut se rappeler qu'une atténuation par un élément (atténuateur ou perte de ligne), à la température T' fait que la température vue par le récepteur est donnée par la formule suivante : si $1/\alpha$ est l'atténuation ($\alpha > 1$) et T est la température de charge,

$$T_c = T' \frac{\alpha - 1}{\alpha} + \frac{T}{\alpha} \quad [4] \quad (1)$$

La précision est donnée par la formule

$$\Delta T_c = \frac{T' - T}{\alpha} \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + \frac{T}{\alpha} \frac{\Delta T}{T} + \frac{(\alpha - 1) T'}{\alpha} \frac{\Delta T'}{T'} \quad (2)$$

Nous en tirerons deux conclusions :

— Au moyen d'un atténuateur, nous pouvons obtenir n'importe quelle température de source entre

T et T' , mais la précision reste du même ordre de grandeur car à $\Delta T/T$ s'ajoute l'incertitude sur α : $\Delta\alpha/\alpha$ et sur T' : $\Delta T'/T'$.

— Si nous voulons une température T_c aussi proche que possible de T , il faut des pertes aussi faibles que possible, et une connaissance de T' , (si ce n'est par la température ambiante), aussi précise que possible.

Si $\alpha \neq 1$ et si $T' = T_0$ température ambiante, la formule (1) devient :

$$T_c = (T_0 - T)(\alpha - 1) + T \quad (3)$$

et la formule (2) :

$$\Delta T_c \simeq \Delta T + (\alpha - 1)\Delta T_0 + |T_0 - T|\Delta\alpha \quad (4)$$

ou

$$\frac{\Delta T_c}{T_c} = \frac{T}{T_c} \frac{\Delta T}{T} + \frac{|T_0 - T|}{T_c} \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{(\alpha - 1)T_0}{T_c} \frac{\Delta T_0}{T_0} \quad (5)$$

Le terme $\Delta\alpha/\alpha$ est toujours grand devant $\Delta T/T$ et $\Delta T_0/T_0$.

Si l'imprécision sur T est la même, l'imprécision sur T_c augmente si T diminue, c'est-à-dire lorsqu'on veut des charges très froides, et l'imprécision sur les atténuations devient prépondérante.

4. Précautions à observer dans le cas de chaîne d'amplification

En général, un récepteur à faible bruit est constitué par un préamplificateur suivi du récepteur proprement dit avec changement de fréquence (fig. 1).

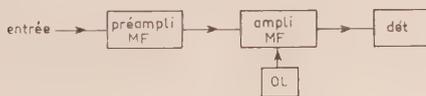


FIG. 1.

Le préamplificateur a :

- un gain en puissance G_p dans une bande B_p .
- une atténuation élevée en dehors de B_p s'il fonctionne en transmission (maser à onde progressive) faible s'il fonctionne en réflexion (maser à cavité).
- une température de bruit propre T_p .

Le récepteur superhétérodyne a :

- une bande passante B_R centrée sur $F_{01} + MF$
- une bande passante B_R centrée sur $F_{01} - MF$ avec $B_R < MF$.
- une température de bruit T_R .

Si nous cherchons la bande passante et la température de bruit T_e de l'ensemble, trois cas peuvent se présenter :

$$B_p > 2 MF, \quad MF > B_p \geq B_R \quad \text{et} \quad B_p < B_R$$

a) Si $B_p > 2 MF$, on trouve facilement

$$B_e = 2B_R \quad (6)$$

$$T_e = T_p + \frac{T_R}{G_p} \quad (7)$$

b) Si $MF > B_p \geq B_R$

$$B_e = B_R \quad (8)$$

$$T_e = T_p + \frac{2T_R}{G_p} \quad (9)$$

quelle que soit la bande B_R utilisée.

Si un deuxième préamplificateur est intercalé entre le premier et le récepteur avec T'_p, B'_p, G'_p et $B_p \geq B'_p \geq B_R$, on a les formules classiques :

$$B_e = B_R, \quad (10)$$

$$T_e = T_p + \frac{T'_p}{G_p} + \frac{2T_R}{G_p G'_p} \quad (11)$$

c) Si enfin $B_p < B_R$ on ne peut plus définir T_e et B_e indépendamment. Cependant, si on suppose $B_e = B_p$, on a alors :

$$T_e = T_p + \frac{2T_R}{G_p} \frac{B_R}{B_p} \quad (12)$$

5. Optimisation de T_e et T_F

Si on part de la formule, valable pour les deux méthodes :

$$T_e = \frac{T_c - Y T_F}{Y - 1} \quad (13)$$

on peut calculer :

$$\Delta T_e = \frac{(T_e + T_F)^2}{T_c + T_F} \Delta Y + \frac{T_e + T_F}{T_c - T_F} \Delta T_c + \frac{T_e + T_c}{T_c - T_F} \Delta T_F \quad (14)$$

et

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{(T_e + T_F)(T_e + T_c)}{T_e(T_c - T_F)} \frac{\Delta Y}{Y} + \frac{T_e + T_F}{T_c - T_F} \frac{T_c}{T_e} \frac{\Delta T_c}{T_c} + \frac{T_e + T_c}{T_c - T_F} \frac{T_F}{T_e} \frac{\Delta T_F}{T_F} \quad (15)$$

On voit que les différents termes seront d'autant plus petits que l'écart $T_c - T_F$ sera plus grand. Il semble donc qu'on aurait intérêt à choisir T_F le plus petit possible et T_c le plus grand possible. Mais alors,

suivant l'équation (5), l'imprécision sur les pertes devient prépondérante. On a donc intérêt à avoir, soit $T_c = T_0$, $T_F < T_0$, soit $T_F = T_0$, $T_c > T_0$.

Mais, par ailleurs, les mesures de gain des récepteurs à faible bruit nécessitent une charge ayant une température de bruit de l'ordre de T_e . D'autre part, les tubes de bruit ont un T.O.S. prohibitif. Ce qui nous amène à choisir le premier cas :

$$T_F < T_c = T_0$$

De façon pratique, on peut réaliser T_F avec une charge dans l'azote liquide ou dans l'hélium liquide.

En supposant les pertes à T_0 de l'ordre de 0,3 dB, connues à $\pm 0,05$ dB près, on obtient :

$$T_F \simeq 100 \text{ }^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_F}{T_F} = 3,3 \cdot 10^{-2} \quad \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \simeq 1,2 \cdot 10^{-2} ,$$

ou

$$T_F \simeq 25 \text{ }^\circ\text{K} \quad \frac{\Delta T_F}{T_F} = 15 \cdot 10^{-2} \quad \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \simeq 1,2 \cdot 10^{-2} .$$

L'augmentation de $T_0 - T_F$ sera compensée par l'augmentation de $\Delta T_F / T_F$. Nous choisirons donc un jeu de charges à température ambiante et dans l'azote liquide.

Le tableau ci-dessous, par quelques exemples, montre que l'amélioration obtenue en abaissant T_F est négligeable et sans mesure avec l'augmentation des difficultés technologiques. (Calculs effectués avec $\Delta Y / Y = 10^{-3}$).

Exemple	$T_c \pm \Delta T_c / T_c$	$T_F \pm \Delta T_F / T_F$	$T \pm \Delta T / T$	$T_e \pm \Delta T_e / T_e$
Charge dans N ₂ liquide	$300 \pm 2 \cdot 10^{-3}$	$100 \pm 3,3 \cdot 10^{-2}$	80 ± 10^{-3}	$2\,000 \pm 3,4 \%$ $200 \pm 5 \%$ $50 \pm 13 \%$
Charge dans He liquide ..	$300 \pm 2 \cdot 10^{-3}$	$25 \pm 15 \cdot 10^{-2}$	$4 \pm 2 \cdot 10^{-3}$	$2\,000 \pm 2,7 \%$ $200 \pm 3,8 \%$ $50 \pm 10 \%$
Tube de bruit théorique TOS 1,05	$4\,200 \pm 1,3 \cdot 10^{-2}$	$300 \pm 2 \cdot 10^{-3}$	$4\,500 \pm 10^{-3}$	$2\,000 \pm 1,8 \%$ $200 \pm 4,1 \%$ $50 \pm 11,8 \%$

Notre jeu de charges nous donnera donc des précisions de l'ordre de 5 % pour des $T_e \simeq 200$ °K, de 13 % pour des $T_e \simeq 50$ °K.

La contribution la plus importante vient de l'imprécision sur les pertes dans les lignes.

6. Raisons du choix entre les méthodes

L'équation (13) nous permet de calculer

$$Y = \frac{T_e + T_c}{T_e + T_F} \tag{16}$$

Il faut donc mesurer des rapports de puissance de l'ordre de 5/3 (2,2 dB) pour $T_e = 200$ °K, ou 7/3 (3,7 dB) pour $T_e = 50$ °K avec $T_c = 300$ °K et $T_F = 100$ °K.

D'autre part, pour que la contribution de $\Delta Y / Y$ soit négligeable dans $\Delta T_e / T_e$, il faut $\Delta Y / Y < 10^{-3}$.

Pour 2,2 dB, cela entraîne une précision $\simeq \pm 0,005$ dB.

Il est illusoire d'espérer trouver un atténuateur dans une bande MF donnant des écarts d'atténuation de 2,2 dB à $\pm 0,005$ dB près.

C'est la raison qui nous a fait éliminer la première méthode et choisir de mesurer Y par la variation de la tension de sortie. Mais il faut alors que le gain de la chaîne MF soit le même quand la puissance incidente varie. Ce n'est pas vrai au-delà d'un certain niveau, ce qui nous interdit d'utiliser des températures de charges chaudes supérieures à T_0 .

7. Applications de la méthode choisie

Notre appareillage est réalisé suivant le schéma donné par la figure 2.

Le court-circuit et son commutateur nous permettent de mesurer indépendamment T_R et T_e et d'en déduire T_M .

Nous supposons que $B_M \geq B_R$ donc que $B_e = B_R$.

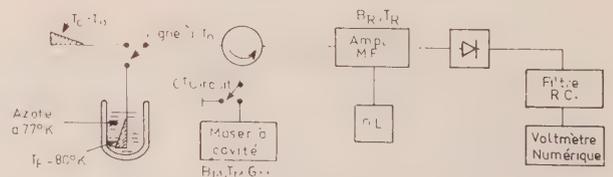


FIG. 2.

Si ce n'est pas le cas, il faut rajouter dans les calculs un terme en $(2B_R - B_M)$ et nous ne pouvons plus mesurer T_e , mais le calculer par l'expression (12).

La formule (1) nous permet de calculer les températures T' et T'' réellement vues dans les différents cas, au lieu de T_F .

Nous mesurons alors :

- V_1 avec l'ensemble précédé de la charge à T_0
- V_2 avec l'ensemble précédé de la charge à T''
- V_3 avec le récepteur seul précédé de la charge T'
- V_4 avec le récepteur seul précédé de la charge T_0 .

8. Utilisation des mesures

Le tube de détection suit une loi pratiquement linéaire mais possède un courant propre qui se traduit par une tension V_0 même quand la puissance MF incidente est nulle.

D'autre part, le changement de fréquence donne une tension MF proportionnelle à la racine de la puissance hyperfréquence incidente : P_i .

Nous avons donc, si nous mesurons. V_i :

$$(V_i - V_0)^2 = (V'_i)^2 = \alpha P_i$$

où α contient le gain en puissance de la chaîne MF et les pertes de conversion du changement de fréquence.

Si nous explicitons ces différentes puissances, nous trouvons :

$$P_1 = G_M K B_e (T_0 + T_e) = \frac{1}{\alpha} (V'_1)^2$$

$$P_2 = G_M K B_e (T'' + T_e) = \frac{1}{\alpha} (V'_2)^2$$

$$P_3 = 2 K B_R (T_R + T') = \frac{1}{\alpha} (V'_3)^2$$

$$P_4 = 2 K B_R (T_R + T_0) = \frac{1}{\alpha} (V'_4)^2$$

Nous tirons immédiatement les formules identiques à l'expression (13) :

$$T_e = \frac{T_0(V'_2)^2 - T''(V'_1)^2}{(V'_1)^2 - (V'_2)^2}, \tag{17}$$

$$T_R = \frac{T_0(V'_3)^2 - T'(V'_4)^2}{(V'_4)^2 - (V'_3)^2}. \tag{18}$$

$$\frac{\Delta V'_1}{V'_1} = \frac{dV'_1}{V'_1} + \frac{\delta V}{V} = \frac{1}{2} \left[\frac{G_M(T_0 + T_M)}{G_M(T_0 + T_M) + 2T_R} \frac{dG}{G} + \frac{2T_R}{G_M(T_0 + T_M) + 2T_R} \frac{d\alpha}{\alpha} \right] + \frac{\delta V}{V} = \frac{1}{2} \frac{dG}{G} + \frac{\delta V}{V} \tag{23}$$

$$\frac{\Delta V'_2}{V'_2} = \frac{1}{2} \left[\frac{G_M(T'' + T_M)}{G_M(T'' + T_M) + 2T_R} \frac{dG}{G} + \frac{2T_R}{G_M(T'' + T_M) + 2T_R} \frac{d\alpha}{\alpha} \right] + \frac{\delta V}{V} = \frac{1}{2} \frac{dG}{G} + \frac{\delta V}{V} \tag{24}$$

Si on ne considère que T_e

$$\frac{\Delta V'_3}{V'_3} = \frac{\Delta V'_4}{V'_4} = \frac{1}{2} \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{\delta V}{V} \tag{25} \quad \text{Or } Y = \left(\frac{V'_1}{V'_2} \right)^2 \frac{\Delta Y}{Y} = 2 \left(\frac{\Delta V'_1}{V'_1} + \frac{\Delta V'_2}{V'_2} \right) \simeq 2 \frac{dG}{G} + 4 \frac{\delta V}{V}$$

Dans T_e , il faudrait, en toute rigueur, prendre $T_0 + T_0/G_M$ au lieu de T_0 et $T'' + T'/G_M$ au lieu de T'' .

Mais nous pouvons écrire P_1 et P_2 de façon différente :

$$P_1 = K[G_M B_M (T_0 + T_M) + 2B_R T_R] + \underbrace{K(2B_R - B_M) T_0}_{\text{Terme correctif petit}} \tag{19}$$

$$P_2 = K[G_M B_M (T'' + T_M) + 2B_R T_R] + \underbrace{K(2B_R - B_M) T''}_{\text{Terme correctif petit}} \tag{20}$$

On calcule la tension fournie par le bruit propre du récepteur superhétérodyne :

$$(V_R)^2 = 2\alpha K B_R T_R = \frac{T_0(V'_3)^2 - T'(V'_4)^2}{T_0 - T'} \tag{21}$$

$$(V'_1)^2 - (V_R)^2 = \alpha K G_M B_M (T_0 + T_M) + \alpha K (2B_R - B_M) T_0$$

$$(V'_2)^2 - (V_R)^2 = \alpha K G_M B_M (T'' + T_M) + \alpha K (2B_R - B_M) T''$$

$$T_M =$$

$$\frac{T_0 \left[(V'_2)^2 - (V_R)^2 \left(1 + \frac{T_0}{2T_R} \right) \right] - T'' \left[(V'_1)^2 - V_R^2 \left(1 + \frac{T_0}{2T_R} \right) \right]}{(V'_1)^2 - (V'_2)^2}$$

9. Précision des mesures : influence de la stabilité des gains.

La formule (15) va nous permettre de calculer les incertitudes sur T_e , T_R et T_M :

$$\frac{\Delta T_e}{T_e}, \quad \frac{\Delta T_R}{T_R}, \quad \frac{\Delta T_M}{T_M}$$

Pour cela nous supposons que les températures sont stables pendant la durée des mesures mais qu'elles sont connues avec une imprécision $\delta T/T$. Par contre, les gains ou produits gain bande (dans le cas du maser à cavité) sont instables et nous avons :

$$\frac{dG}{G} = \frac{d(\alpha G_M B_M)}{\alpha G_M B_M}$$

pour l'ensemble et $d\alpha/\alpha$ pour le récepteur seul.

Nous avons alors, en supposant une incertitude $\delta V/V$ sur la lecture de tensions et $B_R = B_M$, $T_0/2T_R \ll 1$:

lorsqu'il est appliqué pour T_e à l'équation (15) :

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = \frac{(T_e + T'')(T_e + T_0)}{T_e(T_0 - T'')} \left[2 \frac{dG}{G} + 4 \frac{\delta V}{V} \right] + \frac{T_e + T''}{T_0 - T''} \frac{T_0}{T_e} \frac{\Delta T_0}{T_0} + \frac{T_e + T_0}{T_0 - T''} \frac{T''}{T_e} \frac{\Delta T''}{T''} \quad (26)$$

Si nous appliquons cette formule à un cas particulier :

$$T'' \simeq T' = 100 \text{ }^\circ\text{K} \quad T_0 = 300 \text{ }^\circ\text{K} \quad T_R = 1\,500 \text{ }^\circ\text{K} \\ T_M \simeq 30 \text{ }^\circ\text{K} \quad G_M \simeq 100 \quad T_e \simeq 60 \text{ }^\circ\text{K} :$$

$$\frac{\Delta T_e}{T_e} = 9,6 \frac{dG}{G} + 19,2 \frac{\delta V}{V} + 4 \frac{\Delta T_0}{T_0} + 3 \frac{\Delta T''}{T''}$$

$\delta V/V$ peut être petit : nous avons $\delta V/V \simeq 3,10^{-4}$
 $\Delta T_0/T_0$ peut être aussi petit que l'on veut : nous prenons 10^{-3} .

Nous avons vu, par ailleurs, que $\Delta T''/T''$ qui dépend de la connaissance des pertes est toujours de l'ordre 10^{-2} .

Pour que la contribution de dG/G soit négligeable, il faut :

$$\frac{dG}{G} < 3 \cdot 10^{-3}$$

Nous devons donc avoir une stabilité de gain de l'ensemble de 10^{-3} ; si nous traduisons cela en dB, en supposant un gain de 100 dB pour l'ensemble, nous trouvons une stabilité de $\pm 4,3/1\,000$ dB.

Si nous avons seulement $100 \pm 0,04$ dB, ce qui est une bonne stabilité, alors $dG/G = 10^{-2}$ et la contribution de la stabilité de gain sur $\Delta T_e/T_e$ est prépondérante.

Si nous faisons le même calcul sur T_R , nous trouvons

$$\frac{\Delta T_R}{T_R} = 19 \frac{d\alpha}{\alpha} + 38 \frac{\delta V}{V} + 1,6 \frac{\Delta T_0}{T_0} + 0,6 \frac{\Delta T'}{T'} \quad (27)$$

$$\text{Si } \frac{\Delta T'}{T'} \simeq 10^{-2}, \quad \text{il faut } \frac{d\alpha}{\alpha} < 3 \cdot 10^{-4},$$

ce qui nécessite un récepteur superhétérodyne très soigné : oscillateur local stabilisé, mélangeur symétrique, chauffage des tubes en courant continu stabilisé, thermostation de l'ensemble, etc.

Si toutes ces conditions sont remplies, on peut supposer que, dans la variation de l'ensemble dG/G , seule est importante la contribution du préamplificateur, c'est-à-dire :

$$\frac{dG}{G} = \frac{d(G_M B_M)}{G_M B_M}$$

Notons que, en toute rigueur, dans la première méthode, avec un atténuateur, la stabilité du gain doit aussi apparaître dans $\Delta Y/Y$.

On peut alors, avec les valeurs précédentes, estimer $\Delta T_M/T_M$. On trouve :

$$\frac{\Delta T_M}{T_M} = 14,3 \frac{dG}{G} + 13 \frac{\Delta T_0}{T_0} + 5,5 \frac{\Delta T''}{T''} + 3,3 \frac{d\alpha}{\alpha} + \frac{\Delta T_R}{T_R} + 38 \frac{\delta V}{V} \quad (28)$$

et avec l'équation (27) :

$$\frac{\Delta T_M}{T_M} = 14 \frac{dG}{G} + 22 \frac{d\alpha}{\alpha} + 76 \frac{\delta V}{V} + 15 \frac{\Delta T_0}{T_0} + 6 \frac{\Delta T''}{T''} \quad (29)$$

et avec

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = 10^{-4} \frac{\delta V}{V} = 3 \cdot 10^{-4} \frac{\Delta T''}{T''} = 10^{-2} \frac{\Delta T_0}{T_0} = 10^{-3},$$

$$\frac{\Delta T_M}{T_M} = 14 \frac{dG}{G} + 10^{-1} \quad (30)$$

Il faut donc $\frac{dG}{G} < 7 \cdot 10^{-3}$ pour que $\Delta T_M/T_M \simeq 10\%$

Nous obtenons, à cet effet, à moyen terme, une stabilité avec un maser à cavité, de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-3}$.

10. Conclusion

En résumé, pour obtenir la plus grande précision possible pour les mesures des faibles températures de bruit, il faut de préférence :

- une charge à température ambiante : T_0 .
- une charge refroidie à l'azote : T_F .

Il faut alors :

- connaître T_0 à mieux que 0,5 °K près.
- connaître les pertes devant la charge refroidie à mieux que 0,05 dB près, à condition que les TOS soient $< 1,05$.
- que l'amplificateur ait un gain stable pendant l'expérience à mieux que $3 \cdot 10^{-4}$.
- que le préamplificateur à tester ait un gain stable à mieux que $5 \cdot 10^{-3}$.

On peut alors espérer connaître les températures de bruit inférieures à 100 °K à environ 10 % près.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Rapport d'Etudes. CFTH, non publié. MR/MK. 018 T/NE 63, 7 octobre 1963.
- [2] MEDD W.J. — Characteristics of Argon Noise Source Tubes at S-Band. *IRE Transactions on MTT*, juillet 59.
- [3] WELLS J.S., DAYWITT W.C., MILLER C.K.S. — Measurements of effective Temperatures of Microwave Sources. *IRE International Convention Record*, Part 3. 1952.
- [4] SIEGMAN A.E. — Thermal Noise in Microwave Systems. Part 1. *The Microwave Journal*, mars 1961.

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UN MASER A CAVITÉ FONCTIONNANT A $\lambda = 4 \text{ mm}$ (*)

PAR

A. MOLÉ et M. SOUTIF

Laboratoire de Physique Générale
Faculté des Sciences de Grenoble.

1. Introduction

L'évolution des techniques et des idées dans les 15 dernières années a poussé les physiciens et les ingénieurs vers la conquête des très hautes fréquences. Il ne s'agit pas là de réaliser des performances plus ou moins « sportives » malgré la difficulté réelle du problème, mais d'ouvrir de nouveaux débouchés aux mesures physiques et aux applications.

Certes, au-dessous de 8 mm de longueur d'onde, l'absorption atmosphérique limite considérablement l'usage des ondes électromagnétiques en propagation pure, comme le montre la figure 1. Mais le radar et les télécommunications terrestres ne sont pas les seules applications des micro-ondes. La possibilité de réaliser des antennes de petites dimensions et, malgré tout, très directives, donne au contraire un atout considérable aux petites longueurs d'onde pour les télécommunications spatiales de l'avenir. Mais, plus proches des problèmes actuels, il est possible de citer les domaines d'application suivants :

- La télémétrie de précision sur courtes distances ;
- La radiométrie, plus favorable aux hautes fréquences grâce aux lois du corps noir ;
- L'étude des plasmas de haute densité, en particulier dans les recherches sur la fusion ;
- La météorologie [1] et la navigation aérienne [2], grâce à l'observation du spectre de l'oxygène ;
- La radioastronomie [3] au voisinage du zénith ;
- La physique du solide, par l'étude des transitions magnétiques dans les champs élevés que permettent maintenant d'atteindre les bobines supraconductrices ;

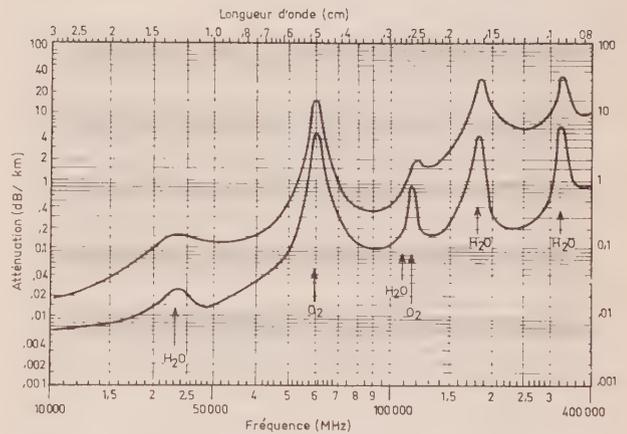


FIG. 1. — Atténuation atmosphérique des ondes hertziennes au niveau de la mer en fonction de la fréquence ou de la longueur d'onde.

Courbe supérieure « niveau de la mer » $p = 760 \text{ mmHg}$; $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$; $p_{\text{H}_2\text{O}} = 7,5 \text{ g/m}^3$.

Courbe inférieure « 4 km », $T = 0 \text{ }^\circ\text{C}$, $p_{\text{H}_2\text{O}} = 1,0 \text{ g/m}^3$.

— Diverses applications militaires.

Les générateurs, à de telles fréquences, ont fait beaucoup de progrès grâce à la mise au point de carcinotrons délivrant des puissances supérieures au watt jusque 0,5 millimètre. Mais le problème des récepteurs sensibles, donc à faible bruit, reste à résoudre.

Si, grâce à leur simplicité, les amplificateurs paramétriques représentent, dans beaucoup de cas, la

(*) Ce travail a été réalisé sous contrat D.R.M.E. en collaboration avec la Société ALCATEL. Il fait suite à un travail réalisé dans les mêmes conditions, en collaboration avec les Sociétés ALCATEL et C.S.F.

solution idéale en ondes centimétriques, il n'est pas certain que des diodes millimétriques puissent être réalisées dans un proche avenir. Aussi la seule solution reste celle offerte par les masers et c'est pour cette raison que le présent travail a été entrepris.

2. Choix du type de maser

Nous ne reviendrons pas ici sur le principe des masers. On en trouvera la description dans de nombreux ouvrages [4] [5] ou articles [6].

La construction d'un maser à onde progressive, malgré l'avantage que présente celui-ci vis-à-vis de la largeur de bande, a été éliminée en raison de la difficulté mécanique de réalisation de la structure à retard et d'assemblage de plusieurs monocristaux dans des orientations identiques.

Nous avons donc choisi le dispositif à cavité résonnante et, comme substance active, un cristal paramagnétique soumis à un champ magnétique extérieur, de manière à disposer d'une latitude importante de réglage sur la fréquence du signal.

Le pompage nécessaire pour inverser la population des deux niveaux magnétiques choisis peut être obtenu de diverses manières. Une voie très séduisante consiste à pomper par l'intermédiaire d'un niveau optique excité. Ce système a l'avantage de ne pas imposer de limites de principe à l'amplification vers les très courtes longueurs d'ondes, mais exige la recherche de centres paramagnétiques répondant à un ensemble de critères très stricts. Une inversion de population a été obtenue dans notre laboratoire par Y. MERLE D'AUBIGNÉ [7] grâce à un pompage en lumière polarisée agissant sur des centres F dans des cristaux d'halogénures alcalins. Une vaste étude des propriétés magnéto-optiques de défauts de réseaux est en cours et a déjà donné des résultats intéressants [8] [9].

Parallèlement, la voie plus conventionnelle du pompage hyperfréquence du type Bloembergen, utilisant trois ou quatre sous-niveaux magnétiques de l'état fondamental, a été poursuivie en se fixant une longueur d'onde de pompage voisine de 2 mm, valeur pour laquelle il existe des carcinotrons commerciaux très satisfaisants. Ce choix conduit pratiquement à une longueur d'onde inférieure ou égale à 4 mm pour le signal amplifié.

3. Choix du matériau paramagnétique

Un certain nombre de conditions doivent être réunies pour que l'on puisse espérer un effet maser satisfaisant.

a) Structure des niveaux magnétiques

La première condition à remplir est évidemment l'existence de trois niveaux d'énergie magnétiques séparés des valeurs correspondant à l'énergie des photons de pompe et de signal. Cette condition peut être convenablement ajustée par le jeu du champ magnétique extérieur et de l'angle entre celui-ci et les axes cristallins de l'échantillon. Cependant, il est souhaitable de travailler dans des champs magnétiques

pas trop élevés. Or les énergies correspondant à 2 mm exigeraient des champs magnétiques de l'ordre de 50 000 Oe pour des électrons libres. Il faut donc s'adresser à des ions très fortement couplés au réseau cristallin et présentant ainsi, même en champ nul, une structure en niveaux largement espacés (splitting initial) afin que l'apport d'énergie demandé au champ extérieur reste faible.

Enfin, il est souhaitable de disposer de plus de trois niveaux, de manière à accroître les possibilités de pompage par divers artifices de push-pull ou de cascades et à s'affranchir ainsi de la condition de Bloembergen :

$$\lambda (\text{pompage}) < \frac{\lambda}{2} (\text{signal}) .$$

b) Temps de relaxation

Le maser est un dispositif de trois niveaux maintenus hors de l'équilibre thermique par l'absorption de l'énergie de pompage. Le court-circuit thermique qui tend à rétablir l'équilibre, doit donc être aussi faible que possible sous peine d'imposer des puissances de pompage inacceptables. Or l'interaction thermique provient du couplage entre le système de spins et le spectre de phonons de la matrice cristalline, par le jeu de divers phénomènes tels que le couplage spin-orbite. Ce phénomène exige l'emploi de basses températures pour réduire le spectre de phonons, mais il impose, en outre, un choix relativement étroit d'ions et de structures cristallines.

c) Largeur de niveaux

Les niveaux magnétiques ont des largeurs extrêmement variables provenant de nombreuses origines : interactions entre les spins électroniques ou entre ceux-ci et les spins nucléaires (interaction hyperfine) limitation de durée de vie par la relaxation, inégalités locales du champ magnétique ou du champ cristallin.

Il est nécessaire, pour un maser, de disposer de niveaux assez étroits donnant des fréquences bien définies, et il est capital que la largeur de ces niveaux soit due à une interaction « homogène », c'est-à-dire qu'elle provienne d'un couplage de tous les spins entre eux, permettant de définir une température commune à l'ensemble. Il faut, en particulier, éviter des structures en paquets de spins, isolés les uns des autres et provenant d'irrégularités de concentration ou d'orientation cristalline, car alors l'émission ne sera réalisée qu'en certains points de l'échantillon, tandis que les autres seront inactifs, ou plus probablement absorbants.

Enfin des concentrations de spins trop élevées, outre des niveaux larges, favorisent l'apparition de la « cross relaxation » [10] qui, sauf dans des cas très particuliers [11], s'oppose aux inversions nécessaires.

Au total, il convient d'utiliser un système de spins suffisamment dilué dans une matrice cristalline aussi homogène que possible.

L'étude des cristaux répondant à ces trois conditions a fait l'objet de très nombreuses publications, tant à l'étranger [12] que dans notre laboratoire, où les

ions terres rares dans des matrices cubiques (MgO, ThO₂) ont, dans ce but, été très étudiés [13] [14].

Nous avons finalement choisi pour la réalisation pratique du maser, une matrice d'oxyde de titane (rutile) dopé avec des ions Fe³⁺. Ce cristal, en effet, a été déjà beaucoup étudié et a donné lieu à de bons résultats dans la bande des 8 mm.

4. Etude physique du rutile

4.1. SPECTRE DE RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE

L'intérêt du rutile dopé au fer, comme matériau maser au-dessous de 1 cm mis en évidence par les réalisations de D. CARTER [15], S. FONER et L.R. MOMO [16], en particulier, résulte de ses propriétés paramagnétiques : large splitting à champ nul, nombreux niveaux, multiples combinaisons de pompage possible, et de ses intéressantes propriétés diélectriques.

Nous avons donc choisi de réaliser un amplificateur maser utilisant ce matériau, à des fréquences de signal dans la bande des 4 mm et de pompe vers 2 mm.

L'ion Fe³⁺, de configuration 3 d⁵, est à l'état libre dans l'état ⁶S_{5/2}. Dans TiO₂ il est placé dans le champ électrique de symétrie presque orthorhombique créé par les six oxygènes voisins ; le fondamental se compose de trois doublets de Kramers dont la dégénérescence est levée par application d'un champ magnétique continu.

La structure cristalline de TiO₂, de symétrie D_{2h}, donne lieu à deux sites équivalents par maille, dont les axes S₁ et S₂ associés à l'axe optique C forment un système orthogonal. On observe donc deux séries de spectres identiques, décalés de 90° par rotation autour de l'axe C (fig. 2).

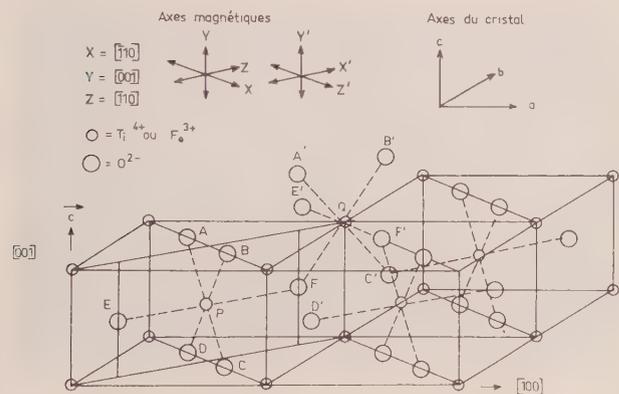


FIG. 2. — Structure et symétries cristalline de TiO₂ (rutile).

Le remplacement de Ti⁴⁺ par Fe³⁺ implique une compensation de charge qui se fait à courte distance et crée une distorsion du champ orthorhombique qui explique les larges écarts en champ nul : 43,3 GHz et 81,3 GHz. Ces grands écarts (leur somme 124,6 GHz appartient à la bande 2 mm) suggèrent qu'il suffira de champs assez faibles pour obtenir un effet maser à des fréquences millimétriques.

Autre facteur favorable, les raies sont fines, de 10 à 60 gauss suivant les orientations.

L'hamiltonien qui rend compte de la symétrie de Fe³⁺ (S = 5/2) et des résultats expérimentaux est :

$$\mathcal{H} = g\beta H \cdot S + D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right] + E(S_x^2 - S_y^2) + \frac{a}{b} \left[S_x^4 + S_y^4 + S_z^4 - \frac{1}{5} S(S+1)(3S^2 + 3S - 1) \right] + b [35S_z^4 - 30S(S+1)S_z^2 + 25S_z^2 - 6S(S+1) + 3S^2(S+1)^2]$$

où l'on introduit le terme F tel que $\frac{7F}{36} = 35b$

$$a = 1,10 \text{ GHz } g = 2,000 \pm 0,0005$$

$$D = 20,35 \text{ GHz } E = 2,21 \text{ GHz } F = -0,46 \text{ GHz}$$

Les axes x, y, z sont choisis de telle sorte que

Oz // C axe optique

Ox // S₁ axes de symétrie des sites I et II

Oy // S₂

On appelle θ l'angle entre H et Oz, φ l'angle entre la projection de H sur xOy et Ox. Les valeurs propres de \mathcal{H} ont été calculées par différents auteurs [17, 18] en fonction des paramètres θ et φ . Les résultats, sous forme graphique ou numérique, nous ont été communiqués par les auteurs de la référence [17]. Cela nous a permis de déterminer de manière approchée les valeurs des cinq paramètres : fréquence de signal, de pompe, champ magnétique, angles θ et φ .

En examinant l'hamiltonien, on voit que la contribution des termes du 4^e ordre n'est nullement négligeable ; il en résulte que la configuration des niveaux d'énergie varie considérablement avec l'orientation du champ magnétique dans le réseau cristallin. Un plan de ce réseau joue cependant un rôle important : le plan [110], plan de symétrie des axes des sites équivalents : lorsque le champ magnétique s'y trouve contenu, les deux spectres de raies se trouvent confondus et la totalité des spins participe à la résonance. Nous avons, a priori, limité nos recherches à ce plan, l'un des angles, φ , se trouve ainsi fixé ($\varphi = \pi/4$).

En utilisant les tables de valeurs numériques relatives à ce plan, nous avons déterminé, par interpolations successives, les deux systèmes de points de fonctionnement figurant dans le tableau I.

L'inconvénient de ce type de maser vient du fait que trois des paramètres sont liés au 4^e de façon étroite et qu'en général, l'amplification dépend fortement de la précision des réglages. Toutefois, dans le premier cas, au voisinage de $\theta = 90^\circ$, lorsque H est parallèle à l'axe [110], les paramètres sont stationnaires en fonction de θ , et on peut admettre une orientation moins précise. La figure 3 montre alors la disposition des niveaux. Pour vérifier les résultats numériques ainsi obtenus, des mesures en résonance paramagnétique ont été faites à diverses fréquences. Des boules de rutile dopé, de provenances diverses, ont été orientées à 3 cm, d'après la symétrie des diagrammes obtenus.

TABLEAU I

Point de fonctionnement	Premier cas	Deuxième cas
Transition de signal	3-5	2-4
Transition de pompe	1-5 et 3-6	1-4 et 2-6
Fréquence de signal	65 à 70 GHz	65 à 74 GHz
Fréquence de pompe	125 à 116 GHz	136 à 147 GHz
Champ magnétique	7 000 à 4 750 G	10 200 à 11 000 G
Angle θ	68° à 90°	6,5° à 13,5°

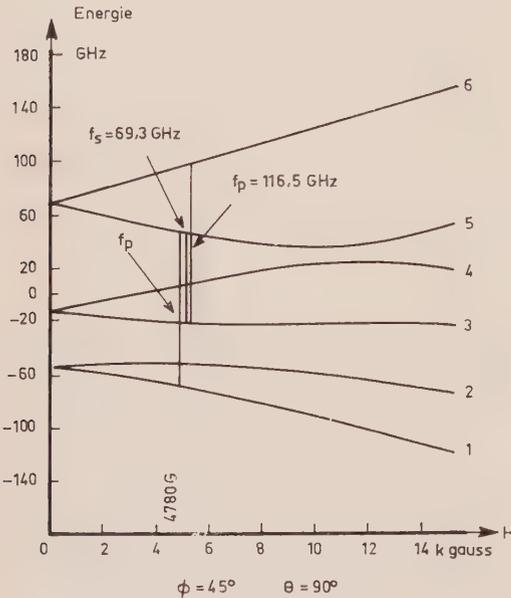


FIG. 3. — Disposition des niveaux d'énergie en fonction du champ dans les conditions angulaires du premier point de fonctionnement. Transition du maser push-pull.

nus, suivant une méthode mise au point auparavant pour le rubis ; des échantillons ont été taillés suivant les axes [110] et [001] ainsi matérialisés. La précision atteint 0,5°.

Le diagramme $H(\theta)$ a été tracé à 4 mm (fig. 4), le tracé expérimental de H en fonction de la fréquence pour $\theta = 90^\circ$ montre que l'incertitude sur les résultats numériques théoriques est inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$. On a pu vérifier, d'autre part, qu'il est extrêmement difficile de rendre H parallèle au plan [110] ; au voisinage de ce plan et pour la transition 3-5, les raies dues aux deux sites s'écartent de 120 gauss pour 1° d'erreur sur φ . Leur largeur étant d'environ 20 gauss, un défaut de coïncidence de 1/10 de cette largeur résulte d'une erreur d'orientation de seulement 1'. Cette simple remarque nous a obligés à prévoir un dispositif mécanique d'orientation très précis et assez volumineux (fig. 5).

Ensuite, des expériences à basse température, hydrogène et hélium, nous ont permis une appréciation qualitative des diverses probabilités de transition à 4 mm. Les états sont suffisamment « mélangés » pour que ces probabilités soient grandes, et l'on observe en effet une saturation facile à la température de l'hydrogène et complète à celle de l'hélium, à

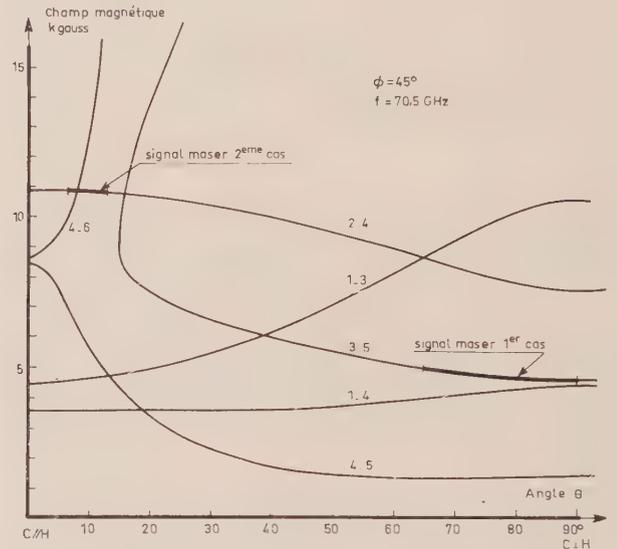


FIG. 4. — Diagramme $H(\theta)$ à 4 mm et zones de fonctionnement maser.

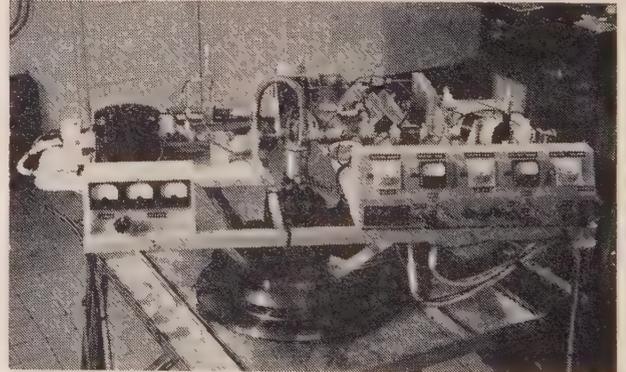


FIG. 5. — Photographie de la « Tête » du maser montrant le dispositif mécanique d'orientation et le châssis en cornière supportant l'ensemble hyperfréquence. À gauche le circuit de pompage, à droite le circuit signal et le récepteur 4 mm.

faible puissance de signal : 1 mW environ. On peut en déduire grossièrement des temps de relaxation de 1 à 5 ms, en accord avec les quelques résultats publiés [19, 20].

Enfin, à 2 mm, nous avons obtenu expérimentalement le diagramme $H(\theta) = 45^\circ$ (fig. 6) pour différentes fréquences de pompe. D'autre part, on constate bien que, sur les cristaux de petites dimensions

(12 mm³), on peut saturer complètement les transitions de pompe prévues, à l'hélium et à l'hydrogène. Sur un cristal plus gros (100 mm³), on observe encore à l'hélium une faible dispersion.

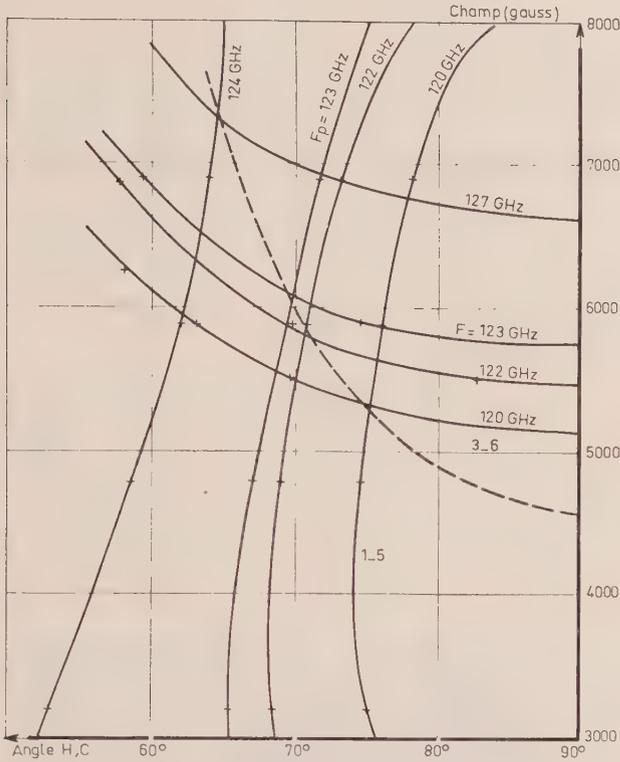


FIG. 6. — Diagramme $H(\theta)$ pour $\varphi = 45^\circ$ à 2 mm.

4.2. CARACTÉRISTIQUES DIÉLECTRIQUES

Le maser 4 mm est du type simple à cavité en réflexion. Cela est très simplement réalisable si l'on examine les propriétés diélectriques bien connues du rutile. Sa constante diélectrique est très élevée (et très anisotrope) et dépend peu de la fréquence dans le domaine hertzien, comme l'indiquent les mesures faites par SABISKY et GERRITSEN [21] à 25 GHz (fig. 7) et dont quelques points caractéristiques ont été reportés dans le tableau II.

TABLEAU II

Température	ϵ_{\perp}	ϵ_{\parallel}
300 °K	87	167
78 °K	123	235
4,2 °K	130	256

Un cristal de quelques millimètres de côté forme donc un résonateur sur des modes d'ordre élevé, d'autant plus nombreux que ses dimensions sont grandes ; les surtensions de ces modes sont élevées à basse température, les pertes diélectriques étant très faibles. En effet, les valeurs de la tangente de perte sont de l'ordre de 1 à $10 \cdot 10^{-5}$ suivant la concentration en Fe, entre 78 °K et 4 °K. On peut, dans ce

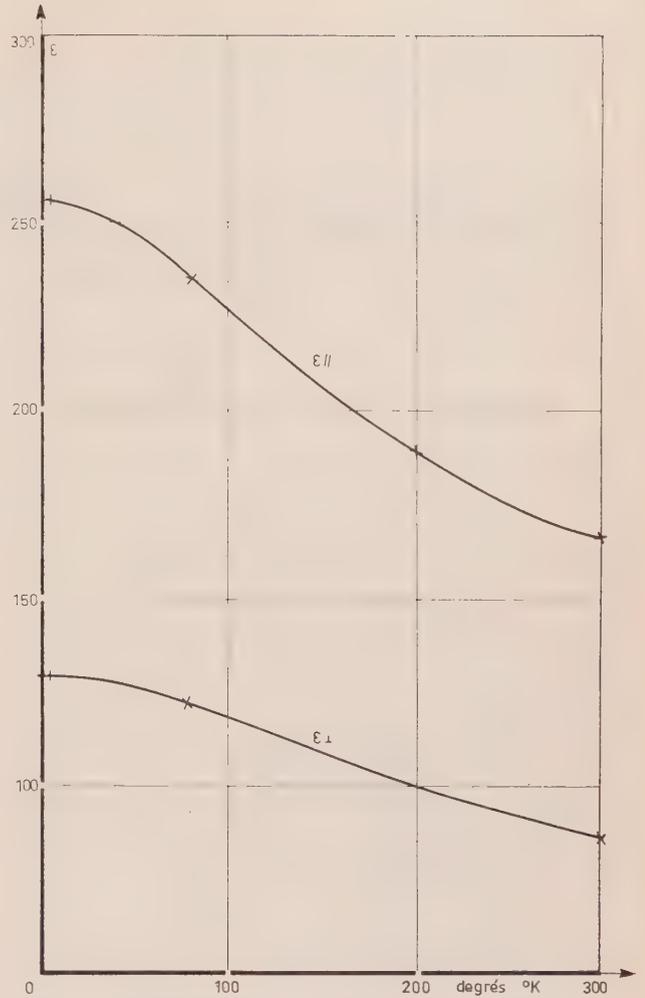


FIG. 7. — Variation en fonction de la température des constantes diélectriques perpendiculaire et parallèle à l'axe C pour un monocristal de rutile.

cas, déduire la densité des modes de la formule de Rayleigh-Jeans adaptée au cas anisotrope :

$$du = \frac{8\pi V \epsilon_{\parallel} \sqrt{\epsilon_{\perp}} f^2 df}{C^3}$$

L'accord expérimental est satisfaisant : à 4 mm, un échantillon de 100 mm³ présente, entre deux modes voisins, un écart moyen calculé de 1,2 MHz et mesuré de 1,4 MHz. Sur le lobe d'un klystron balayé en dents de scie, et dont la largeur est voisine de 100 MHz, on compte en effet 70 modes distincts, à la température de l'hydrogène. Leur surtension moyenne peut donc être évaluée à 100 000 d'où : $\text{tg } \delta \approx 5 \cdot 10^{-6}$.

Si on limite, a priori, le nombre des modes, donc leur surtension, la formule précédente donne une idée du volume nécessaire, voisin de 10 mm³ pour obtenir un mode tous les 100 MHz. Des échantillons ont été taillés sous forme de lames $3 \times 1,5 \text{ mm}^2$ de faible épaisseur, 0,8 mm, pour lesquelles la répartition observée est conforme aux prévisions.

5. Description du dispositif expérimental

5.1. SCHÉMA GÉNÉRAL

La figure 8 donne le principe des circuits. La sonde

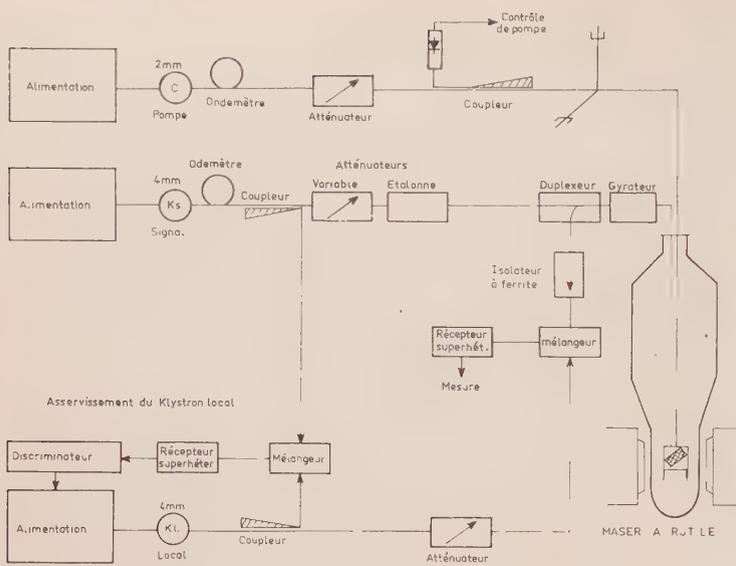


FIG. 8. — Schéma général des circuits du maser.

schématisée par deux lignes fera l'objet du prochain paragraphe.

L'oscillateur de signal et l'oscillateur local du récepteur superhétérodyne sont des klystrons Philips, dont la bande s'étend de 65 à 75 GHz et qui délivrent une centaine de milliwatts. Leur stabilité est de 1 à $3 \cdot 10^{-5}$ sur quelques dizaines de secondes et de 3 à $5 \cdot 10^{-4}$ sur quelques minutes.

Il a donc été nécessaire de réaliser un asservissement en fréquence du klystron local sur le klystron de signal.

L'oscillateur de pompe est un carcinotron CO20 qui fournit 0,5 à 2,5 W entre 117 et 134 GHz. Une stabilisation n'est pas nécessaire.

Tout l'ensemble, éléments sur guide millimétrique et électronique transistorisée, à l'exception des alimentations, est disposé sur un plateau soutenant également le cryostat. En effet, le cristal doit être orienté en θ et φ de façon telle que son plan [110] soit rendu parallèle au champ ($\varphi = 45^\circ$) pour toutes les orientations donnant l'effet maser. Le champ, donné par un électro-aimant Varian, étant horizontal et immobile, tout l'ensemble tourne autour d'un axe vertical pour donner θ , et s'incline autour d'un axe horizontal quelconque pour compenser l'erreur de taille sur φ , de manière indépendante et avec précision.

5.2. SYSTÈME MÉCANIQUE

Un plateau divisé dont la lecture est au $1/10$ de degré, tourne dans un roulement à billes (variation de θ). On le rend mécaniquement parallèle à H . Une couronne à section triangulaire, offrant une surface concave conique, s'appuie sur le plateau précédent en quatre points. Cette surface concave enveloppe une sphère centrée sur l'échantillon. Un deuxième plateau est fixé à la couronne, que des vis de commande à blocage peuvent déplacer dans toutes les directions possibles. Ce deuxième plateau supporte l'ensemble des circuits du maser. On peut ainsi, indépendamment, faire tourner de 360° et incliner

de $\pm 5^\circ$ tout l'ensemble, cryostat compris. L'ensemble 4 mm et l'ensemble 2 mm sont posés l'un et l'autre sur une planche montée sur vérins, de manière à ajuster les guides d'ondes sur la tête de la sonde.

5.3. RÉCEPTEURS

Les récepteurs de mesure et d'asservissement de l'oscillateur local sont identiques et se composent d'un mélangeur, d'un préamplificateur, d'un amplificateur à fréquence intermédiaire (30 MHz).

Le mélangeur est constitué par un anneau hybride à guide d'onde. Les cristaux utilisés sont du type 1 N 2792 de Philco et leur courant est réglé à $20 \mu\text{A}$. Le facteur de bruit maximal est de 17 dB et la perte de conversion de 13,5 dB.

Le préamplificateur est entièrement transistorisé et réalisé au laboratoire sur circuit imprimé (fig. 9). Il est relié au mélangeur par deux câbles coaxiaux aussi courts que possible pour éviter l'atténuation. Le 1^{er} étage est constitué de deux transistors méso 2 N 2415 montés, le premier en émetteur commun,

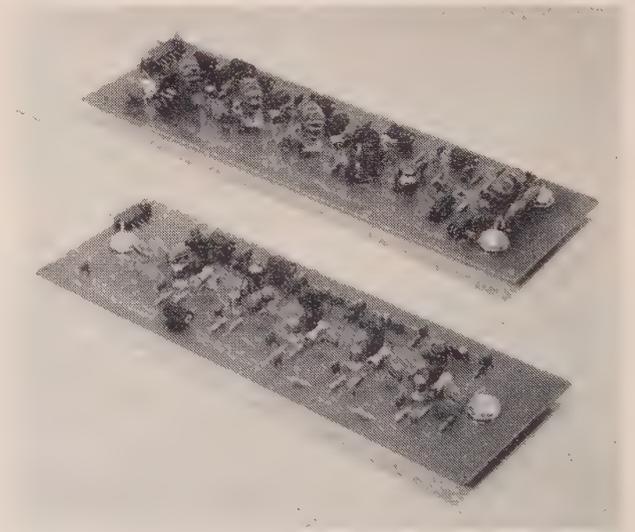


FIG. 9. — Photographies du préamplificateur (en haut) et de l'amplificateur (en bas) réalisés sur circuit imprimé.

le deuxième en base commune. Ce deuxième étage donne la sélectivité principale du préamplificateur à l'aide d'un C.O. monté dans son collecteur et du R.C. de liaison qui forme filtre. Cela donne, dans une grande plage, une grande souplesse de réglage. Les trois derniers étages sont montés en base commune et sont à très large bande, grâce à des autotransformateurs du type Ruthroff. Le schéma d'ensemble est représenté sur la figure 10.

La bande passante est de 19 MHz autour de 30 MHz et le gain de 44 dB.

L'amplificateur (fig. 9) est du même type de réalisation et comprend cinq étages de transistors 2 N 706 à liaison par transformateur neutrodyné. La sortie

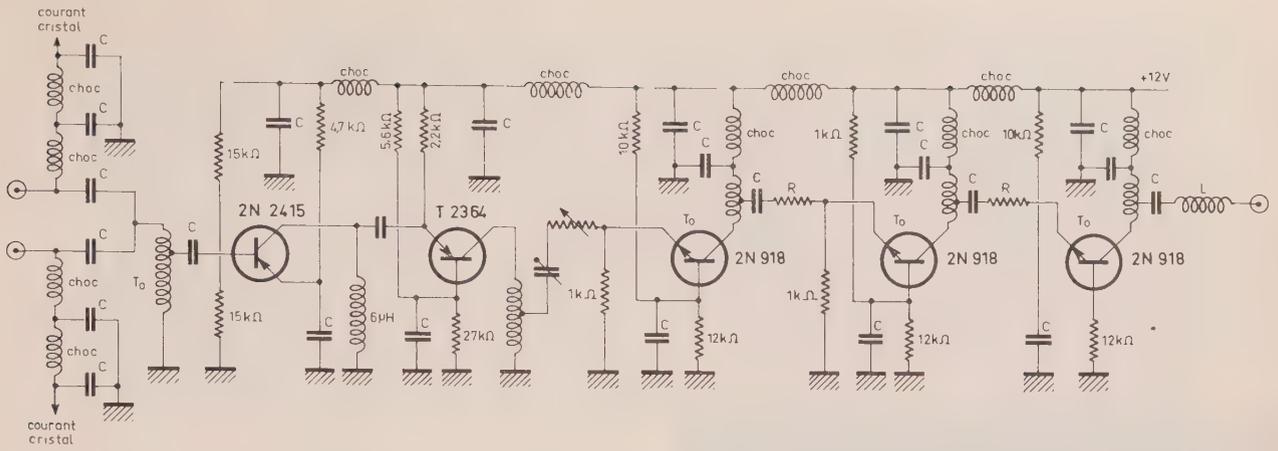


FIG. 10. — Schéma radioélectrique du préamplificateur à faible bruit et large bande. $C = 4\ 700\ \text{pF}$; choc : ferrite; T_0 : 9 spires doubles sur tores ferrite L.T.T. ; T : 20 spires sur 9MB75 prise à 4 spires côté masse.

de l'amplificateur de mesure est équipée d'une détection par diode à pointe. La bande passante est de 13 MHz autour de 30 MHz et le gain de 70 dB. Une commande des deux premiers étages permet de réaliser une variation de gain de plus de 50 dB sans variation de largeur de bande.

Le facteur de bruit total de l'ensemble préamplificateur+amplificateur est de 2,5 dB.

La chaîne de *contrôle automatique de fréquence* conduit à une stabilité de l'écart entre les deux klystrons meilleure que 0,1 MHz pour une fréquence de service voisine de 70 000 MHz.

6. Etude de la sonde

La réalisation de la sonde de mesure est, de loin, la partie la plus délicate de la mise au point.

La difficulté fondamentale est liée aux propriétés diélectriques du rutile. S'il est commode de constituer la cavité par le cristal lui-même, grâce à sa constante diélectrique particulièrement élevée, cette propriété rend, par contre, extrêmement difficile le couplage de la cavité avec l'extérieur, et surtout un réglage progressif de ce couplage.

Or la théorie des lignes, appliquée à une cavité décrite par un Q_0 intrinsèque, un Q_e du couplage et un Q_m (négatif) traduisant l'apport d'énergie de l'effet maser, montre [4] que le couplage joue un rôle essentiel dans le réglage du gain G de l'appareil et dans le passage de l'oscillation à l'amplification.

En effet

$$G = \left[\frac{\beta - \left(1 - \frac{Q_0}{Q_m}\right)}{\beta + \left(1 + \frac{Q_0}{Q_m}\right)} \right]^2$$

où $\beta = \frac{Q_0}{Q_c}$ est le coefficient de couplage.

Deux types de sondes ont été utilisés :

a) La sonde n° 1 se compose de deux guides RG 99/U (bande normale 60-90 GHz) en argent, soudés l'un à l'autre et d'épaisseur réduite pour diminuer les pertes thermiques. La longueur de la sonde est de 70 cm environ. Une transition en guide électroformé, de 4 mm en 2 mm se trouve juste avant la cavité contenant le cristal. Cette transition est nécessaire pour éviter une perte de la fréquence signal dans le circuit de pompe. Ces guides débouchent sur une cavité de section rectangulaire de 15 mm de hauteur qui contient le cristal. Un piston de court-circuit est commandé de l'extérieur, en fonctionnement, par un tube en acier inoxydable entourant les guides (fig. 11). Cette structure simple, mécaniquement rigide et d'enroulement minimal ($\varnothing\ 14\ \text{mm}$) permet d'utiliser des entrefers petits. La sonde est enfermée dans un vase dewar métallique. L'étroitesse du col a obligé de souder l'arrivée servant au transfert d'hélium ou d'hydrogène liquide sur le côté du vase.

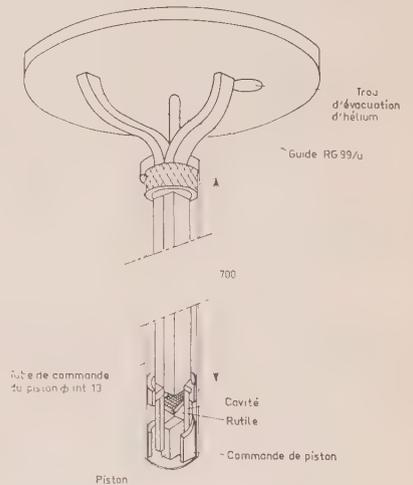


FIG. 11. — Schéma de la sonde n° 1.

Le cristal qui constitue, en fait, la cavité résonnante occupe une partie de la section droite du système soit $3 \times 1,5\ \text{mm}^2$ sur une épaisseur de 0,8 mm. Il a été préalablement taillé pour satisfaire à la valeur choisie pour l'angle φ soit $\pi/4$. Le choix du cristal a été très difficile en raison de graves imperfections (macles torsion du réseau) que présentent presque

tous les échantillons. L'élément retenu, de concentration en Fe³⁺ égale à 0,029 % provient de la firme Djeva et nous a été aimablement donné par la C.S.F.

Ce montage a donné une oscillation maser très nette et a permis de bien définir les exigences sur les précisions angulaires, la stabilité du champ et de la température. Ces résultats seront exposés dans le prochain paragraphe. Mais il n'a pas été possible de maîtriser cette oscillation par le seul jeu du couplage avec piston arrière. Lorsque tous les paramètres sont ajustés au mieux, on obtient une oscillation à bande large représentée par la photo oscilloscopique (fig. 12) où chaque carreau représente environ 30 MHz.

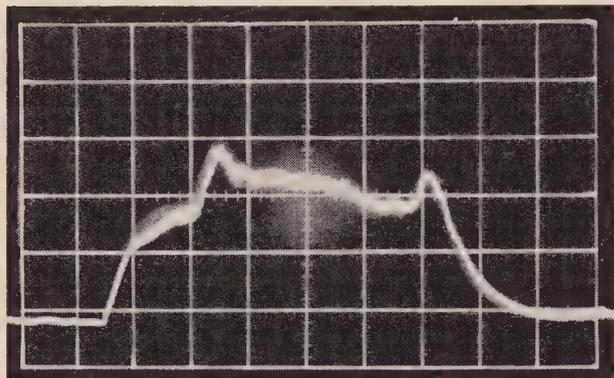


FIG. 12. — Observation oscilloscopique de l'oscillation maser obtenue avec la sonde n° 1.

b) La sonde n° 2 se compose d'un seul guide d'onde RG 99/U (bande 60 à 90 GHz). L'onde de pompage est donc véhiculée par le même guide que le signal. Le couplage entre cette sonde et les deux guides d'alimentation s'effectue dans un té spécialement conçu. Le filtrage vers le récepteur de l'onde de pompage est très simplement effectué par le gyrateur 4 mm qui est complètement absorbant à 2 mm. Les cristaux mélangeurs sont donc parfaitement protégés d'une saturation parasite éventuelle. Le signal n'est pas perturbé par l'arrivée du 2 mm, le guide standard à cette fréquence étant largement au-delà de la coupure pour le 4 mm. Cependant la réalisation mécanique de cette transition a été très délicate en raison des faibles dimensions des guides (2,032 × 1,016 mm² pour le 2 mm). L'ensemble a été réalisé en deux demi-coquilles accolées, et n'apporte à 4 mm qu'une perte de 1,1 dB.

L'utilisation d'un seul guide pour la sonde a le double avantage de diminuer notablement les pertes thermiques, même avec un guide standard d'argent (l'amincissement donnant lieu à des déformations incontrôlables), et d'augmenter la place disponible pour les commandes dans le même encombrement que précédemment (diamètre hors tout 14 mm).

La cavité terminale, de section égale à celle des cristaux, soit 3 × 1,5 mm², est fixée par une bride à écrou, et un piston de court-circuit arrière est commandé de la même manière que précédemment.

L'essentiel du nouveau dispositif réside dans un couplage variable supplémentaire placé dans le guide, avant le cristal. Plusieurs systèmes schématisés par la figure 13 ont été essayés :

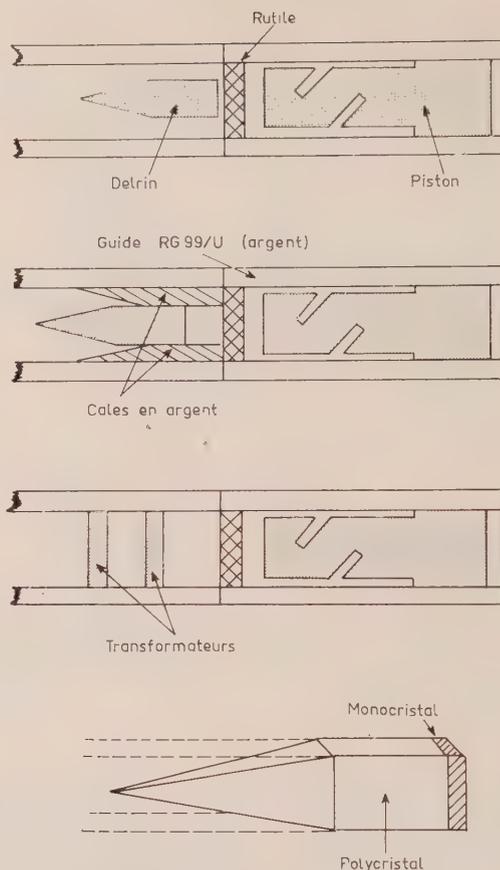


FIG. 13. — Schémas des dispositifs de couplage avant, utilisés avec la sonde numéro 2.

- Couplage par sifflet diélectrique dans le guide standard.
- Couplage par sifflet diélectrique dans un guide à la coupure.
- Couplage par transformateurs en diélectrique à forte constante ε.
- Couplage par sifflet de rutile polycristallin.

Tous ces dispositifs ont montré par ailleurs que le piston de couplage arrière présentait des contacts incontrôlables et, malgré la difficulté, il a fallu adopter le système dit « sans contact ».

La première solution s'est révélée insuffisante tandis que la deuxième donnait lieu à des pertes inadmissibles, sans doute à cause d'une soudure imparfaite des cales d'argent intérieures modifiant les dimensions du guide. La dernière solution a montré des pertes en présence du champ magnétique, probablement causées par la résonance d'impureté.

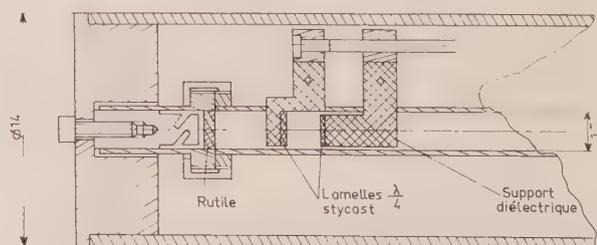


FIG. 14. — Schéma de la cavité de mesure et des couplages dans la version définitive.

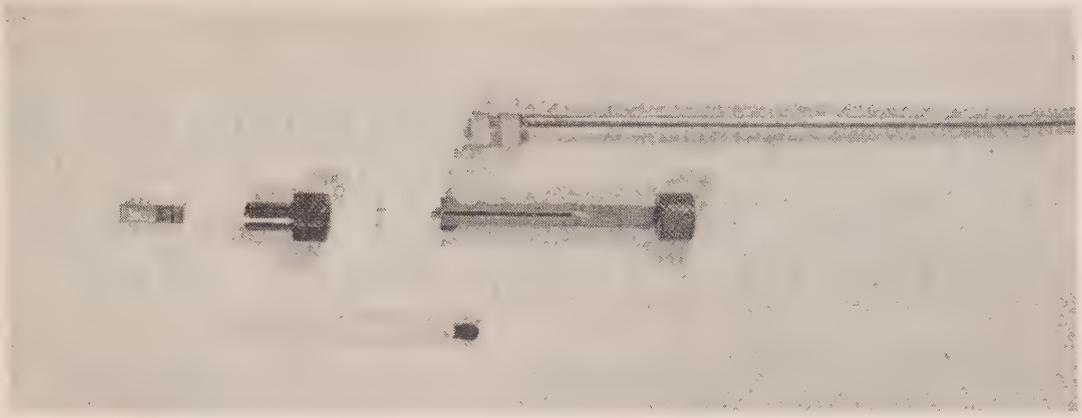


FIG. 15. — Photographie des éléments terminaux de la sonde cavité et couplages. L'allumette figure l'échelle.

Enfin, nous avons obtenu satisfaction grâce à l'emploi de deux transformateurs quart-d'onde, dont la distance mutuelle et la position d'ensemble sont toutes deux ajustables. Les matériaux essayés pour ces transformateurs ont été l'alumine ($\epsilon = 9$) et le stycast ($\epsilon = 5$), qui conduisent à des épaisseurs respectives de 0,35 mm et 0,50 mm. Le schéma du dispositif est représenté sur la figure 14 sans le système de guidage des supports et la figure 15, où l'échelle est donnée par une allumette, montre l'ensemble de la cavité et des coupleurs.

7. Caractéristiques actuelles

Le point de fonctionnement a les caractéristiques suivantes :

fréquence signal : 68 750 MHz
 fréquence pompage : 118 600 MHz
 champ magnétique : 5 250 Oe.

Les angles de fonctionnement sont :

$$\varphi = 45^\circ \quad \theta = 77,2^\circ.$$

Le phénomène d'amplification se maintient (mais le gain change) dans la plage suivante :

pour le champ magnétique : ± 15 Oe
 pour l'angle θ : $\pm 0,25^\circ$.

La précision de réglage de φ est beaucoup plus sévère. En effet, le choix de $\varphi = \pi/4$ permet de rendre équivalents deux types de sites paramagnétiques. Une erreur de 1° écarte de 120 Oe les résonances des deux types, dont les largeurs individuelles sont de 20 Oe. Or il est nécessaire d'obtenir la coïncidence à mieux du 1/10 de la largeur de raie, ce qui conduit à une orientation fixée à 1 minute d'angle près.

La température est celle d'ébullition de l'hélium sous la pression atmosphérique : $4,2^\circ$. L'évacuation doit être largement dimensionnée, car de faibles variations de température conduisent à des instabilités par variation de ϵ du rutile.

L'ensemble du dispositif introduit les pertes suivantes :

Perte du circulateur à l'entrée du maser : 1,75 dB
 Perte du coupleur 4 - 2 mm : 1,1 dB
 Perte de la sonde : 2 dB

Dans ces conditions, on a mesuré :

Un gain total de 20 dB pour une largeur de bande de 150 MHz.

L'étude du facteur de bruit est en cours à l'aide de deux charges adaptées maintenues l'une à 78°K , l'autre à 300°K . Cependant un reste de dérive rend cette mesure encore délicate.

Remerciements

L'étude spectroscopique du rutile et le choix des échantillons ont été faits par Mlle LEMONON, ingénieur à la C.S.F. L'ensemble du travail a bénéficié de nombreuses discussions avec M. MALNAR, ingénieur C.S.F. et MM. BUISSON et CHICAULT, ingénieurs ALCATEL.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ROBERT A. — *Rapport C.S.F.*, D.P.A. 64/100/1/R, 1964.
- [2] BROUSSAUD G. — *Rapport C.S.F.*, D.P.A. 64/104/1/R, 1964.
- [3] GARY B., STACEY J. et DRAKE F.D. — *Astrophysical Journ.* **108**, 239, 1963. et EPSTEIN E.E., *Science* **151**, 445, 1966.
- [4] SINGER J.R. — *Masers*, J. Wiley.
- [5] SIEGMAN A.E. — *Microwave Solid State Masers*, Mac Graw Hill.
- [6] SOUTIF M. — *Onde Electrique*, **454**, 41, 1965.
- [7] KARLOV N.V., MARGERIE J. et MERLE D'AUBIGNÉ. — *Journ. de Phys.*, **24**, 717, 1963.
- [8] MERLE D'AUBIGNÉ Y. et GAREYTE J. — *C.R. Ac. Sc.* **261**, 689, 1965.
- [9] DUVAL P., GAREYTE J. et MERLE D'AUBIGNÉ. — *Physics Letters*, **22**, 67, 1966.
- [10] BLOEMBERGEN N. — *Phys. Rev.* **114**, 445, 1959.
- [11] AYANT Y., BUISSON R., DESCAMPS D. et SOUTIF M. — *C.R. Ac. Sc.*, **252**, 2081, 1961.
- [12] LOW W., *Paramagnetic Resonance in solids*, Academic Press, 1960.
- [13] BELORIZKY E., AYANT Y., DESCAMPS D. et MERLE D'AUBIGNÉ, *Journ. de Phys.*, **27**, 313, 1966.
- [14] BELORIZKY E. — Thèse d'Etat, Grenoble, mars 1966.
- [15] CARTER D.L. — *J. Appl. Phys.*, **32**, 2541, 1961.
- [16] FONER S., MOMO L.R. et alii. — *Advances in quantum electronics*, 1961.
- [17] CARTER D.L. et OKAYA A. — *Phys. Rev.*, **118**, 1485, 1960
- [18] DITCHFIELD D. — Communication privée (R.P.E.).
- [19] MANENKOV A.A. et PROKHOROW A.M. — *Sov. Phys. Sol. St.*, **4**, 2280, 1962.
- [20] CARTER D.L. — Thèse Columbia University, 1962.
- [21] SABISKY E.S. et GERRITSEN H.J. — *J. Appl. Phys.*, **33**, 1450, 1962.

AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES A GRANDE STABILITÉ DE GAIN POUR LA RADIOASTRONOMIE

PAR

J. DELANNOY et J.C. RIBES

*Service de Radioastronomie
Observatoire de Meudon*

1. Critères choisis

Le premier de ces critères est, très normalement, une température de bruit aussi basse que possible ; typiquement, à 1 420 MHz, la contribution du sol au bruit total de système est de 35 °K environ pour le grand radiotélescope de Nançay dans les meilleures conditions d'emploi. Il ne serait donc pas aberrant d'envisager l'utilisation de récepteurs dont le bruit total soit de cet ordre, ou même moitié moindre.

Le second critère est imposé par les conditions usuelles d'emploi des récepteurs de Radioastronomie : le signal est de la même nature aléatoire que le bruit propre du récepteur, des rapports signal/bruit de l'ordre de 1 % sont monnaie courante : d'où la nécessité de longues intégrations (1 heure par observation à Nançay) et de systèmes assurant une grande stabilité à la « ligne de base » des récepteurs : système de permutation de Dicke (ou de double permutation) ou de corrélation de BLUM [1, 2]. Nous avons imposé les spécifications suivantes : stabilité de gain meilleure que 1 % sur une heure, ce qui a fréquemment conduit pour les parties des récepteurs complexes à des tolérances plus strictes encore ; en particulier, le gain d'un amplificateur paramétrique doit être stable à 1/100 près sur une heure.

L'une des premières réponses à cette seconde exigence consiste en ceci : les réglages du paramétrique seront tels que sa température de bruit soit optimale et donc stationnaire en fonction des paramètres principaux du système. Nous nous proposons de développer et d'exposer ici l'analyse qui nous a permis de choisir un type d'amplificateur paramétrique correspondant à nos besoins, et d'en optimiser la température de bruit en fonction des impédances externes. Il faut préciser, avant tout, que nous avons choisi un gain faible (10 dB) qui ne nous permet pas de négliger

la contribution des étages suivants, selon la formule :

$$T_R = T_1 + \frac{T_2}{\tau_1} \quad (1)$$

donnant la température de bruit T_R d'une cascade de quadripôles 1 de gain en puissance utilisable τ_1 et 2, de températures de bruit T_1 et T_2 respectivement. Si le problème de stabilisation des amplificateurs paramétriques s'en trouve simplifié, celui de la stabilisation des étages suivants n'est pas moindre ; il relève des techniques habituelles en Radioastronomie [3].

2. Analyse en bruit

2.1. REPRÉSENTATION DE L'AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE

Tout système comportant une impédance négative (actif donc) pose un problème de stabilité à toute fréquence entre zéro et l'infini qu'on suppose ici résolu — nous ne parlerons pas des critères de Nyquist ou de Bode. L'objet de ces remarques a pour point de départ le système linéarisé par lequel on représente une diode paramétrique dans un amplificateur à inversion de fréquence » (fig. 1) du type « à transmission » [7] :

$$\begin{vmatrix} V_l \\ V_-^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{1}{j\omega_1 C'_0} + r & -\frac{1}{j\omega C'_1} \\ \frac{1}{j\omega_1 C'_1} & r - \frac{1}{j\omega C'_0} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} I_l \\ I_-^* \end{vmatrix}$$

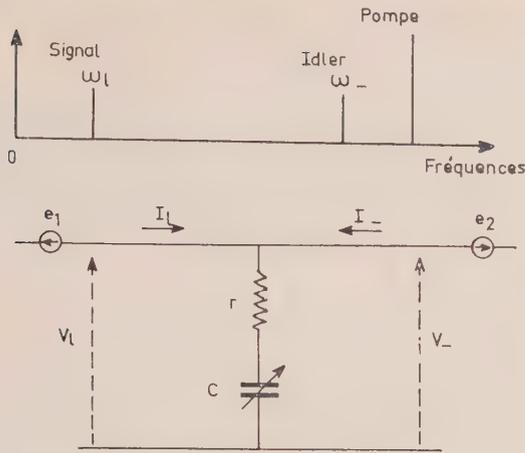


FIG. 1. — Amplificateurs paramétriques à inversion de fréquence

Notations : $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_1} e^{j\omega t} + \frac{1}{C_1^*} e^{-j\omega t} + \dots$
 $= \frac{1}{C_0} (1 + 2\varepsilon \cos \omega t + \dots)$, C_1 réel

La matrice ci-dessus, à deux lignes et deux colonnes, a paru plus proche de la réalité, dans notre cas, que la matrice admittance à laquelle conduit le développement de Fourier :

$$C = C_0 + C_1 e^{j\omega_p t} + C_1^* e^{-j\omega_p t} + C_2 e^{2j\omega_p t} + C_2^* e^{-2j\omega_p t} + \dots \quad (3)$$

En effet les diodes usuelles comportent une self série qui a naturellement tendance (sauf réglages inadéquats) à ouvrir le circuit placé aux bornes de la capacité variable, aux fréquences élevées ; la simplification qui permet de passer de la matrice infinie à la matrice 2×2 n'est la même dans l'un ou l'autre formalisme que lorsque le circuit extérieur présente une grande impédance devant $1/C_0 \omega$, ou une petite selon le cas (fig. 2). Nous nous trouvons évidemment dans le premier cas, et c'est le développement de Fourier :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{e^{j\omega_p t}}{C_1} + \frac{e^{-j\omega_p t}}{C_1^*} + \frac{e^{2j\omega_p t}}{C_2} + \frac{e^{-2j\omega_p t}}{C_2^*} + \dots \quad (4)$$

que nous employons donc : il serait très difficile pratiquement de ramener aux bornes de la diode un court-circuit aux fréquences supérieures, meilleur que $1/C_0 \omega$ à toute fréquence.

On peut noter aussi que l'emploi de la série de Fourier de l'élastance, plutôt que de la capacité, permet un calcul approché rapide de l'onde de pompe aux bornes de la capacité variable, dans le cas du circuit ouvert aux fréquences supérieures : à ces fréquences, l'intensité sera faible et la tension forte ; donc le courant (et la charge) dans la diode paramétrique sont proches d'une sinusoïde avec peu d'harmoniques. Seule la tension reste riche en harmoniques, suivant la caractéristique non linéaire :

$$v = g(q) \quad (5)$$

Si $C = C_0 (1 + \sum x_i e^{j i \omega_p t})$ et $a_i = 1/j\omega_i C_0 Z_i$:

$$\begin{aligned} & + (1+a_{-2})V_{-2} + x_1 V_{-1} + \dots = 0 \\ & \dots + x_1 V_{-2} + \boxed{\begin{matrix} (1+a_1)V_1 + x_{-1}V_0 + x_{-2}V_1 \\ + x_1 V_{-1} + (1+a_0)V_0 + x_{-1}V_1 \\ \dots + x_2 V_{-1} + x_1 V_0 + (1+a_1)V_1 \end{matrix}} + \dots = 0 \\ & \dots + x_1 V_1 + (1+a_2)V_2 + \dots = 0 \\ & \dots + x_2 V_1 + x_1 V_2 + \dots = 0 \end{aligned}$$

$a_i \rightarrow \infty$
 $i \neq -1, 0, 1.$

Si $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} (1 + \sum y_i e^{j i \omega_p t})$ et $b_i = \frac{1}{j\omega_i C_0' Z_i}$:

$$\begin{aligned} & + (1+b_{-2})\frac{I_{-2}}{\omega_2} + y_1 b_2 \frac{I_{-1}}{\omega_1} + \dots = 0 \\ & \dots + \boxed{\begin{matrix} (1+b_1)\frac{I_1}{\omega_1} + y_{-1} b_1 \frac{I_0}{\omega_0} + y_2 b_{-1} \frac{I_1}{\omega_1} \\ + y_1 b_0 \frac{I_1}{\omega_1} + (1+b_0)\frac{I_0}{\omega_0} + y_1 b_0 \frac{I_1}{\omega_1} \\ \dots + y_2 b_1 \frac{I_1}{\omega_1} + y_1 b_1 \frac{I_0}{\omega_0} + (1+b_1)\frac{I_1}{\omega_1} \end{matrix}} + \dots = 0 \\ & \dots + y_1 b_1 \frac{I_2}{\omega_2} + \dots = 0 \\ & \dots + y_2 b_2 \frac{I_1}{\omega_1} + y_1 b_2 \frac{I_1}{\omega_1} + (1+b_2)\frac{I_2}{\omega_2} + \dots = 0 \\ & \dots + y_1 b_3 \frac{I_2}{\omega_2} + \dots = 0 \end{aligned}$$

$b_i \rightarrow 0$
 $i \neq -1, 0, 1.$

FIG. 2. — a) Influence des impédances externes z ($\omega_i = \omega_e + i\omega_p$).

b) Eq. (20) et gain de l'amplificateur à transmission dans les conditions de bruit minimal ($g = \frac{\omega}{\omega_e}$)

qui est souvent très proche, en pratique, de la loi linéaire :

$$\frac{1}{C} = \frac{dv}{dq} = a - 2bq, \quad (6)$$

valable exactement pour les jonctions abruptes où

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{1-v/\phi}} = \frac{dq}{dv}$$

On aura donc, en première approximation, une variation sinusoïdale dans le temps pour $1/C$, d'amplitude calculable très simplement, et tous les termes

$$\frac{1}{C_2} \dots \frac{1}{C_n} \dots \text{ sont nuls.}$$

2.2. CALCUL DU BRUIT. GÉNÉRATEUR DE THÉVENIN

Du point de vue du bruit de fond, et du rapport signal/bruit, il importe de connaître le gain en puissance utilisable (quantité $\frac{|e(t)|^2}{4R}$ pour un générateur de force électromotrice efficace e et d'impédance interne R) et les électromoteurs e_1 et e_2 en série dans l'entrée et la sortie du quadripôle étudié.

En effet, toute source de bruit que l'on peut extraire du quadripôle sous la forme d'un électromoteur e branché entre deux nouvelles bornes est susceptible d'être représenté par deux électromoteurs $e_1 = \alpha_1 e$ et $e_2 = \alpha_2 e$ que l'on obtient en réduisant les relations linéaires entre tensions et courants à la fréquence

étudiée (trois paires de bornes en évidence) à deux équations ; plusieurs sources de bruit indépendantes peuvent intervenir de façon analogue. Parce que nous travaillons sur un intervalle de fréquence assez étroit pour que la notion d'impédance conserve un sens, on doit utiliser ici l'analyse harmonique de la fonction aléatoire stationnaire qu'est l'électromoteur, dans les temps :

$$e(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} y_i R(t-t_i). \tag{7}$$

On suppose, en effet, dans ce qui suit, les électromoteurs de bruit engendré par un processus de Poisson à densité ρ_0 gouvernant la répartition des instants t_i où démarre l'impulsion élémentaire $y_i R(t-t_i)$ d'amplitude réelle y_i : ce cadre est assez général ici [5]. Le théorème de Bôchner Khintchine indique alors que l'on peut localiser l'énergie sur l'axe des fréquences en écrivant :

$$\overline{|e_{\Delta\nu}(t)|^2} = A(\nu) \Delta\nu \tag{8}$$

$e_{\Delta\nu}(t)$ étant le résultat du filtrage de $e(t)$ qui ne conserve que la bande de fréquence $\Delta\nu$ dans chacune des composantes $R(t-t_i)$. $A(\nu)$ est la densité spectrale énergétique, chaque intervalle $\Delta\nu$ apportant indépendamment sa contribution à l'énergie totale :

$$\overline{|e(t)|^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\nu) d\nu = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \overline{|e_{\Delta\nu_i}(t)|^2}.$$

Nous utiliserons le résultat suivant : la densité spectrale énergétique est le produit de la densité ρ_0 , nombre moyen d'impulsions par seconde, par l'énergie totale d'une impulsion (prise en moyenne par impulsion) dans la bande de fréquence étudiée :

$$A(\nu) = \rho_0 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} |G(\nu)|^2 y_i^2 \tag{9}$$

$G(\nu)$ étant la transformée de Fourier de $R(t)$. Ce qui revient à dire que, dans le calcul du premier membre de l'équation (8), tous les termes d'interaction d'une impulsion à l'autre disparaissent, en moyenne quadratique : ce fait est relié aux propriétés ergodiques du bruit de fond (permutation possible des signes

$\frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} () dt$ et $E()$ de l'espérance mathématique). On peut obtenir (9) simplement en considérant le bruit à corrélation microscopique dérivé de l'équation (7) :

$$X(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} y_i d(t-t_i)$$

où l'on a choisi la fonction $d(t)$ nulle en dehors des pavés bornés assez petits pour que l'on puisse isoler des intervalles Δt_i successifs ne contenant qu'une impulsion au plus. On a alors :

$$\overline{|X(t)|^2} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} |X(t)|^2 dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \sum_{i \in T} y_i^2 W$$

en posant
$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} |d(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |g(\nu)|^2 d\nu$$

(théorème de Parseval, $g(\nu)$ est la transformée de Fourier de $d(t)$). En remarquant que le nombre N de chocs dans tout intervalle T assez grand est approxi-

mé par $N = \rho_0 T$ soit $\frac{1}{2T} = \frac{\rho_0}{2N}$, il vient :

$$\overline{|X(t)|^2} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\rho_0 W}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2.$$

Le spectre énergétique de ce bruit s'atteint en localisant W et $|X(t)|^2$ sur l'axe des fréquences :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\rho_0 |g(\nu)|^2 \Delta\nu}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2 = \rho_0 |g(\nu)|^2 \Delta\nu \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2$$

Il tend donc à être constant jusqu'aux fréquences ν de l'ordre de l'inverse de la durée de $d(t)$. Après passage dans tout filtre linéaire, entre autres celui qui donne la réponse $R(t)$ à l'excitation $d(t)$, défini par son spectre $G(\nu)/g(\nu)$, on a :

$$A(\nu) = \rho_0 G(\nu) G^*(\nu) \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2. \tag{9}$$

On voit que $A(\nu)$ est proportionnel au carré du module de l'électromoteur élémentaire $G(\nu) d\nu$ intervenant dans la représentation de Fourier de $R(t)$, ce qui justifie la notation intuitive que nous garderons : $A(\nu) = \overline{ee^*}$, où le signe de la moyenne correspond à l'opération définie par l'équation (9).

Le théorème de Nyquist donne alors le bruit aux bornes d'une impédance Z à la température T sous la forme :

$$\frac{\overline{ee^*}}{2(Z+Z^*)} = kT \quad (\text{aux fréquences radio}),$$

puissance utilisable, où k est la constante de Boltzmann. Cette dernière relation définit, en particulier, la température d'antenne T_A dans le cas où l'impédance Z correspond au rayonnement de l'antenne à l'émission, l'antenne étant supposée sans pertes autres que l'énergie rayonnée.

La température de bruit du quadripôle défini par les relations (2), en tenant compte seulement du bruit Nyquist de la résistance série r afin de simplifier l'application des principes précédents, se calcule alors aisément. Plaçant un générateur E_1 d'impédance interne Z_1 à l'entrée, la sortie se comporte comme un générateur de Thévenin équivalent qui est, en négligeant le bruit :

$$\left. \begin{aligned} E_2 &= \frac{Z_{21}^*}{Z_{11}^* + Z_1^*} E_1^* = G^* E_1^* \\ Z_2 &= Z_{22}^* - \frac{Z_{12}^* Z_{21}^*}{Z_{11}^* + Z_1^*} \end{aligned} \right\} \tag{10}$$

si la matrice impédance (2) est schématisée ainsi :

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2^* \\ V_2^* &= Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2^* \end{aligned} \right\} \quad (2 \text{ bis})$$

Mais en tenant compte du bruit, la force électromotrice agissant à l'entrée est $(E_1 - e_1)$, d'où la sortie :

$$E_2' = e_2 + G^*(E_1^* - e_1^*) \quad (11)$$

A cette force électromotrice sont reliées les indications des appareils de mesure qui suivent : la proportion de signal et de bruit que l'on observera est donc — sauf nouvelle introduction de bruit — celle que comporte l'expression (11). On peut récrire ici :

$$\frac{E_1 E_1^*}{2(Z_1 + Z_1^*)} = kT_1 ; \quad \text{puis} \quad \frac{E_2'}{G^*} = E_1^* + \left(\frac{e_2}{G^*} - e_1^* \right)$$

permet de caractériser la proportion signal/bruit à la sortie. La température de bruit étant par définition [4] celle qui s'ajoute au signal T_1 dans l'expression de l'énergie après passage dans le quadripôle, soit :

$$\overline{E_2' E_2'^*} = k(T_1 + T_R)$$

où k et T_R sont des constantes indépendantes de T_1 , on écrira :

$$\frac{\overline{E_2' E_2'^*}}{GG^*} \frac{1}{2(Z_1 + Z_1^*)k} = T_1 + T_R$$

en prenant donc :

$$T_R = \frac{1}{k} \frac{\left(\frac{e_2}{G^*} - e_1^* \right) \left(\frac{e_2^*}{G} - e_1 \right)}{2(Z_1 + Z_1^*)} \quad (12)$$

Cette formule s'applique, d'ailleurs, à n'importe quel quadripôle, pourvu que l'on sache calculer les quantités $e_1 e_1^*$, $e_2 e_2^*$, ainsi que la corrélation $\overline{e_1 e_2}$ qui existe entre les électromoteurs d'entrée et de sortie. Elle permet de retrouver très rapidement la formule (1), avec un raisonnement calqué sur le précédent, dans le cas d'une cascade de quadripôles, en mettant l'accent sur le gain en puissance utilisable :

$$\tau = \frac{\overline{E_2 E_2^*}}{Z_2 + Z_2^*} \frac{\overline{Z_1 + Z_1^*}}{E_1 E_1^*} = GG^* \frac{Z_1 + Z_1^*}{Z_2 + Z_2^*}$$

On a ici, après calculs :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\delta Z_1 Z_1^* + \varepsilon Z_1 + \varepsilon^* Z_1^* + \varphi}{Z_1 + Z_1^*} \quad (13)$$

$$2k T_R = \frac{\alpha Z_1 Z_1^* + \beta Z_1 + \beta^* Z_1^* + \gamma}{Z_1 + Z_1^*} \quad (14)$$

avec

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha &= \frac{\overline{e_2 e_2^*}}{Z_{21} Z_{21}^*} & \beta &= \frac{Z_{11} \overline{e_2 e_2^*} - Z_{21}^* \overline{e_1 e_1^*}}{Z_{21} Z_{21}^*} \\ \gamma &= \frac{Z_{11} Z_{11}^* \overline{e_2 e_2^*} + Z_{21} Z_{21}^* \overline{e_1 e_1^*} - Z_{21} Z_{11}^* \overline{e_1 e_2} - Z_{21}^* Z_{11} \overline{e_1^* e_2^*}}{Z_{21} Z_{21}^*} \end{aligned} \right.$$

et

$$\left\{ \begin{aligned} \delta &= \left(\frac{1}{\omega_l C_1'} \right)^{-2} \cdot 2r \\ \varepsilon &= \left(\frac{1}{\omega_l C_1'} \right)^{-2} \left[2r \left(r - \frac{1}{j\omega_l C_0'} \right) - \frac{1}{\omega_l \omega - C_1'^2} \right] \\ \varphi &= \left(\frac{1}{\omega_l C_1'} \right)^{-2} \left[2r \left(r^2 + \left(\frac{1}{\omega_l C_0'} \right)^2 - \frac{1}{\omega_l \omega - C_1'^2} \right) \right] \end{aligned} \right.$$

Pour un gain τ , ou une température de bruit T_R , constants, le point d'affixe Z_1 se déplace dans le plan complexe des impédances sur un cercle d'un des faisceaux définis par les équations (13) et (14). Ces faisceaux admettent l'axe imaginaire $Z_1 + Z_1^* = 0$ comme axe radical et le faisceau $T_R = Cte$ a toujours deux points limites en vertu de l'inégalité de Schwartz appliquée au numérateur de (12) :

$$\alpha\gamma - \beta\beta^* > 0$$

Soit $Z_1 = \xi_1$ le point limite situé dans le demi-plan $(Z_1 + Z_1^*) > 0$, et donc $Z_1 = -\xi_1^*$ l'autre ; si l'on pose :

$$\Gamma = \frac{Z_1 - \xi_1}{Z_1 + \xi_1^*} \quad (15)$$

de module constant sur les cercles du faisceau $T_R = Cte$, la température de bruit ne dépend plus que du module de cette quantité, qui est un coefficient de réflexion. On peut en effet écrire l'équation (12) sous la forme, A^2 désignant une constante positive :

$$T_R = T_M \frac{1 + A^2 \Gamma \Gamma^*}{1 - \Gamma \Gamma^*}, \quad (16)$$

en notant que les formules (12), (15) et (16) s'appliquent à toute espèce de quadripôle. D'après l'équation (16), T_R est minimal au point $\Gamma = 0$, soit $Z_1 = \xi_1$. Le calcul explicite des quantités dont dépend (14), peut se faire en représentant le bruit blanc de la résistance r par une suite d'impulsions aux instants t_i : à la limite, on a des distributions $\delta(t - t_i)$ de Dirac, de masses y_i aléatoires. Le spectre de $y_i \delta(t - t_i)$ est

connu :

$$S(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega) e^{j\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}$$

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t) e^{-j\omega t} dt$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = 4rkT_e(\omega_l C'_1)^2 \\ \beta = \left(r - \frac{1}{j\omega_e C'_0} \right) \cdot 4rkT_e(\omega_l C'_1)^2 \\ \gamma = 4rkT_e(\omega_l C'_1)^2 \left[r^2 + \left(\frac{1}{\omega_l C'_0} \right)^2 + \frac{1}{(\omega_l C'_1)^2} \right]. \end{array} \right.$$

ici $A(\omega) = y_i e^{j\omega t_i}$ pour une impulsion. Dans une bande de fréquence assez étroite, avec $\omega_l + \omega_- = \omega_p$ on a :

$$e_{i1} = A(\omega_l) = y_i e^{-j\omega_l t_i}$$

$$e_{i2} = A(\omega_-) = y_i e^{-j\omega_- t_i}$$

On calcule alors, conformément à la formule (9) :

$$\left. \begin{array}{l} \overline{e_1 e_2} = \rho_0 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2 e^{-j\omega_p t_i} \\ \overline{e_1 e_1^*} = \overline{e_2 e_2^*} = \rho_0 \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2 = 4rkT_e \end{array} \right\} (17)$$

si T_e est la température physique de la résistance r . L'existence de $\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{-N}^{+N} y_i^2$ entraîne alors : $\overline{e_1 e_2} = \overline{e_1^* e_2^*} = 0$, les angles $\omega_p t_i$ étant équipartis sur 2π indépendamment des y_i : il n'y a donc pas de corrélation entre les électromoteurs de bruit placés à l'entrée et à la sortie, dans le cas d'un amplificateur paramétrique où la résistance série est seule source de bruit.

Cet important résultat différencie nettement amplificateurs paramétriques et mélangeurs quoique le procédé de linéarisation conduisant à une représentation matricielle linéaire des deux types d'appareils, pour de petits signaux, soit la même. On peut noter ici que le caractère passif des mélangeurs, où l'on module une résistance au lieu d'une réactance, impose une liaison entre gain et température de bruit que fournit la thermodynamique : en fermant l'entrée sur une impédance Z_1 à la même température T_e que la diode mélangeuse (gaz d'électrons de la jonction), l'énergie utilisable à la sortie doit être kT_e , d'où :

$$\tau(T_e + T_R) = T_e \quad \text{soit} \quad \frac{T_R}{T_e} = \frac{1}{\tau} - 1. \quad (18)$$

Dans ce cas, il en résulte que les cercles définis par (13) et (14) sont les mêmes ; les relations (17) sont invalidées, en admettant que l'on sache calculer les électromoteurs e_1 et e_2 de bruit, par le fait que la distribution des angles ωt_i n'est plus indépendante de la distribution des amplitudes y_i , laquelle dépend évidemment de l'onde locale.

L'équation (14) est donc définie, pour l'amplificateur paramétrique, par :

2.3. RÉSULTATS : OPTIMUM DE BRUIT, DIVERS MONTAGES

L'introduction des valeurs α, β, γ , dans la relation (14) permet le calcul du point ξ_1 de la formule (15). On trouve :

$$\xi_1 = \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\omega_l C'_1} \right)^2} - \frac{1}{j\omega_l C'_0} \quad (19)$$

et le minimum T_M de T_R que l'on atteint est :

$$\frac{T_M}{T_e} = 2r(\omega_l C'_1)^2 \left[r + \sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\omega_l C'_1} \right)^2} \right].$$

Si on pose $Q_{01} = \frac{1}{rC'_0\omega_l}$ (rapport de la fréquence de coupure à la fréquence de travail) et $\varepsilon = \frac{1}{C'_1} / \frac{1}{C'_0}$,

il vient :

$$\frac{T_M}{T_e} = \frac{2}{\sqrt{a^2 + 1} - 1} \quad (20)$$

avec $a = \varepsilon Q_{01} = \frac{1}{rC'_1\omega_l}$.

On atteint ainsi, numériquement, $T_M = 100^\circ$ pour a de l'ordre de 7 ; il faudrait $a = 20$ pour atteindre $T_M = 35^\circ$ selon les remarques de départ : ce chiffre paraît pouvoir être atteint actuellement (1966). Nous avons utilisé jusqu'à présent, pour le récepteur travaillant sur la raie de l'hydrogène neutre à Nançay (1420 MHz), des diodes pour lesquelles a , que l'on peut baptiser « facteur de qualité » est compris entre 7 et 8. Le facteur de qualité, dépend, dans une certaine mesure, des circuits extérieurs à la diode qui fixent la forme de l'onde de pompe, donc le rapport ε maximal que l'on sait obtenir. Notons que T_e est la température physique de r : on a pris ici, selon l'usage, $T_e = 290^\circ\text{K}$. Le figure 3 illustre alors les résultats obtenus : plan des impédances Z_1 .

En ce qui concerne le gain en puissance utilisable, on se trouve dans un cas extrêmement différent de celui d'un mélangeur : en effet le faisceau de cercles d'équation (13) est toujours un faisceau à points de base réels, sur l'axe radical, dès que le facteur de qualité est suffisant, d'après les valeurs de $\delta, \varepsilon, \varphi$. Ceci nous éloigne du cas des quadripôles passifs en général (y compris mélangeurs, unidirectionnelles, etc.) dont le gain en puissance utilisable est relié à la tempé-

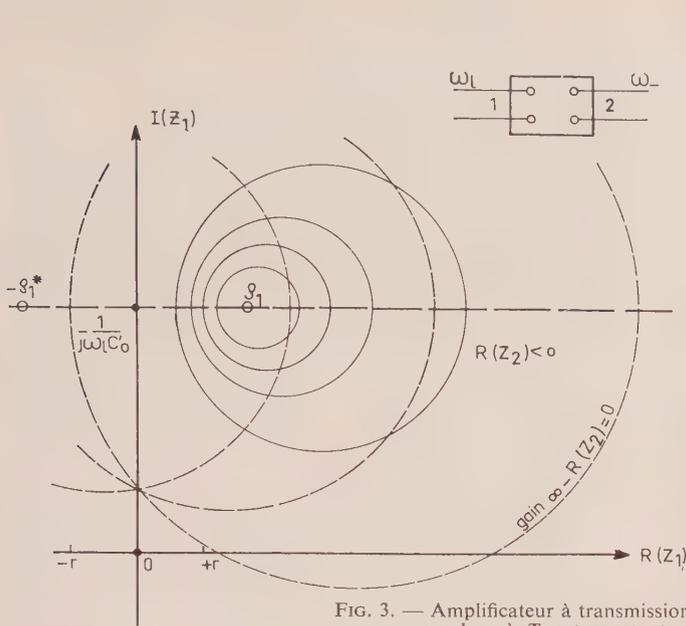
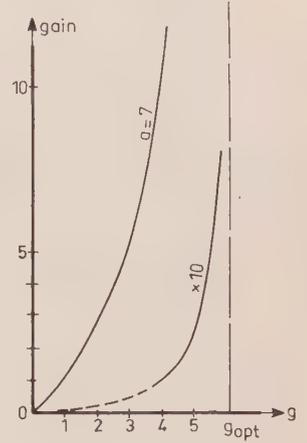
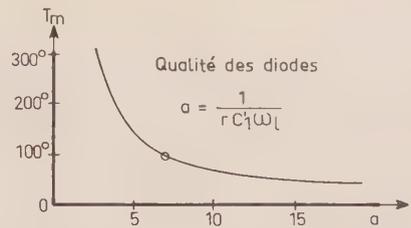


FIG. 3. — Amplificateur à transmission.
 — cercles où T_e est constante.
 — cercles de gain constant.



rature de bruit par l'équation (18). Dans ce dernier cas on peut montrer simplement :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_M} \frac{1 - \tau_M \tau'_M \Gamma \Gamma^*}{1 - \Gamma \Gamma^*} \quad (21)$$

formule analogue à (16), où τ_M et τ'_M sont le gain optimal dans un sens et l'autre. Des équations (21) et (18) résulte qu'un quadripôle est déterminé entièrement par ses gains direct et inverse, et une température T_e , même du point de vue du bruit. La formule (21) peut d'ailleurs être considérée comme résultant d'un calcul sur des ondes aller et retour : on a un modèle « optique » dans le cas des quadripôles passifs, qui est encore confirmé par le passage de l'impédance interne du générateur de Thévenin (10) à un coefficient de réflexion : le calcul montre, toujours dans le cas des quadripôles passifs, qu'on détermine Z_2 par un coefficient de réflexion ramené dont le module est $\sqrt{\tau_M \tau'_M |\Gamma|}$, où Γ est défini par l'équation (15).

Il n'en va pas de même ici, et on a tracé pour l'amplificateur paramétrique les cercles (13) sur la figure 3 ; sur la ligne des centres, on a, en fonction de $R_1 = \frac{Z_1 + Z_1^*}{2}$:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{(R_1 + r) \left(R_1 + r - r \frac{a^2}{g} \right)}{a^2 r R_1} \quad (22)$$

où l'on a posé $g = \frac{\omega_-}{\omega_1}$; les points de base sont à la distance :

$$\Delta y = \pm \sqrt{\frac{1}{\omega_1 \omega_- C_1'^2} - r^2}$$

de cette ligne des centres.

On constate sur la figure qu'en se plaçant au point de température minimale, on impose une valeur au gain qu'on ne peut modifier qu'en agissant sur g , c'est-à-dire sur la fréquence de pompe. En traçant la courbe du gain ainsi défini en fonction de g , on voit qu'on peut atteindre un gain infini (impédance de sortie à partie réelle nulle) pour la fréquence de pompe correspondant à

$$g_{opt} = \sqrt{a^2 + 1} - 1 \quad (23)$$

Dans le cas que nous envisageons, $g < g_{opt}$, la partie réelle de l'impédance de sortie est alors négative, dans nos notations, ainsi que le gain en puissance utilisable ; ce fait n'est pas gênant en soi si l'on en tient compte dans l'étude générale de la stabilité (critères de Nyquist ou de Bode) à toutes fréquences, étude que nous supposons ici faite.

L'étude de ce type d'amplificateur à transmission et changement de fréquence conduit ainsi tout naturellement à l'étude des amplificateurs à réflexion, avec ou sans circulateur, où l'on cherchera à utiliser la résistance négative obtenue selon le schéma usuel de la figure 4 avec un circulateur, ou plus simplement en la montant en série dans une ligne de transmission

pour obtenir du gain sur la quantité $\frac{|e_{\Delta v}(t)|^2}{4R}$, puissance utilisable à la sortie de l'antenne. Un tel type d'amplificateur a une température de bruit calculable selon les principes généraux que nous venons d'utiliser : il y apparaît une nouvelle source de bruit sous la forme d'une charge d'idler Z_- dont la partie résistive est portée à la température T_- . On écourte les calculs en utilisant les propriétés de l'amplificateur à transmission que l'on a fait apparaître sur les schémas de la figure 4, allant de Z_- considérée comme impédance source vers la résistance négative.

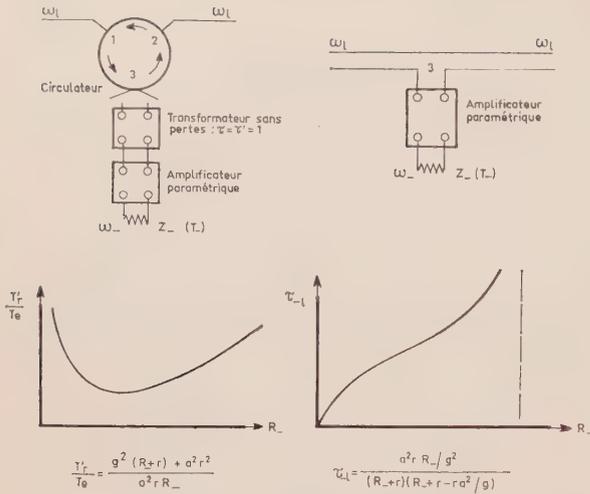


FIG. 4. — Amplificateur à réflexion.

Considérons l'amplificateur à réflexion sans circulateur : son gain du côté (1) au côté (2) est donné par :

$$\frac{1}{\tau_{12}} = \frac{(Z_1 + Z_1^*) + (Z_3 + Z_3^*)}{Z_1 + Z_1^*}, \quad (24)$$

en appelant Z_3 l'impédance ramenée en série entre 1 et 2, de partie réelle ici ; le bruit peut être représenté par un électromoteur e_3 en série avec Z_3 . Ce bruit est connu par :

$$\frac{\overline{e_3 e_3^*}}{2(Z_3 + Z_3^*)} = k\tau_{-l}(T_- + T'_R) = kT_3, \quad (25)$$

relation de définition de la température de bruit T'_R de l'amplificateur à transmission, de gain τ_{-l} dans le sens de ω_- à ω_l . La quantité T_3 introduite est alors liée à la température de bruit de (1) à (2) par :

$$\frac{T_R}{T_3} = \frac{1}{\tau_{12}} - 1$$

comme il est facile de le montrer en ajoutant l'électromoteur e_3 à un signal venant du côté (1). T_3 est négative comme τ_{-l} , et la relation générale des cascades de quadripôles donne pour température de bruit d'un système comportant un second étage, de bruit T_2 supposé grand devant T_3 :

$$T_{\text{Rec}} = T_R + \frac{T_2}{\tau_{12}} = (-T_3) + \frac{1}{\tau_{12}}(T_2 + T_3). \quad (26)$$

On voit clairement que la température du système tend, pour de très grands gains, vers la quantité $|T_3|$: on a calculé cette quantité en fonction de R_- et T_- , d'où les courbes de la figure 5. On trouve, aux environs de $T_- = 0$ et pour R_- rendant minimal $|T_3|$ (noté alors T_M) :

$$\tau_{-l} \neq \frac{1}{g}$$

d'où la formule approximative souvent utilisée :

$$T_M \neq \frac{2}{a} T_e + \frac{\omega_l}{\omega_-} T_- \quad (27)$$

qui plaide en faveur d'une pompe de fréquence assez haute.

La figure 5 montre que l'on peut atteindre le minimum T_M par simple choix de la résistance R_- dont

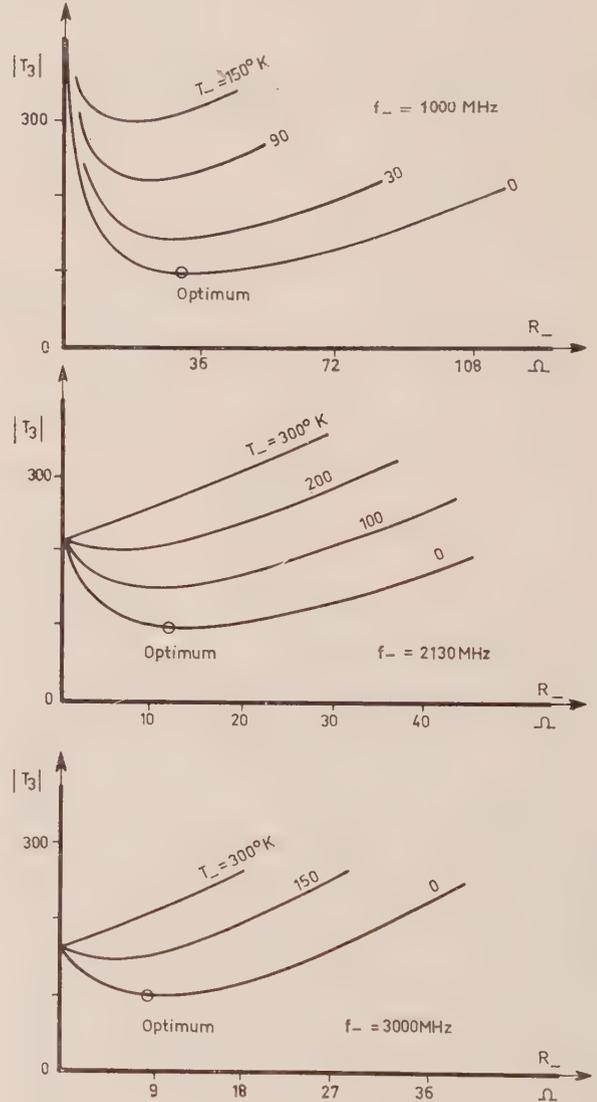


FIG. 5. — Amplificateurs à réflexion. A l'optimum :

$$\frac{T_3}{T_e} = \frac{-2}{\sqrt{a^2+1}-1} \text{ et } R_- = \frac{r}{g} (\sqrt{a^2+1}-1) - r.$$

on suppose la température connue : nous utilisons, avec un transformateur convenable, une charge adaptée dans un bain d'azote liquide à 77 °K, ce qui fixe ici, pour a entre 7 et 8, et $r = 4,5 \Omega$:

$$R_- = 12 \Omega \text{ (valeur peu critique d'ailleurs).}$$

On peut aussi calculer, outre le gain τ_{-l} et la température T'_R , la résistance négative dont on dispose.

On a d'après l'équation (10) :

$$R_3 = r - \frac{1/C_1'^2 \omega_- \omega_l}{R_- + r} \quad (28)$$

d'où la figure 6. On est alors maître du gain τ_{12} de l'amplificateur paramétrique, presque indépendamment de sa température de bruit, par le choix de la résistance de source R_l . Si on choisit par exemple un gain de 10 dB, on a dans le cas déjà envisagé :

$$R_3 = -35 \Omega \quad \text{d'où} \quad R_l = 38,5 \Omega$$

ce qui définit le transformateur de couplage antenne-paramétrique à employer.

avec $\tau'_M = 1$ et $\tau_M = \Gamma_3 \Gamma_3^*$

la température de bruit est :

$$\frac{T_R}{T_3} = \frac{1}{\tau_{12}} - 1$$

relation identique à celle du cas précédent.

Du point de vue de la température de bruit, cette solution est donc la même que la précédente : nous ne répéterons pas la discussion.

La même méthode analytique est applicable au cas des amplificateurs dégénérés ($\omega_l = \omega_-$). Dans ce cas, on ne peut définir de générateur de THÉVENIN équivalent à l'amplificateur, car la réponse à une pulsation donnée ω_2 dans la bande provient des deux pulsations ω_1 et $\omega_2 = \omega_p - \omega_1$. On ne pourra donc définir de puissance disponible à la sortie de l'amplificateur, mais seulement la puissance fournie à une charge donnée.

Pratiquement, on utilisera un isolateur à la sortie de l'amplificateur. La puissance disponible à la sortie de l'ensemble amplificateur-isolateur est alors la puissance fournie à l'isolateur.

Dans le cas où la diode est montée en série dans le circuit, on obtient les formules suivantes pour le gain et la température de bruit, en fonction des résistances de source R_l et de charge R_c :

$$\tau = 4R_l R_c \frac{(R_l + R_c + r)^2 + r^2 a^2}{[(R_l + R_c + r)^2 - r^2 a^2]^2}$$

$$T_R = \frac{r}{R_l} T_e$$

où a est le facteur de qualité de la diode, défini comme précédemment ($a = \frac{1}{rC_1' \omega_l}$) et r la résistance série de la diode.

Le gain infini est obtenu pour $R_l + R_c + r = ra$, et T_R est minimal pour R_l maximal, donc pour $R_c = 0$, soit $R_l = (a-1)r$, et T_R vaut alors :

$$T_M = \frac{T_e}{a-1}$$

soit la moitié de la température minimale d'un amplificateur non dégénéré (température de bruit radiométrique).

On peut aussi utiliser un circulateur. En fonction de la résistance R_l ramenée du circulateur sur la diode, on a alors :

$$\tau = \frac{[R_l^2 + (a^2 - 1)r^2]^2 + 4r^2 a^2 R_l^2}{[(R_l + r)^2 - r^2 a^2]^2}$$

$$T_R = \frac{4rR_l[(R_l + r)^2 + r^2 a^2]}{[R_l^2 + (a^2 - 1)r^2]^2 + 4r^2 a^2 R_l^2} T_e$$

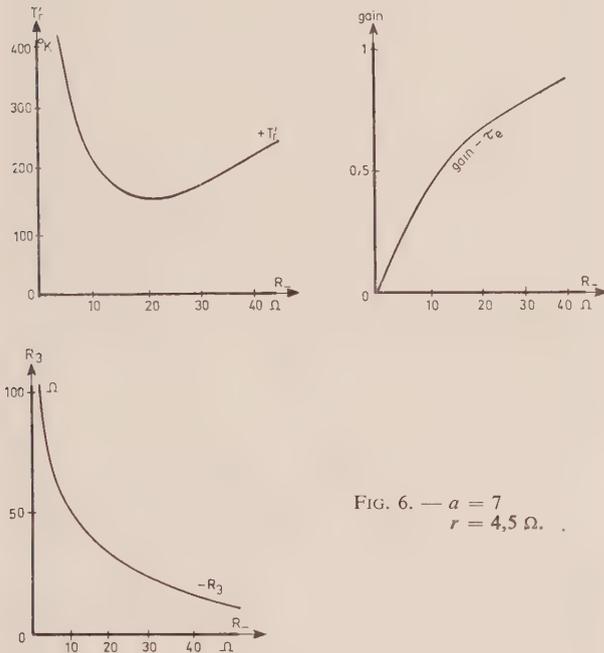


FIG. 6. — $a = 7$
 $r = 4,5 \Omega$.

Dans le cas de l'amplificateur avec circulateur en tête, il suffit pour le traiter de définir le quadripôle allant de (1) à (2). Un circulateur parfait travaillant sur l'impédance caractéristique Z_0 , terminé en (3) par l'impédance Z_3 , peut être décrit par la matrice impédance :

$$\begin{vmatrix} Z_3 & Z_3 + Z_0 \\ Z_3 - Z_0 & Z_3 \end{vmatrix} \quad (29)$$

On peut montrer, d'après les propriétés du circulateur qui permute circulairement les ondes aller et retour dans ses branches, que les électromoteurs de bruit à placer dans les bras (1) et (2) sont égaux à e_3 (en particulier leur corrélation est totale) et ceci permet de relier le gain τ_{12} à la température de bruit T_R . En posant :

$$\Gamma_1 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad \Gamma_3 = \frac{Z_3 - Z_0}{Z_3 + Z_0}$$

on montre que : $\frac{1}{\tau_{12}} = \frac{1}{\tau_M} \frac{1 - \tau_M \tau'_M \Gamma_1 \Gamma_1^*}{1 - \Gamma_1 \Gamma_1^*}$

Le gain infini est obtenu pour $R_l + r = ra$ soit $R_l = (a-1)r$ et T_R vaut alors :

$$T_M = \frac{T_e}{a-1}.$$

On trouve donc le même optimum que dans le cas précédent.

(On peut faire un calcul analogue avec les mêmes résultats pour le cas où la diode est montée en parallèle dans un circuit sans circulateur, avec isolateur de sortie).

3. Choix d'un type d'amplificateur et réalisation

L'amplificateur à réflexion semble d'emblée résoudre presque totalement le problème de la stabilité de phase, vitale dans un système à corrélation, à tel point qu'il paraît possible d'utiliser deux oscillateurs de pompe indépendants si leur fréquence est déterminée à mieux qu'une fraction de la bande passante près.

En effet, l'amplificateur à transmission comporte un changement de fréquence ; le signal de sortie reproduit le signal d'entrée à une phase près, donnée par l'oscillateur hétérodyne, ici la pompe. C'est donc la phase des signaux de pompe qu'il faut rendre égale d'un récepteur à l'autre dans le système à corrélation, si l'on utilise un amplificateur à transmission. Or il n'en est rien avec un amplificateur à réflexion, dont le mécanisme s'apparente à celui de l'émission induite de photons dans une transition maser ou laser : sous l'influence d'un électromoteur signal e , on obtient une réponse amplifiée d'après la relation (24), qu'on écrit ici différemment :

$$\tau_{12} = \frac{R}{\varepsilon}, \quad (24 \text{ bis})$$

où R est la résistance interne pour la source de signal, et ε la résistance interne après action de l'amplificateur paramétrique. C'est le même électromoteur e qui agit sur les étages suivants, il y a donc conservation de la phase indépendamment de l'oscillateur de pompe : tout terme de phase disparaît en effet de l'expression (28) de la résistance négative que seule affecte un changement de la fréquence de pompe. On néglige dans l'équation (28) les réactances qui apparaissent en réalité hors du centre de bande :

$$Z_3 = r + \frac{1}{j\omega_1 C'_0} + jX_1 - \frac{\frac{1}{C_1'^2 \omega_- \omega_1}}{r + R_- - \frac{1}{j\omega_- C'_0} - jX_-} \quad (28 \text{ bis})$$

où X_1 et X_- sont les réactances que doit ramener le circuit pour accorder, au centre de la bande : la présence de ces réactances limite la bande permise pour ω_p à une fraction faible de la bande d'amplification

lorsqu'on fixe une limite supérieure aux écarts de phase admissibles.

La stabilité de gain reste alors à obtenir ; de nombreux essais en laboratoire ont confirmé ce que les calculs précédents permettent de prévoir. Le niveau (puissance) et la fréquence de l'oscillateur de pompe sont assez critiques, ainsi que l'impédance d'entrée Z_1 présentée par l'antenne.

Par exemple, à 1 420 MHz, les variations d'impédance d'antenne lors des poursuites au foyer du grand instrument de Nançay n'ont pu être détectées par les mesures faites lors de l'alignement des antennes avec une sensibilité correspondant à une définition de $5 \cdot 10^{-3}$ environ du coefficient de réflexion : l'impédance est donc définie à 10^{-2} près, et après division du signal par un hybride dont le 4^e bras est chargé par un cornet dirigé vers le zénith, on peut encore s'attendre à des variations d'impédance de $5 \cdot 10^{-3}$ à l'entrée des récepteurs. L'équation (24 bis) indique alors que la gain n'est connu qu'à 5 % près, autour de la valeur nominale 10 dB. Les expériences de laboratoire confirment d'ailleurs que le gain varie avec l'impédance d'entrée Z_1 comme l'indiquent les équations (24) et (24bis) et cette propriété permet d'ailleurs une estimation rapide du gain, à l'aide d'une antenne fictive constituée par un court-circuit variable suivi d'un atténuateur fixe dont la valeur est choisie pour obtenir la variation désirée d'impédance en fonction de la position du court-circuit ; on doit évidemment avoir soigneusement filtré la fréquence de pompe, côté antenne, ce qui est réalisé ici.

Pour remédier à cet effet d'impédance, on a placé une ligne unidirectionnelle en tête de l'amplificateur paramétrique, dégradant ainsi un peu sa température de bruit (pertes d'environ 0,35 dB). Des mesures ultérieures de la réjection existant entre les deux récepteurs du système à corrélation ont amené à prendre un ensemble de deux lignes unidirectionnelles, ayant plus de 40 dB de réjection en inverse, assurant ainsi une définition de $5 \cdot 10^{-5}$ pour l'impédance d'entrée. La perte de sensibilité qui en résulte est de 16 % (0,65 dB) dans l'état actuel : cette perte est rendue nécessaire par les imperfections de l'hybride (réjection mesurée supérieure à 35 dB sur toute la bande), d'une part, par la réflexion vers l'amont d'une importante énergie de bruit dans chacun des systèmes paramétriques, d'autre part, et par le très faible niveau de signal auquel correspond la sensibilité ultime : ce niveau détermine le « retour corrélé » admissible d'un récepteur à l'autre.

L'influence du niveau de pompe peut s'analyser ainsi : en première approximation, d'après la relation (28), la résistance négative varie comme la puissance de pompe P ; d'après les équations (24) ou (24bis), le gain τ obéit alors à une loi du type :

$$\frac{d\tau}{\tau} = \tau \frac{dP}{P}, \quad (30)$$

en supposant les accords maintenus. Il y a plus : le circuit d'injection de la pompe ayant une bande finie, toute variation de fréquence de pompe conduit à une

variation de niveau que le mécanisme défini par l'équation (30) amplifie dans le rapport τ avant de la répercuter sur le gain, en valeur relative. Mais ce phénomène est du second ordre par rapport au premier, si l'on prend soin d'accorder et d'adapter le circuit d'injection de pompe à la fréquence, au niveau et à la polarisation choisis (ce circuit comporte un élément non linéaire). On a prévu ici un accord externe qui est retouché à chaque réglage : dans ces conditions, on ne demande à l'oscillateur de pompe qu'une stabilité de fréquence de $5 \cdot 10^{-5}$ environ ici, ce que donne aisément un tube phare conventionnel. L'emploi d'un tel tube est commode ; mais la fréquence s'en trouve pratiquement fixée, étant donnée la plage d'emploi usuelle de ces tubes. On a choisi ici :

$$f_p = \omega_p/2\pi = 3\,550 \text{ MHz, soit } g = 3/2$$

et le problème de la synthèse des circuits (on utilise des lignes en ruban miniature) se prête bien au calcul. Il serait néanmoins fort intéressant de réaliser un circuit où la charge externe d'idler soit nulle, en se plaçant vers $g = g_{\text{opt}}$ défini par l'équation (23) : conformément aux indications données par l'égalité (27), il faut augmenter la fréquence de pompe. Les diagrammes de la figure 5 montrent alors que T_n n'interviendrait pratiquement plus, et que l'on atteindrait cependant la même température de bruit optimale que dans la réalisation actuelle.

Pour le niveau de pompe, l'équation (30) indique qu'il faut maintenir, au gain 10, des variations relatives de puissance inférieures à 10^{-4} pour définir le gain à 10^{-3} près. C'est là l'une des raisons essentielles du choix du gain de 10, avec le problème du « retour corrélé » : il s'est avéré assez difficile pratiquement d'obtenir une définition de 10^{-4} sur le niveau de pompe, pour des périodes supérieures à l'heure.

La réalisation pratique a été faite en utilisant un système expérimenté par nos collègues hollandais [6] dès 1960. Le courant détecté par la diode paramétrique (soit une fraction de microampère ou quelques microampères, alors que les phénomènes réactifs dont la diode est le siège se chiffrent en dizaines de milliampères) est utilisé comme signal d'erreur au voisinage du point de travail. Nous nous sommes ici placés au point où courants inverse et direct s'équilibrent au cours d'une période de la pompe, ce dernier croissant très rapidement en fonction du niveau excédentaire. Un amplificateur comportant une modulation à 50 Hz, précédé d'une constante de temps de l'ordre de la minute, agit alors sur un atténuateur variable à diode placé entre oscillateur de pompe et amplificateur paramétrique : on réalise ainsi un asservissement du niveau au courant détecté, avec un taux de contre-réaction de quelques centaines et une réponse sans surtension notable dans la gamme des basses fréquences intéressées par la constante de temps. Il n'apparaît de surtensions dangereuses (tendances à l'auto-oscillation) qu'avec une contre-réaction de quelques milliers sur la composante continue. Ce système a le défaut de faire apparaître sur le gain tous les phénomènes de scintillation basse fréquence dont est le siège la jonction paramétrique : pour certaines diodes, l'amplitude des fluctuations ainsi créées correspondait à une instabilité de gain de l'ordre de 1 %, dans la gamme 0-10 Hz. Le système

à corrélation autorise de tels écarts, sans grands ennuis ; néanmoins des essais de régulation de niveau à partir d'un détecteur annexe sont actuellement en cours.

En définitive, l'expérience a montré que l'on peut obtenir des stabilités de quelques millièmes sur une heure et plus, pour un récepteur monté en direct. L'ensemble des deux récepteurs, monté dans un container thermostaté à quelques degrés près, répond actuellement aux exigences des mesures radioastronomiques : on verra sur les photos, figures 7 et 8, les structures adoptées. Notons, sans vouloir aborder

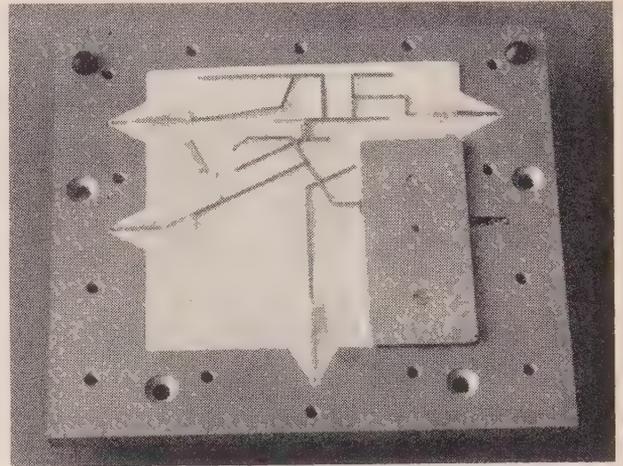


FIG. 7.



FIG. 8.

le problème de synthèse des circuits, que ceux-ci sont réalisés en ligne à ruban enfermé dans du téflon, avec filtrage de deux fréquences sur chaque sortie ; à la sortie de la diode paramétrique montée en série, un transformateur à dérivation ramène l'impédance de 3,5 à 50 Ω le plus tôt possible : (fig. 9). Les transformateurs de couplage signal et idler, sont incorporés, cependant un transformateur additionnel à deux lames quart d'onde est monté sur la ligne d'idler pour permettre le réglage fin de R_- (en particulier pour rattraper les variations dues au refroidissement). L'accord de pompe se fait par une capacité réglable en bout de ligne, au plus près de la diode.

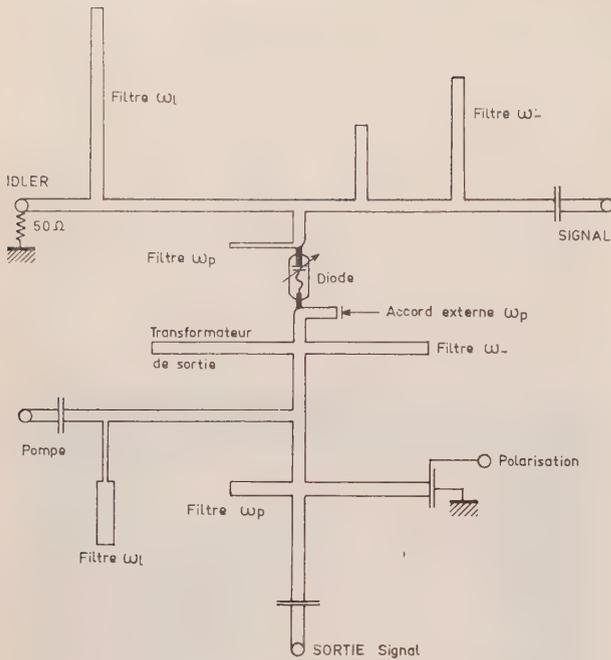


FIG. 9. — Schéma de principe : circuits.

Toutes connexions sous 50 Ω, lignes à ruban miniatures. Diélectrique : téflon, 2 × 1 mm d'épaisseur.

Une telle structure est assez analytique et assez maniable pour permettre de vérifier point par point les calculs précédents ; sa mise en service date des premiers mois de 1966, au foyer du grand instrument de Nançay. On peut en résumer les caractéristiques essentielles ici, en notant qu'il s'agit d'un système à corrélation :

- 1) $T_{Rec} = 350$ °K, décomposables ainsi :
 - paramétrique = 100 °K
 - idler à 77 °K = 55 °K (les pertes de la ligne de transmission ne sont pas refroidies)
 - récepteur à mélangeur = 70 °K (récepteur 700°, gain du paramétrique 10)
 - pertes unidirectionnelles = 45 °K (16 % de pertes)
 - pertes diverses (lignes de transmission, etc.) = 30 °K

soit un total de 300 °K dans le plan d'entrée de l'amplificateur paramétrique ; ramené au plan d'entrée des unidirectionnelles, 16 % de plus, soit 350 °K.

2) Stabilité, à gain 10 pour les paramétriques : quelques millièmes sur une heure.

3) Bande instantanée dans ces conditions = 7 MHz (avec accords simples). Rappelons que :

$$f_i = 1\,420 \text{ MHz (signal).}$$

$$f_- = 2\,130 \text{ MHz (idler).}$$

$$f_p = 3\,550 \text{ MHz (pompe).}$$

4) Dispersion observée sur un point d'un spectre obtenu après une pose d'une heure (avec un temps de pose équivalent sur un champ de comparaison) : environ 5 centièmes de degré K à la sortie d'un canal, en température d'antenne. Chaque canal du spectrographe a 280 kHz de largeur.

A 5 000 MHz, on obtient avec un amplificateur dégénéré sans circulateur, où la diode est montée en parallèle, une température hors tout de 200 °K dont environ 100 °K de bruit d'amplificateur paramétrique, avec un gain de 15 dB sur une bande de 10 MHz ; la stabilité est de l'ordre du centième sur quelques heures.

A 2 695 MHz, un modèle analogue, en cours d'essais, permet d'obtenir environ 150 °K. Les deux amplificateurs utilisent des diodes Microwave Associates MA.4644.A ; les diodes de l'amplificateur non dégénéré à 1 420 MHz sont des Hughes 1 N 2629.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DICKE R.H. — *Rev. Sci. Inst.*, 1946, **17**, 268.
- [2] BLUM E.J. — *Ann. Astro.*, 1959, **22**, 139.
- [3] BLUM E.J. — Thèse, Paris, 1952.
- [4] LE ROUX E. — Thèse, Paris, 1966, et rapports internes (Radioastronomie Meudon).
- [5] BLANC-LAPIERRE A. et FORTET R. — *Théorie des fonctions aléatoires*, 1953, Masson, éditeur, Paris.
- [6] ROBINSON B.J., SEEGER C.L. (et al.). — *P.I.R.E.*, 1960, **48**, 9, sept.
- [7] ROWE H.E. — *Non linear Elements : small signal theory*, *P.I.R.E.*, 1958, 850, mai.

L'ÉTUDE DES AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES

PAR

T. M. HYL TIN

*Texas Instruments Incorporated
Dallas, Texas, USA*

Introduction

Le nombre d'amplificateurs qui entrent dans la classification générale des amplificateurs paramétriques est presque sans limite. En plus des modèles habituels qui utilisent des diodes semiconductrices, des recherches ont été menées sur des amplificateurs utilisant des ferrites, des corps ferroélectriques, des faisceaux électroniques, voire des gaz. Ces matériaux et bien d'autres peuvent, apparemment, produire le paramètre variable avec le temps nécessaire à l'amplification paramétrique.

L'amplificateur paramétrique à diode semiconductrice (varactor) s'est révélé comme un vrai cheval de bataille en électronique. Des amplificateurs à faible bruit ont été construits depuis les fréquences infrarouges jusqu'aux ondes millimétriques en hyperfréquences. On peut les rencontrer depuis les stations sismologiques du fond des océans jusqu'aux hautes altitudes dans les radars aéroportés.

L'utilisation la plus courante et la plus typique des amplificateurs paramétriques est celle d'amplificateurs à faible bruit dans les récepteurs hyperfréquences de la bande *L* à la bande *X* ou *K*. Dans cette gamme de fréquences, d'environ 1 à 20 GHz, les domaines d'application existent non seulement dans les radars mais aussi dans un grand nombre d'équipements scientifiques et de communication.

L'étude des amplificateurs paramétriques en hyperfréquences a suivi une évolution constante depuis les premiers tâtonnements qui ne donnèrent que des bandes passantes microscopiques et des performances de bruit décevantes. Cette évolution se poursuit, mais les techniques actuelles d'étude d'amplificateurs paramétriques, appliquées avec soin, peuvent mener au facteur de bruit, à la bande passante et à la gamme d'accord souhaités. Les performances ne sont limitées que par les possibilités du varactor.

Une discussion sur les amplificateurs paramétriques à diode semiconductrice doit être précédée par l'examen du varactor et des limitations apportées aux performances de l'amplificateur par les caractéristiques de ce varactor. Sur ce principe seront basés les techniques et processus d'étude de l'amplificateur paramétrique, et un examen particulier d'études d'amplificateur paramétrique.

1^{re} PARTIE

LES VARACTORS

1.1. Principe de l'utilisation des varactors

Quoique l'utilisation du varactor soit celle d'une capacité variable avec la tension appliquée, c'est néanmoins une diode à jonction semiconductrice d'une conception très spéciale. Comme dans d'autres sortes de diodes à jonction, le dispositif est formé par adjonction d'impuretés appropriées au matériel semiconducteur pour donner une région *N* (ou productrice d'électrons) et une région *P* (ou acceptant les électrons). Dans la fabrication des diodes varactors, le dopage ou niveau d'impureté dans chaque région est tel que la résistance ohmique du matériau est faible. Au plan de transition entre un matériau dopé et l'autre, les porteurs de charge peuvent diffuser, quittant (jusqu'à l'équilibre) une région étroite, libre de toute charge électrique, appelée zone d'appauvrissement. Quand la diode est polarisée dans le sens non conducteur (ou inverse), cette zone d'appauvrissement s'agrandit et la capacité entre les régions *P* et *N* décroît. Réciproquement une tension de polarisation positive de faible valeur diminuera la largeur de la zone d'appauvrissement et augmentera la capacité de la jonction.

La capacité variable avec la tension qui résulte de cela a les propriétés nécessaires pour fonctionner aux hyperfréquences. Le seul mouvement nécessaire pour la variation de la capacité est celui des charges d'électrons, ainsi il n'existe aucune limitation par fréquence supérieure. Le dispositif peut être suffisamment petit pour être considéré comme élément à constante localisée jusqu'aux ondes millimétriques. La capacité de jonction est facilement commandée (par variation de la surface de la jonction) et peut être rendue très faible (inférieure à 0,1 pF) lorsque c'est nécessaire pour le fonctionnement aux plus hautes fréquences.

La variation de capacité avec la tension est donnée par la relation :

$$C = A(V_c - V)^\alpha \quad (1)$$

dans laquelle A est une constante caractéristique du matériau semiconducteur, de la surface de la jonction, et des niveaux d'impureté dans le semiconducteur. V et V_c sont respectivement la tension appliquée et le potentiel de contact (ou interne) de la diode. L'exposant α a la valeur $-1/2$ pour une transition abrupte et $-1/3$ pour une transition à gradient linéaire entre les régions P et N de la diode.

La jonction semiconductrice peut être représentée par la capacité de jonction à une tension de polarisation donnée et par une résistance en série égale à la somme de la résistance due aux pertes dans les régions N et P et de la résistance des contacts. Ces paramètres servent à définir deux autres caractéristiques importantes.

La surtension Q de la jonction semiconductrice à une fréquence donnée f_1 est donné par :

$$Q = \frac{X_c}{R}, \quad (2)$$

$$Q = \frac{1}{2\pi f RC}. \quad (3)$$

La fréquence de coupure résistive d'une diode varactor est définie comme étant la fréquence à laquelle Q devient unité, soit :

$$f_{co} = \frac{1}{2\pi RC}. \quad (4)$$

Ces équations représentent les propriétés statiques, ou relatives aux signaux faibles de la diode varactor. Avant de préciser les performances qu'il est possible d'obtenir de la diode varactor, il faut examiner la variation de la capacité avec une tension sinusoïdale de «pompe» importante. L'expression donnant la relation entre la capacité et la tension appliquée peut être modifiée par introduction de la tension de pompe ($V = E \cos \omega t$) et la tension de polarisation (V_b) pour donner la forme des variations de la capacité avec le pompage :

$$C = A(V_c + V_b - E \cos \omega t)^\alpha \quad (5)$$

Cette expression peut être décomposée en série de Fourier pour représenter l'amplitude de la variation de la capacité à la fréquence de pompe ω :

$$C = C_0 - C_1 \cos \omega t + C_2 \cos 2 \omega t + \dots \quad (6)$$

Les coefficients de cette série peuvent être évalués à l'aide d'un calculateur digital. Des résultats numériques pour les valeurs de la tension de pompe E , la tension V_b et les deux valeurs possibles de α sont donnés par la référence [1]. On peut obtenir un résultat qualitatif en considérant la représentation graphique de la figure 1. Si $C = f(V)$ est la fonction de la capacité avec la tension de la jonction semiconductrice, une forme d'onde de la capacité variable avec le

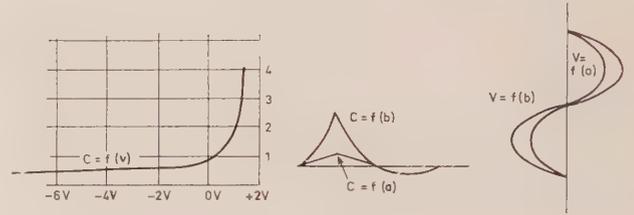


FIG. 1. — Capacité en fonction de la pompe.

temps apparaît lorsque l'ondulation de pompe et la tension de polarisation (V_b) sont appliquées à cette jonction. On voit sur cette représentation qu'une augmentation de la tension de pompage augmente non seulement l'excursion de capacité à la fréquence de pompe mais également la capacité moyenne (C_0) du varactor et le contenu en harmoniques élevés.

A la limite, la puissance de la pompe peut être augmentée jusqu'à ce que l'excursion de tension rejoigne les limites de conduction en sens direct et de la tension inverse d'avalanche de la diode. Sous cette condition (et avec quelque imprécision dans la définition du point de conduction directe) la diode donnera les meilleures performances dans un amplificateur paramétrique. Les coefficients de la capacité de la jonction semiconductrice peuvent être utilisés dans le calcul de la performance théorique de bruit de la diode varactor.

On a montré que l'expression du bruit pour un amplificateur paramétrique dégénéré à gain élevé utilisant un circulateur était de la forme suivante [1, 2] :

$$F = 1 + \frac{1}{\gamma Q - 1} \quad (7)$$

où Q est défini précédemment et calculé à partir de C_0 , capacité moyenne de la diode varactor sous l'influence de la pompe, et

$$\gamma = \frac{C_1}{2C_0} \quad (8)$$

facteur de normalisation des caractéristiques dynamiques du varactor. De même, on a montré que le facteur de bruit d'un amplificateur non dégénéré utilisant

un circulateur et ayant un gain élevé, avait pour expression :

$$F = \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_2}\right) \left[\frac{1}{\left(\gamma^2 Q^2 \frac{\omega_1}{\omega_2} - 1\right)} + 1 \right] \quad (9)$$

dans laquelle ω_1 et ω_2 sont les fréquences signal et « idler ». Dans ce type d'amplificateur, la fréquence de pompe ω_3 est égale à $\omega_1 + \omega_2$.

Le facteur de bruit pour d'autres types d'amplificateurs paramétriques peut être exprimé sous une forme similaire, et toujours avec la quantité γQ , facteur déterminant la contribution au bruit du varactor. C'est pourquoi BLACKWELL et KOTZEBUE [1] ont suggéré d'utiliser ce produit comme un facteur de mérite dans la comparaison des qualités de diodes varactors.

D'autres formes pour cette expression ont été proposées par différents auteurs. GREEN et SARD [3] utilisaient l'expression $C_1/C_0 f c_0$; KUROKAWA et VENO-HARA [4] utilisent le facteur Q , qui est le γQ défini précédemment, mais dans lequel on fait une correction en fonction des conditions de forme d'onde de la pompe et des grandes valeurs de γ . On pourrait montrer que ces facteurs de mérite proposés ne sont utiles que pour les facteurs de bruits et les calculs effectués à la résonance. Dans les calculs de bande passante, les quantités γ et Q de la diode varactor sont utilisées séparément. Comme on le montrera plus loin, le boîtier du varactor et les circuits de l'amplificateur sont les facteurs prédominants dans la détermination de la bande passante de l'amplificateur. Ce n'est qu'avec des boîtiers identiques dans un circuit presque optimal que l'on peut observer l'influence de petites variations de γ ou de Q du varactor sur la bande passante.

1.2. Techniques de fabrication des varactors

La construction de la jonction simple décrite dans le paragraphe précédent conduit à des capacités variables avec la tension, utilisables uniquement dans la gamme de fréquence de l'ordre du mégahertz. Pour le fonctionnement dans les amplificateurs paramétriques en hyperfréquences, il faut utiliser une technique plus élaborée pour obtenir à la fois une faible résistance série et une faible capacité de jonction. De plus le boîtier du varactor doit être tel que le semiconducteur soit fixé et protégé sans dégrader gravement les possibilités de la jonction du varactor. Comme on le montrera plus loin, cela entraîne à conserver aussi petits que possible la capacité et l'inductance du boîtier.

Il est probable que le premier varactor capable de fonctionnement à faible bruit en hyperfréquences a été un dispositif au silicium fabriqué par les laboratoires de la Bell Telephone, en 1957 par BAKANOWSKI, CRANNA et UHLIR [5]. La construction de la jonction par décapage (ou mesa) a permis d'obtenir la faible résistance série et la faible capacité nécessaires pour cette performance. De plus, la structure planar du dispositif a pour effet de rendre la capacité

proportionnelle et la résistance série, inversement proportionnelle à l'aire de la jonction. En conséquence, la fréquence de coupure $1/2\pi RC$ est pratiquement indépendante de la capacité de la jonction.

Une jonction de ce type est formée par une diffusion d'impuretés dans une très fine pastille de silicium. Comme le montre la figure 2, une impureté de type *N* (telle que du phosphore) est diffusée sur un côté de la pastille et une impureté de type *P* (telle que du bore) est diffusée sur le côté opposé. La jonction est dans la région de transition entre les deux diffusions. Les contacts ohmiques (ou non redresseurs) sont faits de chaque côté de la pastille de façon qu'une soudure ou autre connexion électrique puisse être faite sur le semiconducteur. Dans la phase finale de fabrication, on place un point de cire sur la surface à dopage *P* de la pastille et, l'autre côté étant entièrement masqué, le dispositif est décapé. La structure de la diode qui en résulte est montrée par la figure 2c. Une diode type peut avoir une surface de « mesa » ou de jonction de $2 \cdot 10^{-3}$ (inches)², une hauteur de « mesa » de $0,5 \cdot 10^{-3}$ à $2 \cdot 10^{-3}$ inches, et une hauteur hors tout de 4 à 5 inches.

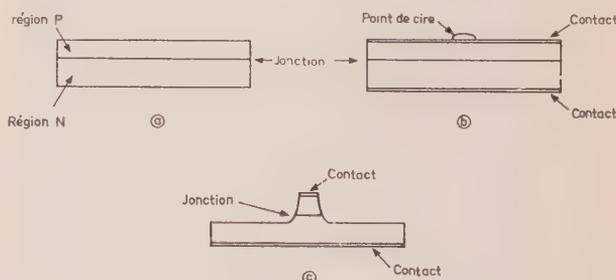


FIG. 2. — Fabrication de la jonction mesa.

Pour la mesure des caractéristiques de la jonction aux hyperfréquences et pour l'utilisation dans les amplificateurs paramétriques, il faut un boîtier ou quelque autre moyen de protection de la pastille. Un boîtier utilisable aux hyperfréquences adapté pour l'utilisation d'une jonction semiconductrice de type « mesa » a été développé par D.E. IGLESIAS de B.T.L. [6]. La figure 3 montre la construction interne du boîtier. Le corps de la cartouche est une section de tube de céramique dont l'intérieur est taraudé. Deux pièces terminales sont filetées pour être vissées dans la

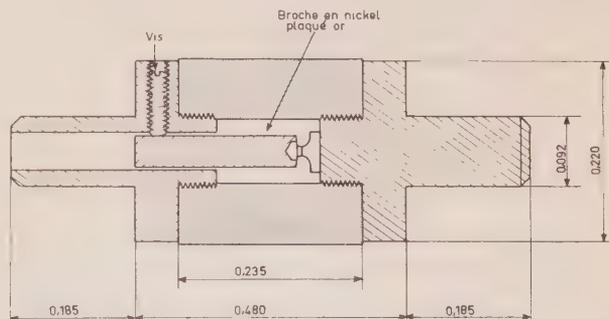


FIG. 3. — Boîtier à diaphragme de B.T.L. Dimensions en pouces.

céramique, l'une ayant une surface intérieure plate pour le montage de la pastille, l'autre ayant un trou destiné à recevoir une tige ajustée. Des vis de réglage sont introduites pour verrouiller la tige dans sa position finale. Au cours du montage, la pastille est soudée à la broche support qui est vissée dans la cartouche de céramique. Pour faire le contact sur la partie « mesa », l'extrémité d'une des broches est contre-percée et un disque d'acier nickelé d'un millième d'inche d'épaisseur est soudé par points au-dessus du renforcement. La broche ainsi montée, avec son diaphragme convexe, est introduite dans le boîtier jusqu'à ce qu'un contact convenable soit réalisé sur la partie « mesa ». Ce type de construction résiste à des chocs et vibrations considérables sans détérioration sur le varactor.

La jonction varactor et son boîtier se sont montrés très satisfaisants dans les premières applications sur les amplificateurs paramétriques et ils furent utilisés en hyperfréquence jusqu'à la bande C. Des variantes de ce processus sont utilisées actuellement par plusieurs fabricants de dispositifs à semiconducteurs et ont été largement employées dans les amplificateurs paramétriques pour des fréquences signal allant jusqu'en bande X.

Une caractéristique de ce boîtier rend difficile l'établissement du circuit équivalent de ce dernier. Une grande partie de son inductance est due aux faibles longueurs de lignes de transmission à l'intérieur de la céramique, et il en résulte que l'inductance effective du boîtier est profondément influencée par le diamètre du montage de mesure ou de l'amplificateur paramétrique au niveau du varactor. La série de varactors XD500 fabriquée par TEXAS INSTRUMENTS peut être prise comme exemple. La construction du plus petit boîtier et du plus petit diaphragme conduit, comme le montre la figure 4, à un boîtier ayant à la fois une faible inductance série et une faible capacité de boîtier. L'inductance effective varie de 0,4 à 1 nH avec des diamètres de support compris entre 0,160 et 0,750 inches. La valeur de 0,7 nH pour l'inductance correspond à un diamètre de support de 0,276 inche. La capacité de boîtier est de 0,3 pF ou moins.

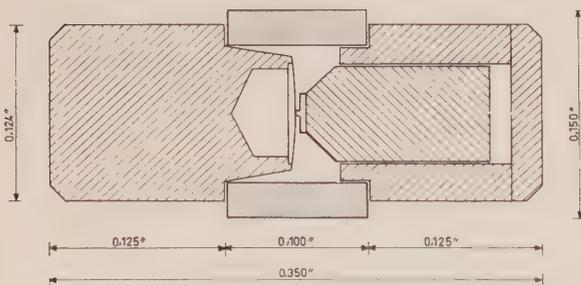


FIG. 4. — Boîtier TI X0500. Dimensions en pouces.

Une nouvelle méthode a été utilisée récemment dans la fabrication et l'encapsulation des varactors. Cette méthode n'utilise pas un ruban ni un diaphragme pour le contact sur le « mesa », mais des fils conducteurs soudés ou intégrés dans le « mesa ». Le boîtier

utilisé alors est une structure subminiature convenable pour l'utilisation en bande K et peut-être pour des amplificateurs paramétriques à fréquences supérieures. La construction type pour le varactor subminiature ou « pilule » est montrée figure 5. Au cours du montage, la pastille non découpée à laquelle les fils sont attachés est soudée à l'embase. La pastille est découpée dans le boîtier en utilisant le fil conducteur qui, résistant au décapage, sert de masque pour la formation du « mesa ». Après décapage, les fils

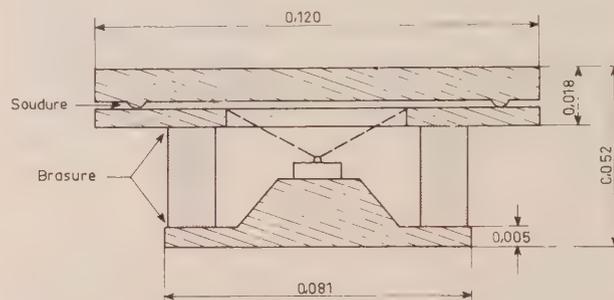


FIG. 5. — Boîtier de type « Pilule ». Dimensions en pouces.

sont attachés au disque métallique ; ce sont des fils extrêmement fins ou des feuilles montés en triangle pour réduire encore l'inductance des conducteurs. Un couvercle est soudé au disque pour sceller le boîtier. Les varactors de ce type de construction sont fabriqués couramment par BOMAC, MICROSTATE, R.C.A. et TEXAS INSTRUMENTS. Tous utilisent des pastilles semiconductrices à l'arséniure de gallium sauf BOMAC qui utilise le silicium.

Le boîtier obtenu a une très faible inductance série sans augmentation de la capacité au-delà de celle du diaphragme ou du ressort de contact. L'inductance du boîtier est de 0,3 à 0,4 nH et la capacité shunt de 0,27 à 0,4 pF pour les varactors de cette fabrication.

La seule autre technique de fabrication à être largement utilisée dans la production des diodes varactors est la construction à pointe mise au point par SHARPLESS de BELL TELEPHONE LABORATORIES. Dans cette construction, une pastille d'arséniure de gallium à dopage N est montée dans un boîtier adéquat. Un fil aiguisé chimiquement (ou moustache), en un métal convenable est amené en contact avec la surface préparée du matériau semiconducteur. On peut alors observer une caractéristique de redressement. Des impulsions de courant sont appliquées à la diode ce qui soude le fil sur le semiconducteur et allie (ou diffuse) le matériau du fil avec le semiconducteur, formant ainsi une région P dans la diode. Cette construction a donné des diodes à très hautes fréquences de coupure et à grande variation de capacité de la jonction abrupte ($C \propto V^{-1/2}$). Cependant, par suite de la forme hémisphérique de la jonction, une grande surtension (Q) est obtenue par la réduction de la capacité et des dimensions de la jonction.

Des varactors de ce type de construction sont fabriqués couramment par BELL TELEPHONE LABORATORIES, SYLVANIA et TYCO SEMICONDUCTOR dans différents types de boîtier.

On a pu remarquer, dans cet exposé sur la réalisation de la jonction varactor et du boîtier, que le silicium et l'arséniure de gallium sont largement utilisés dans une grande variété de formes de boîtier. Cela n'implique pas cependant que les jonctions réalisées avec ces matériaux aient des caractéristiques identiques ou qu'elles soient rigoureusement interchangeables. Les jonctions faites à partir de chaque matériau ont des propriétés spécifiques qui feront préférer l'une par rapport à l'autre pour des applications particulières. La mobilité des charges étant plus grande dans l'arséniure de gallium, les varactors utilisant ce matériau auront des fréquences de coupure plus élevées que les varactors au silicium pour une construction identique. Cependant, la durée de vie comparativement longue des charges dans le silicium, donne naissance à un effet d'accumulation de charges ou de capacité de diffusion quand le varactor à jonction diffusée au silicium est attaqué dans la région à polarisation dans le sens passant. Ce qui a pour résultat une plus grande variation de capacité et, de plus, une valeur plus élevée du facteur γ pour les varactors au silicium. D'après de récentes mesures de facteur de bruit d'amplificateurs utilisant des varactors au silicium et à l'arséniure de gallium montés dans des boîtiers identiques, il a été déterminé une valeur moyenne de γ de 0,3 avec le silicium et de 0,25 avec l'arséniure de gallium [4]. Cela est en accord satisfaisant avec les résultats donnés par une comparaison déjà parue entre les deux matériaux [7]. Bien que la valeur de γ soit plus forte pour le silicium, la fréquence de coupure des varactors à l'arséniure de gallium est beaucoup plus élevée, ce qui entraîne une plus forte valeur du coefficient γQ et une meilleure performance de bruit pour ce dernier matériau. Mais, grâce à la grande variation de capacité dans le silicium, on obtiendra de plus grandes bandes passantes avec les varactors au silicium diffusés, pour des boîtiers et des circuits d'amplificateurs identiques.

Il existe aussi d'autres types de performances qui influenceront sur le choix du matériau. Par l'utilisation correcte de la capacité de diffusion du silicium, on peut obtenir une grande valeur de γ avec une faible excursion de la tension de pompe. La puissance de pompe requise sera plus faible (habituellement 3/4 à 1/2) de celle requise par un varactor semblable mais n'ayant pas la caractéristique de capacité de diffusion. La grande gamme de température de fonctionnement des varactors à l'arséniure de gallium (depuis l'hélium liquide jusqu'à la température de fusion de la soudure) influera parfois sur le choix des varactors. Le choix du boîtier doit reposer sur les conditions opérationnelles d'utilisation de l'amplificateur paramétrique.

1.3. Considérations sur les circuits équivalents du varactor

Les caractéristiques des varactors utilisées dans l'étude de l'amplificateur paramétrique ne sont pas exactement celles de la jonction semiconductrice, mais celles de la jonction modifiée et transformée par le boîtier. Dans le choix du matériau semiconducteur, de la configuration du boîtier, et dans l'étude des circuits hyperfréquences, l'ingénieur

étudiant l'amplificateur paramétrique devra tenir compte de ces effets dus au boîtier aussi bien que des limitations sur les performances de l'amplificateur dues à l'inductance et à la capacité de ce même boîtier.

Un circuit équivalent du varactor est nécessaire pour la détermination des caractéristiques externes du varactor et pour une comparaison quantitative des différents boîtiers. A partir des illustrations des paragraphes précédents, on pourra noter les propriétés communes des boîtiers de varactors. La propagation dans le diélectrique en céramique ou en verre se fait comme dans une ligne de transmission radiale sur la structure interne. Les conducteurs coniques ou cylindriques faisant contact avec la jonction semiconductrice sont les conducteurs centraux d'une ligne de transmission ayant la structure environnante comme conducteur extérieur. Le circuit équivalent exact de ces varactors est celui montré dans la figure 6. L'impédance des lignes de transmission représentant le boîtier sera fonction de la géométrie du boîtier et de la structure entourant le varactor. A cause de la géométrie radiale du boîtier, les impédances représentées par Z_1 et Z_2 ne seraient pas constantes d'un bout à l'autre de leur largeur.

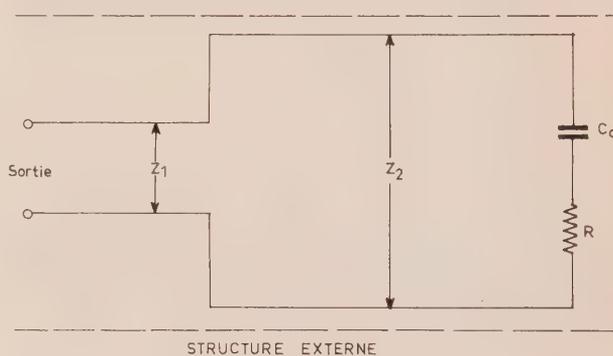


FIG. 6. — Circuit équivalent du varactor.

L'utilisation d'un tel circuit équivalent est peu pratique pour l'étude, aussi une simplification est-elle nécessaire. Comme les varactors utilisés actuellement dans les amplificateurs paramétriques sont généralement petits vis-à-vis de la longueur d'onde, on utilisera une représentation par circuits à constantes localisées.

Un circuit équivalent convenable est montré par la figure 7. C_A représente la capacité du diélectrique en céramique et L , l'inductance série du boîtier. De plus, l'inductance ayant pour origine une ligne de

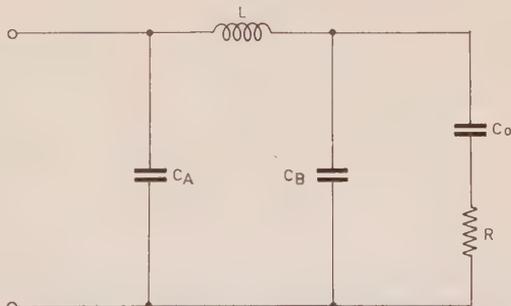


FIG. 7. — Circuit équivalent à constantes localisées.

transmission, la valeur apparente de cette inductance sera fonction de la dimension de la structure externe et de l'impédance du montage associé. La capacité de jonction et la résistance série, C_0 et R_s sont en parallèle avec une capacité, C_B , qui représente la partie de la capacité de boîtier sous l'inductance du varactor.

L'effet apporté par le boîtier aux basses fréquences peut être alors considéré. Dans ce domaine, la fréquence est suffisamment basse pour avoir :

$$2\pi f_1 \ll \frac{1}{2\pi f(C_a + C_b)}, \quad (10)$$

et
$$R \ll \frac{1}{2\pi f C_0}. \quad (11)$$

Avec de bons varactors hyperfréquences ces conditions sont rencontrées dans toute la gamme UHF. Le circuit équivalent se réduit alors à celui qui est figuré en 8.

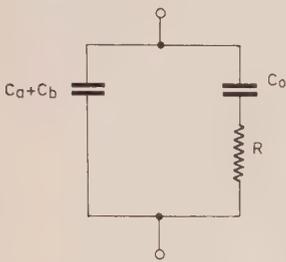


FIG. 8.

Pour une fréquence quelconque répondant aux conditions données plus haut, ce circuit peut être réduit à un simple circuit R - C . Les nouvelles constantes R' et C' ont pour valeur :

$$R' = \frac{1}{1 + \left(\frac{C_a + C_b}{C_0}\right)^2}, \quad (12)$$

et
$$C' = C_0 + C_a + C_b = C_0 \left(1 + \frac{C_a + C_b}{C_0}\right). \quad (13)$$

La surtension Q du varactor prend alors une nouvelle valeur :

$$Q' = \frac{1}{2\pi f C' R'}, \quad (14)$$

$$Q' = \frac{1 + \frac{C_a + C_b}{C_0}}{2\pi f C_0 R}$$

$$Q' = Q \left(1 + \frac{C_a + C_b}{C_0}\right).$$

Bien que la valeur de la surtension Q du varactor soit augmentée par la capacité du boîtier, il ne faudrait pas penser améliorer les performances de bruit avant

de rechercher l'effet de cette capacité sur γ , la variation de capacité avec la pompe :

Si
$$\gamma = \frac{C_1}{2C_0},$$

les capacités C_A et C_B en parallèle avec C_0 s'ajouteront directement à C_0 (on suppose $R \ll 1/\omega C_0$) et on aura :

$$\gamma = \frac{C_1}{2(C_0 + C_a + C_b)} = \frac{\gamma}{1 + \frac{C_a + C_b}{C_0}}. \quad (15)$$

Le produit γQ et aussi le facteur de bruit théorique d'un varactor est indépendant de la capacité de boîtier ; cependant dans la pratique des amplificateurs paramétriques, l'augmentation de la surtension Q du varactor, tout en maintenant constant le produit γQ , entraînera des pertes dans l'amplificateur qui contribueront à augmenter le facteur de bruit.

L'accroissement de la surtension Q du varactor par cette méthode dégrade les performances de l'amplificateur paramétrique ; entre autres, la bande passante est réduite. Une expression approximative du produit gain en tension par la bande passante d'un amplificateur paramétrique à grand gain a été déterminé par LOMBARDO et SARD et est donné par [8] :

$$\sqrt{G_0} BW = 2 \left(\frac{\mu}{\mu + 1}\right) \left(\frac{1}{\frac{1}{BW_1} + \frac{1}{BW_2}}\right) \quad (16)$$

où G_0 est le gain en puissance de l'amplificateur et BW , BW_1 et BW_2 sont les bandes passantes respectives de l'amplificateur et des circuits signal et « idler ». Le facteur μ représente la charge extérieure du circuit du varactor. A grand gain, pour un produit γQ donné, ce facteur a été calculé par KNETCHLI et WEGLEIN [2] :

$$\mu = \gamma^2 Q^2 \frac{f_1}{f_2} - 1 \quad (17)$$

où f_1 et f_2 sont respectivement les fréquences signal et « idler ». Si on considère la bande passante du circuit comme étant f/Q , le produit gain bande passante peut être écrit sous la forme :

$$\sqrt{G_0} BW = 2 \left(1 - \frac{1}{\gamma^2 Q^2 \frac{f_1}{f_2}}\right) \frac{1}{\frac{Q_1}{f_1} - \frac{Q_2}{f_2}}. \quad (18)$$

Q_1 et Q_2 sont les surtensions en charge Q'_s des circuits signal et « idler ». De cette expression, on peut noter que le produit gain bande passante diminue lorsque la capacité du boîtier, donc Q_1 et Q_2 , augmente. Cette réduction de bande passante peut atteindre 50 % dans le cas où les capacités de jonction et de boîtier sont égales.

Dans les amplificateurs paramétriques modernes il est rare que les fréquences signal et « idler » soient toutes deux dans le domaine des fréquences basses pour le varactor. L'inductance du boîtier est un élément important du circuit du varactor dès la bande S et au-delà, et doit être convenablement utilisée dans l'étude des amplificateurs paramétriques. Une analyse semblable à celle effectuée pour les fréquences basses montre que le produit γQ du varactor n'est ni altéré par l'inductance, ni par la capacité du boîtier (les pertes dans le boîtier dégraderont le produit γQ des varactors à grande surtension Q aux hautes fréquences). L'inductance du boîtier influe sur la performance gain bande passante du varactor, mais pas toujours dans le mauvais sens. Sur la figure 9, si on considère les terminaisons du varactor en court-circuit, il existera une résonance dans l'inductance série et les capacités parallèle et de jonction. Cette capacité parallèle est approximativement la moitié de la capacité de boîtier lorsque celui-ci est du type contact à ressort ou à diaphragme et est négligeable dans les varactors à pointes de type pilule. A cette résonance (la fréquence d'auto-résonance du varactor) la surtension Q sera celle de la jonction seule pour les varactors pilules à pointes et légèrement plus élevée pour les varactors du type à diaphragme. Cette résonance à faible surtension Q a été utilisée largement comme résonance de l'« idler » des amplificateurs paramétriques et comme résonance signal dans les amplificateurs ayant un circuit signal à résonance série. L'utilisation de cette résonance a eu pour conséquence une augmentation importante du produit gain bande passante des amplificateurs paramétriques.

Aux fréquences autres que la fréquence d'auto-résonance du varactor, l'effet particulier dû à l'inductance du boîtier dépendra de la fréquence et du type de ce boîtier. Cela peut être montré en considérant les circuits équivalents des deux varactors montrés par la figure 9. Un varactor ayant un boîtier du type

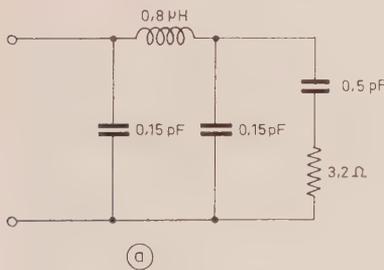
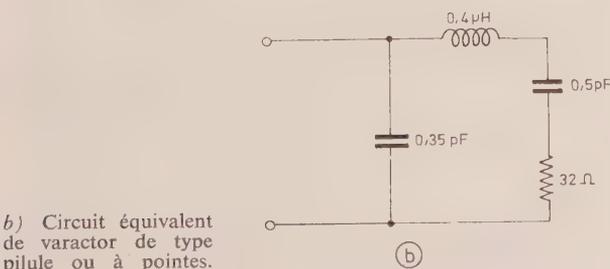


FIG. 9.

a) Circuit équivalent de varactor à contact par diaphragme ou à ressort.



b) Circuit équivalent de varactor de type pilule ou à pointes.

à diaphragme ou à ressort a un schéma équivalent représenté par la figure 9a et celui ayant les caractéristiques de la construction « pilule » ou à pointes est

montré figure 9b. Pour chacun des varactors, on suppose des caractéristiques identiques ($f_{c0} = 100$ Oe, $C_0 = 0,5$ pF). Pour chaque type de boîtier, le coefficient de surtension minimal Q sans charge peut être calculé selon la fréquence, en supposant :

$$Q_v = \frac{\omega}{2R} \frac{\delta X}{\delta \omega} \quad (19)$$

Compte tenu de la surtension Q de la jonction définie précédemment, on peut calculer un coefficient de surtension du boîtier \bar{Q} :

$$\bar{Q} = \frac{Q_v}{Q} \quad (20)$$

et tracer en fonction de la fréquence. Ces courbes sont représentées figure 10. L'accroissement rapide de Q au-delà de la fréquence d'auto-résonance du varactor donne une importance toute spéciale, dans l'étude des amplificateurs paramétriques aux hautes fréquences, à la nécessité de garder la fréquence de résonance aussi haute que possible. Il est évident que les caractéristiques du boîtier aussi bien que celles de la jonction limitent le fonctionnement des amplificateurs paramétriques dans la bande K et au-delà.

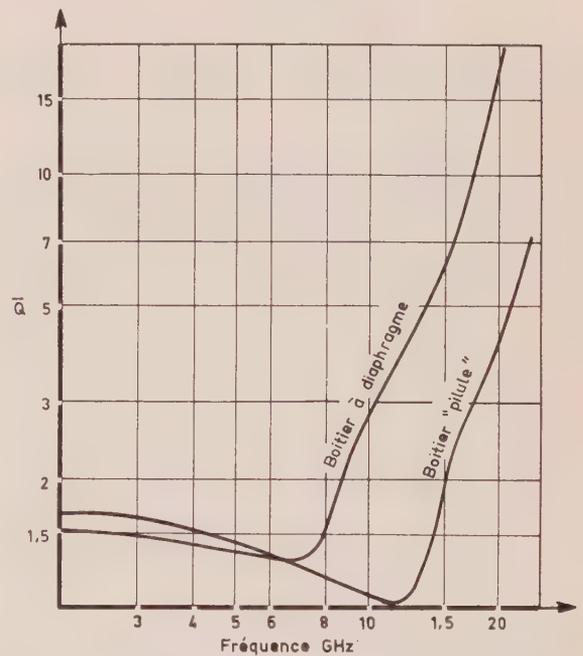


FIG. 10. — Contribution du boîtier à la surtension Q du varactor.

2^e PARTIE

L'amplificateur paramétrique

Il existe de nombreuses manières d'utiliser un varactor pour obtenir de l'amplification en hyperfréquences. Les procédés d'amplification des amplificateurs paramétriques peuvent être divisés en deux groupes principaux : celui qui donne du gain par changement de

fréquence, c'est-à-dire qui change la fréquence signal en une fréquence plus haute, et celui qui donne du gain par la création d'une résistance négative. Ces deux procédés d'amplification ont aussi été utilisés ensemble pour répondre à certaines exigences.

Dans un grand domaine d'application, les avantages de l'amplificateur de type à résistance négative ont montré qu'ils contrebalançaient les désavantages de cette forme d'amplification parfois délicate. La forme la plus largement utilisée de ce type d'amplificateur est montrée figure 11. C'est l'amplificateur paramétrique à résistance négative utilisant un circulateur. Le signal d'entrée est dirigé par le circulateur sur le circuit du varactor, où sous l'effet de la résistance négative, le signal est réfléchi avec une amplitude supérieure à celle du signal incident. La puissance réfléchie est

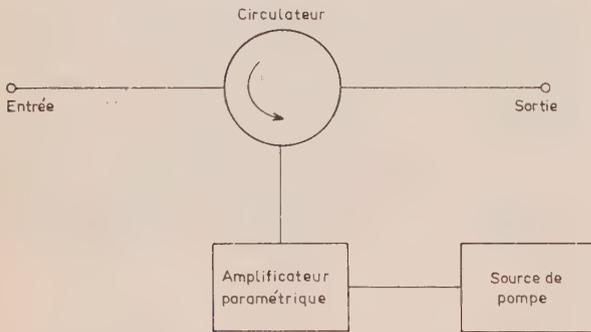


FIG. 11. — Schéma d'ensemble d'un amplificateur paramétrique à résistance négative.

alors dirigée par le circulateur vers l'étage suivant. Ce type d'amplificateur paramétrique a évidemment les mêmes fréquences d'entrée et de sortie et, par une étude soignée, on peut obtenir un contrôle de phase très précis entre l'entrée et la sortie pour l'utilisation dans les systèmes multicanaux à comparaison de phases. Un avantage supplémentaire est que, en cas de défaillance de la pompe ou du varactor, la puissance d'entrée arrivant sur le varactor, sera réfléchi et apparaîtra à la sortie avec la seule atténuation due aux pertes du circulateur et aux pertes par résistance de l'amplificateur paramétrique, généralement de .1 à 4 dB. La principale raison pour l'utilisation de cette forme d'amplification, cependant, est que l'on peut obtenir un gain illimité indépendamment du rapport entre les fréquences pompe et signal.

Ce type d'amplificateur sera le sujet de toutes les discussions qui suivent, mais la discussion sur les varactors et les effets des varactors sur les performances des circuits, aussi bien que les procédés fondamentaux de réalisation sont applicables à toutes les variétés d'amplificateurs paramétriques à varactor.

La principale raison de l'utilisation de l'amplification paramétrique tient dans les performances de faible bruit. Pour cela, une grande partie de l'étude des amplificateurs paramétriques est consacrée à trouver le circuit et les conditions qui permettront d'atteindre le meilleur facteur de bruit. On prendra parfois des petites libertés avec ces conditions pour certains objectifs, comme la bande passante ou pour utiliser une fréquence de pompe particulière. Ces

libertés ne seront prises qu'après évaluation de leurs effets sur les performances de l'amplificateur.

Les conditions de fonctionnement à faible bruit d'un amplificateur paramétrique peuvent se déduire de l'examen de l'expression du facteur de bruit donnée par l'équation 9 :

Soit :

$$F = \left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right) \left(1 + \frac{1}{\mu}\right). \quad (21)$$

De cette expression, on peut montrer que le facteur de bruit global d'un amplificateur paramétrique est composé de deux termes. Le premier, $1 + f_1/f_2$, est le terme définissant l'effet sur le facteur de bruit du rapport de la fréquence signal à la fréquence idler. Le second, $1 + 1/\mu$, est l'effet de l'impédance (ou de la charge) de l'entrée sur le facteur de bruit. L'optimisation du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique apparaît à première vue se réduire à rendre la fréquence idler la plus haute possible et le facteur de charge aussi haut que possible. Cependant, à cause de l'interdépendance entre le facteur de charge maximal et le rapport des fréquences signal et idler, il existe une fréquence de pompe optimale pour le fonctionnement à faible bruit. Cette fréquence de pompe optimale est donnée par différents auteurs sous la forme :

$$f_p = f_1 \sqrt{1 + (\gamma Q)^2} \quad (22)$$

pour les amplificateurs n'ayant pas d'autre charge «idler» que le varactor. L'utilisation de cette fréquence de pompe optimale et du facteur de charge optimale de l'amplificateur, permet d'obtenir un facteur de bruit qui sera le meilleur possible avec un varactor donné. Ce facteur de bruit est donné par :

$$F = \frac{2}{\gamma Q} \left(\gamma Q + \sqrt{1 + \frac{1}{\gamma^2 Q^2}} \right) + 1. \quad (23)$$

RAFUSE et PENFIELD [9] ont également montré que ceci est le facteur de bruit minimal que l'on puisse obtenir avec un varactor de qualité donnée pour chaque type d'amplificateur paramétrique.

Très souvent, dans l'étude des amplificateurs paramétriques, il est nécessaire de s'écarter des conditions optimales. Il peut être nécessaire, par exemple, de faire l'étude pour une fréquence de pompe spécifique telle que l'on puisse utiliser un klystron ou une autre source de pompe disponible à cette fréquence. Ici prend place le problème posé par l'interchangeabilité des varactors. Un amplificateur par exemple, étudié avec la charge optimale pour un varactor, peut ne plus présenter la charge optimale pour un second.

L'effet de ces compromis sur les caractéristiques de fonctionnement de l'amplificateur paramétrique doit être évalué par l'ingénieur [avant que le type de la construction de l'amplificateur puisse être choisie].

L'importance de la dégradation de performance causée par l'utilisation d'une fréquence de pompe autre que la fréquence optimale peut être montrée

par l'examen de deux amplificateurs paramétriques typiques. La figure 12 montre le facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique en fonction de la fréquence idler. La courbe A est caractéristique de la performance

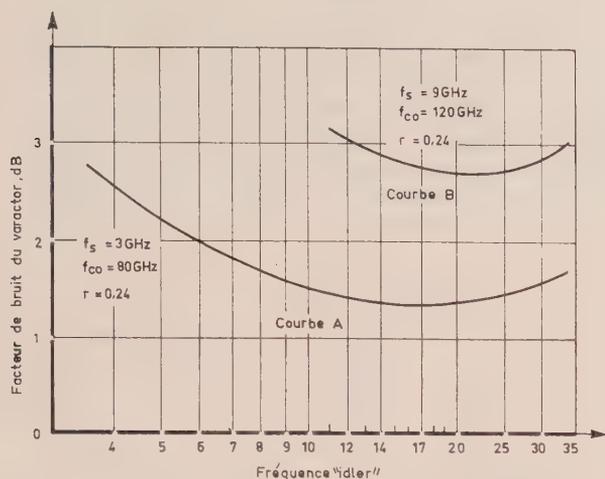


FIG. 12. — Facteur de bruit en fonction de la fréquence « idler ».

attendue d'un amplificateur non dégénéré moyen en bande S, et la courbe B est la performance obtenue avec un amplificateur non dégénéré moyen en bande X. La latitude de l'ingénieur dans la sélection de la fréquence de pompe peut être déduite à partir de ces courbes. Il y a une grande région dans laquelle le facteur de bruit est très proche, moins de 0,1 dB, du meilleur facteur de bruit possible pour une qualité donnée de varactor. La fréquence de pompe de l'amplificateur en bande S peut alors varier entre 14 et 24 GHz avec 0,1 dB de dégradation au plus. Pour l'amplificateur en bande X considéré, la gamme de fréquence de pompe s'étend de 24 à 37 GHz. Rappelons que ces facteurs de bruit sont dus seulement à la contribution du varactor. Pour obtenir le facteur de bruit global d'un récepteur, il faut ajouter les pertes du circulateur, les pertes d'entrée de l'amplificateur, et la contribution des étages suivants.

Il serait possible de tracer une courbe similaire pour le facteur de charge d'un amplificateur paramétrique. Il y a pourtant une différence, car le facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique décroît de façon monotone lorsque la charge de l'amplificateur augmente. Il est alors nécessaire d'utiliser la charge maximale possible avec laquelle un varactor peut donner le gain désiré. Ce facteur de charge a été donné précédemment dans l'équation 17 pour la condition de grand gain comme étant :

$$\mu = \gamma^2 Q^2 \frac{\omega_1}{\omega_2} - 1.$$

Comme on peut le voir, le facteur de charge maximal dépend du facteur γQ du varactor et des fréquences signal et idler. L'augmentation du facteur γQ du varactor entraînera une augmentation de la charge maximale possible et alors une diminution du facteur de bruit de l'amplificateur global sans autre

changement. Les varactors communément utilisés dans les amplificateurs paramétriques en bande S peuvent fonctionner avec des charges de 10 à 1. Dans les amplificateurs en bande X, ce nombre se réduit à 3 à 1. De faibles variations de ces valeurs de charge n'auront pas d'effet significatif sur le facteur de bruit d'un amplificateur. Dans l'amplificateur en bande S, par exemple, une variation de charge de $\pm 20\%$ entraînera moins de 0,1 dB de variation du facteur de bruit.

Avec le grand nombre de compromis possibles dans l'étude de l'amplificateur paramétrique, il faut prendre des précautions pour définir exactement l'amplificateur avant de le calculer. Il est évident qu'un grand choix de fréquences de pompe est disponible à l'ingénieur sans dégradation notable du facteur de bruit. Cette latitude dans la fréquence de pompe peut être utilisée pour permettre le pompage avec un klystron ou une source à état solide existante, ou de faire fonctionner l'amplificateur paramétrique à une fréquence idler qui produira la bande passante maximale. La sélection de la fréquence de pompe optimale pour obtenir la bande passante maximale possible avec un amplificateur à accord unique sera traitée dans la section suivante.

3^e PARTIE

Etude des circuits de l'amplificateur paramétrique

De même que le choix du varactor et de la fréquence de pompe détermine le facteur de bruit de l'amplificateur paramétrique, le choix des circuits détermine la bande passante et les caractéristiques de fonctionnement de l'amplificateur. L'équation 16 donne une expression pour le produit gain-bande passante d'un amplificateur paramétrique non dégénéré :

$$\sqrt{G_0} \cdot BW = 2 \frac{\mu}{\mu + 1} \cdot \frac{1}{\frac{1}{BW_1} + \frac{1}{BW_2}}$$

La bande passante est fonction du facteur de charge μ du varactor, et de la bande passante BW_1 du circuit signal chargé par le varactor, aussi bien que de la charge de l'entrée, et de la bande passante du circuit idler, BW_1 , chargé par le varactor et toute autre charge idler extérieure. Bien que la bande passante du circuit de pompe ne contribue en rien à la bande passante de l'amplificateur global, une résonance de pompe large contribue grandement à la stabilité du gain de l'amplificateur paramétrique en rendant celui-ci moins sensible aux changements de fréquence et de puissance de pompe, et contribue également à faciliter le remplacement du varactor.

En plus du fonctionnement à large bande aux fréquences signal, idler et pompe, le circuit d'un amplificateur correct doit remplir les fonctions de séparation des fréquences et être capable de fournir la charge adéquate au circuit signal. Il doit être capable d'adapter effectivement la puissance de pompe au varactor sans augmenter de façon importante l'énergie

emmagasinée, et de plus, diminuer la bande passante des circuits signal ou idler. Et finalement il doit empêcher toute sortie d'énergie de l'amplificateur à une fréquence autre que celle du signal. Cette dernière nécessité n'est pas toujours évidente. La sortie de l'amplificateur d'une énergie idler représente une perte idler qui réduira les possibilités de bande passante du varactor, et augmentera le facteur de bruit de l'amplificateur. L'établissement de trois résonances de manière à n'ajouter qu'un minimum d'énergie emmagasinée dans les circuits signal et idler représente le plus grand problème de l'ingénieur.

Les procédés utilisés pour résoudre ce seul problème majeur peuvent être divisés en deux catégories. La plus évidente est l'utilisation de filtres pour obtenir la séparation des fréquences. L'autre méthode réside dans la séparation de fréquence par l'utilisation de circuits symétriques. Chacun de ces types est couramment employé pour la réalisation d'amplificateurs et chacun aura des propriétés qui le recommanderont plus que l'autre pour certaines applications.

Considérons d'abord la configuration de l'amplificateur paramétrique équilibré qui produit la séparation de fréquence par l'utilisation de la symétrie des circuits. La forme la plus pure de cette sorte de circuit, celle qui utilise quatre varactors adaptés, est montrée sur la figure 13. La puissance de pompe est appliquée en série avec les varactors provoquant un débit de courant dans la boucle des varactors.

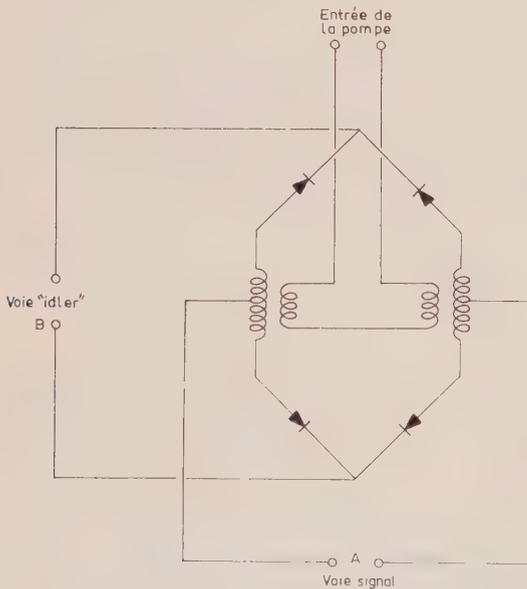


FIG. 13. — Circuit permettant la séparation complète des circuits par symétrie.

La réactance de résonance à la fréquence signal et la charge du signal sont appliquées aux bornes A et la réactance d'accord idler est connectée aux bornes B comme le montre la figure. Notons qu'une complète liberté dans le choix des fréquences signal et idler est permise par cette connexion. La fréquence idler peut être ou bien plus haute ou bien plus basse que la fréquence signal, ou être la même que la fréquence signal sans empêcher le fonctionnement en non

dégénéré de l'amplificateur paramétrique. Les avantages principaux de ce type de circuit sont que 4 varactors exactement adaptés sont nécessaires pour ce fonctionnement et l'implantation des circuits, même aux basses fréquences, ce qui est très difficile.

Le nombre de varactors peut être réduit à deux, si l'on ajoute quelques procédés simples de filtrage. Dans le circuit montré par la figure 14, les deux varactors sont connectés en série pour les fréquences de pompe et d'idler et en parallèle dans le circuit signal. La fréquence idler, dans cet amplificateur est habituellement la fréquence à laquelle les varactors sont à la self résonance. L'addition d'une inductance forme le circuit signal, comme le montre la figure.

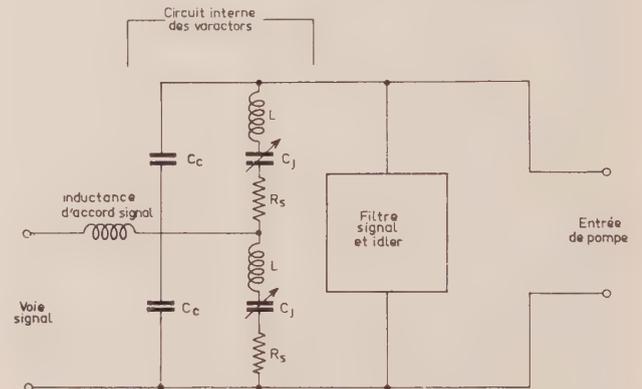


FIG. 14. — Amplificateur paramétrique équilibré utilisant deux varactors.

Dans les amplificateurs paramétriques de ce type, la séparation des fréquences idler et pompe a été réalisée par l'utilisation de la fréquence de coupure du guide de pompe. Ce type de construction est montré figure 15. Les deux varactors sont montés en série à travers le guide de pompe. La fréquence de coupure du guide

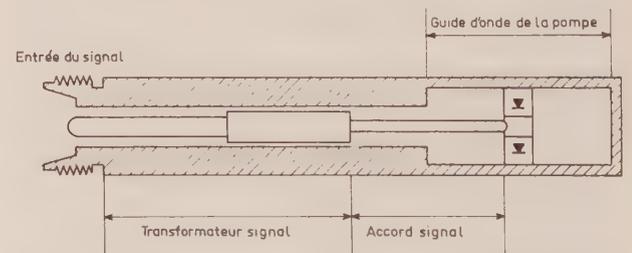


FIG. 15. — Construction d'un amplificateur paramétrique équilibré.

de pompe est choisie telle que le signal de pompe se propage mais que la fréquence idler soit inférieure à la fréquence de coupure de ce guide. Un circuit coaxial résonnant à surtension Q extrêmement faible constitue ainsi le circuit idler.

On ajoute généralement une largeur de ligne de transmission pour obtenir la résonance à la fréquence signal. Si cette ligne est connectée à un point d'équilibre à la fois pour la fréquence idler et la fréquence de pompe, aucun filtrage n'est nécessaire pour garder chacune de ces fréquences en dehors du circuit signal.

Un exemple de réalisation spécifique de ce type d'amplificateur paramétrique sera donné dans la 4^e Partie.

Si l'on désire n'utiliser qu'un seul varactor dans un amplificateur paramétrique il est alors nécessaire d'employer la séparation par filtrage à l'entrée signal de l'amplificateur et à l'entrée de la pompe pour confirmer toutes les fréquences dans leurs circuits propres. Une représentation schématique de ce type d'amplificateur est montrée figure 16. L'impédance du circuit d'entrée du signal, à partir du circulateur, est d'abord transformée dans l'impédance nécessaire pour la charge convenable

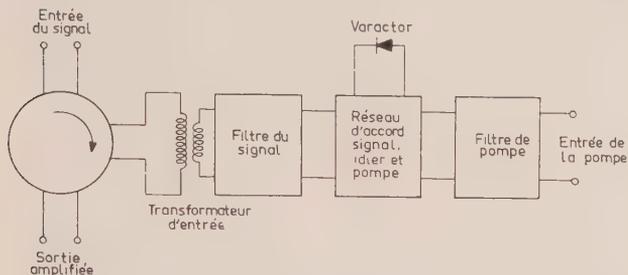


FIG. 16. — Schéma d'un amplificateur paramétrique à une seule diode.

du varactor, puis un filtre à cette impédance est introduit de façon à arrêter la fréquence idler venant du varactor. Notons que si la position du filtre et du transformateur est inversée, la fréquence idler existera dans la partie transformateur, ce qui entraînera une augmentation de l'énergie emmagasinée dans le circuit idler, et diminuera la bande passante de l'amplificateur. Une résonance idler pour le varactor est alors formée et l'amplificateur est complété par l'addition d'un filtre pour la source de pompe et une adaptation appropriée de cette pompe.

Si trois fréquences sont impliquées, l'arrangement le plus facile à réaliser et le plus généralement employé utilise un filtre passe-bas pour transmettre le signal à l'amplificateur et un filtre passe-haut pour transmettre la pompe. Un amplificateur plus spécifique peut être représenté. Si les fréquences signal entre 1 et 10 GHz, par exemple, vont dans le domaine des lignes coaxiales, le filtre d'entrée peut être conçu pour être un filtre passe-bas à impédance variable. D'autre part, la fréquence de pompe de ces amplificateurs, est généralement dans le gamme de 8 à 35 GHz dont l'utilisation est idéale en guide. La propriété de coupure du guide produit un filtre passe-haut naturel. Avec ces deux types de séparation de fréquence par filtre dans l'amplificateur, un certain nombre de modèles de circuits peuvent être réalisés.

Si l'on suppose une résonance en coaxial pour le circuit signal et une résonance sur guide pour le circuit de pompe, deux types de conception de circuits sont possibles : celui dont le circuit idler est en coaxial ou autre ligne en mode TEM, et celui dont le circuit idler est en guide. Chacun de ceux-ci sera considéré pour montrer que chacun d'eux a ses avantages pour différentes applications.

Un amplificateur ayant à la fois les résonances signal et idler sur le mode coaxial est le plus facile à analyser et à réaliser et donnera habituellement une

bande passante plus grande qu'un amplificateur ayant la résonance idler sur guide. Le procédé général pour ce type d'amplificateur est de choisir une largeur et une impédance caractéristique de lignes coaxiale (ou de mode TEM) telle qu'elle résonnera avec la réactance du varactor aux fréquences idler et signal de l'amplificateur paramétrique. L'impédance d'un varactor type en fonction de la fréquence peut être donnée par :

$$Z = \frac{R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_0}\right)}{1 + \frac{C_c}{C_0} - \omega^2 LC_c + j\omega RC_c} \quad (24)$$

Pour obtenir une condition de résonance nous ne sommes intéressés que par la partie réactive ou imaginaire de cette équation. La figure 17 montre la réactance en fonction de la fréquence pour le varactor de type « pilule » décrit précédemment par la figure 9b. C'est cette réactance qui doit résonner aux deux fréquences pour former les circuits signal et idler d'un amplificateur paramétrique.

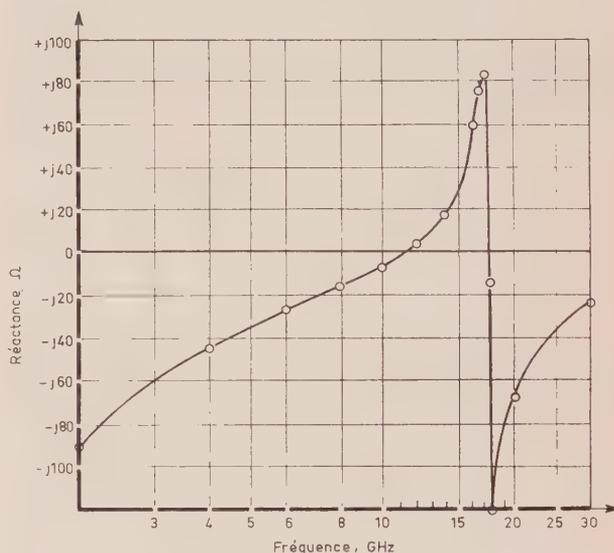


FIG. 17. — Composante réactive de l'impédance du varactor.

Heureusement, la longueur de ligne coaxiale court-circuitée, qui sert de réactance d'accord, a une grande souplesse due à sa courbe de réactance en fonction de la fréquence. Une impédance et une longueur de ligne peuvent être calculées simplement, ce qui produira les réactances de résonance nécessaires. Cette ligne sera habituellement d'une longueur inférieure à 1/4 de la longueur d'onde du signal. Une ligne de transmission de 0,526' de longueur et de 36 Ω d'impédance caractéristique fera, par exemple, résonner le varactor ayant les caractéristiques montrées par la figure 17, à 4 GHz pour la fréquence signal et à 11,2 GHz pour la fréquence idler.

L'énergie emmagasinée dans les lignes de transmission et, de plus, la bande passante de l'amplificateur paramétrique varieront beaucoup avec différentes longueurs et impédances de lignes. Pour optimiser

la conception de l'amplificateur paramétrique et pour en estimer les performances, il est nécessaire qu'une procédure soit disponible pour la détermination précise de la bande passante des résonances signal et idler dans les lignes coaxiales, cette bande passante pouvant être calculée sans un nombre trop élevé de suppositions. La bande passante de l'amplificateur global peut être déterminée en utilisant l'expression donnée par l'équation (18). Avant que les bandes passantes des circuits indivi-

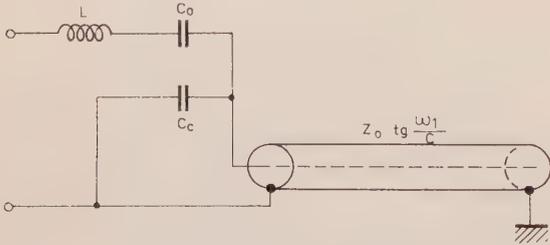


FIG. 18. — Circuit équivalent utilisé pour le calcul des bandes passantes.

duels puissent être calculées, il faut réécrire l'expression de la réactance pour décrire le réseau à deux terminaisons qui est chargé par la résistance série du varactor. Le réseau, pour cet exemple, est montré par la figure 18. L'équation de la réactance peut alors être écrite de la façon suivante :

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C_0} + \frac{Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{c}}{1 - \omega C_0 Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{c}} \quad (25)$$

Cette équation peut être utilisée avec l'équation 19 pour déduire la surtension Q du circuit aux fréquences signal et idler. Notons qu'il s'agit ici de la surtension Q du circuit chargé uniquement par le varactor, surtension qui sera réduite par une quelconque charge extérieure. Habituellement la résonance idler n'est pas chargée par une charge extérieure et la surtension Q , donnée par cette équation, est utilisée directement pour le calcul des bandes passantes. Cependant à la fréquence signal il y a toujours la charge d'entrée de l'amplificateur. La surtension Q calculée pour la résonance signal est alors divisée par le facteur de charge μ défini par l'équation (17). Ces deux valeurs de Q avec le facteur de charge peuvent alors être utilisées pour déterminer la bande passante de l'amplificateur paramétrique. Lorsque de larges bandes passantes sont projetées, il faut prendre garde à ce que le circulateur, le transformateur et le filtre d'entrée n'aient pas eux-mêmes pour effet de réduire la bande passante de l'amplificateur global.

Le circuit de pompe et tous les accords du circuit de pompe sont supposés être à la résonance sur guide. Il se pose, cependant, le problème d'un guide qui croise une ligne coaxiale sans affecter les résonances de cette ligne coaxiale. La discontinuité présentée par le guide peut être incluse dans l'étude de l'amplificateur paramétrique ou réduite à un effet négligeable par de nombreux moyens. Si le guide croise

la ligne coaxiale dans le plan du varactor, l'inductance supplémentaire due à la discontinuité peut être considérée comme un élément de l'inductance du varactor et incluse simplement dans le calcul de la bande passante et la fréquence de résonance de l'amplificateur. Ou bien, la discontinuité causée par la guide de pompe peut être réduite à des proportions négligeables en chargeant le guide de pompe par du diélectrique pour obtenir une largeur de guide qui est approximativement la même que le diamètre de la structure coaxiale. L'impédance de la ligne coaxiale, lorsqu'elle passe à travers le guide qui la traverse, peut être évaluée comme celle d'un conducteur cylindrique central placé entre deux plaques de masse parallèles.

Une solution plus exacte pour la combinaison entre le circuit coaxial et le guide est nécessaire pour l'amplificateur paramétrique ayant la résonance idler en guide. Cette conception d'amplificateur, bien qu'elle conduise généralement à des bandes passantes plus étroites que celles obtenues avec le circuit coaxial décrit dans le paragraphe précédent, est caractérisée par la facilité de l'accord sur une assez large gamme de fréquence. La figure 19 montre un amplificateur conçu suivant ce procédé. Cet amplificateur est

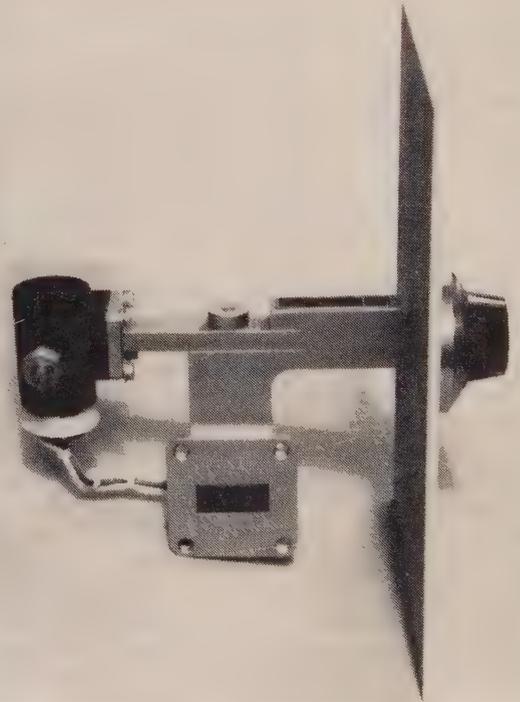


FIG. 19. — Amplificateur paramétrique à résonance « idler » sur guide d'onde.

accordable de 8,5 à 9,6 GHz uniquement par l'utilisation de l'accord idler. La bande passante de cet amplificateur est approximativement 30 MHz. Quoiqu'une entrée en guide soit représentée pour le circuit signal en bande X , il y a actuellement une transition guide-coaxial et le transformateur et le filtre d'entrée sont en circuit coaxial.

La résonance signal d'amplificateurs ayant la résonance idler sur guide est obtenue presque de la même façon que pour les amplificateurs précédem-

ment traités. Cependant, à cause du plus grand rôle joué par le guide d'onde dans ces amplificateurs, la ligne de transmission résonnante du signal est quelquefois construite dans le guide lui-même, en utilisant ce guide comme conducteur extérieur à plans parallèles pour le mode coaxial, comme le montre la figure 20a. Dans ce type de circuit, la résonance idler est effectuée par des réactances à la fois dans la ligne coaxiale et dans le guide d'onde. Le varactor et la longueur de guide entre le varactor et le guide, sous coupure pour l'idler comme le montre la figure 20b, forment une partie de la réactance en guide, et la longueur de guide entre le varactor et le court-circuit ajustable forme l'autre coupure pour la fréquence idler. Le varactor est choisi tel qu'un circuit ouvert est présenté dans son plan.

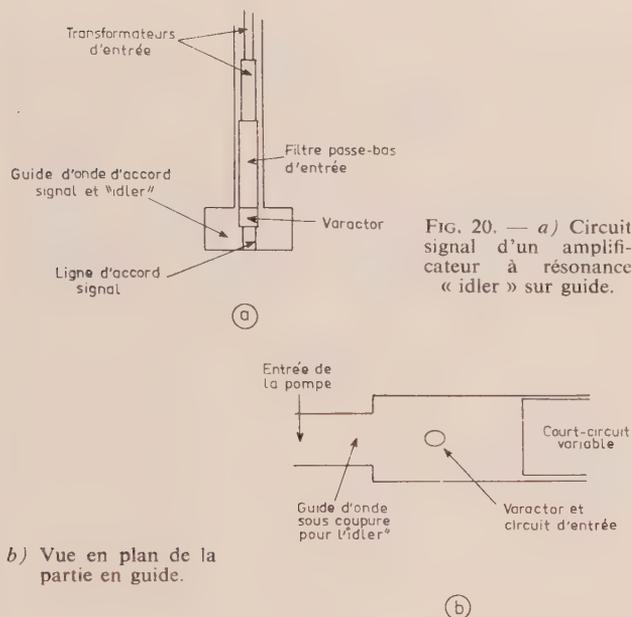


FIG. 20. — a) Circuit signal d'un amplificateur à résonance « idler » sur guide.

quence de pompe fixe est à peu près complètement déterminée par la fréquence de résonance idler. En somme, l'amplificateur peut être accordé sur une gamme de fréquence à peu près égale à la bande passante du circuit-signal chargé, simplement par changement de la fréquence de la résonance idler. Lorsqu'une gamme d'accord plus grande est cherchée, il doit y avoir une forme quelconque d'accord du circuit signal. Une façon simple de procéder est d'opérer un changement de tension de la polarisation et de la puissance appliquées au varactor pour obtenir la même valeur de γQ , mais avec une valeur différente pour la capacité moyenne. L'addition de ce système d'accord, double effectivement la gamme sur laquelle peut être accordé un amplificateur. Par suite du grand nombre de fréquences présentes dans un amplificateur paramétrique, il n'est généralement pas prudent d'avoir des éléments d'accord à la fois dans les circuits signal et idler, parce que les conditions d'accord peuvent être obtenues dans le circuit signal, ce qui empêchera un pompage adéquat ou une résonance idler correcte.

Evidemment, le calcul de la bande passante d'un tel amplificateur paramétrique sera beaucoup plus difficile que dans le cas d'un amplificateur ayant les deux circuits signal et idler en coaxial. La surtension Q du circuit signal peut être calculée comme dans le cas précédent. Un nouveau circuit équivalent doit être représenté pour la résonance idler, qui contient le varactor, la contribution de la ligne coaxiale et celle des deux tronçons de guide d'onde. L'équation pour le varactor et la partie coaxiale de la ligne sera écrite comme précédemment et la contribution de la réactance du guide d'onde pourra être calculée suivant la méthode décrite par JOHNSON [10]. Des performances courantes pour des amplificateurs de ce type sont 10 à 30 MHz de bande passante en bande S, 20 à 50 MHz en bande C et 30 à 100 MHz en bande X.

b) Vue en plan de la partie en guide.

Un court-circuit mobile est utilisé pour accorder le circuit idler. La conception doit être telle que « l'idler » soit accordé dans la bande voulue sans affecter de façon notable la valeur de la puissance de pompe apparaissant aux bornes du varactor. Ceci peut être effectué par l'un des différents procédés. Il y a une gamme de positions de l'accord pour laquelle la puissance de pompe aux bornes du varactor est essentiellement constante. La fréquence de coupure du guide peut être choisie de façon que cette gamme de positions d'accord corresponde à la gamme nécessaire pour accorder l'amplificateur sur toute la bande voulue. L'autre méthode utilise un court-circuit idler qui réduit le guide d'onde de façon que la fréquence idler soit réfléchi, mais que la fréquence de pompe puisse aller jusqu'à un second court-circuit à une position fixe. Cette seconde solution est plus complexe mais permet d'obtenir une plus grande gamme d'accord que la technique utilisant le court-circuit simple.

Si la bande passante du signal de ce type d'amplificateur est nécessairement supérieure à celle de l'idler, la fréquence d'amplification avec une fré-

4^e PARTIE

Exemples de réalisation de circuits amplificateurs

Une compréhension claire de l'étude analytique d'un circuit amplificateur paramétrique peut être obtenue en considérant quelques exemples de réalisations représentatives. Les amplificateurs choisis pour ces études ne sont pas nécessairement les meilleurs possibles ni en largeur de bande, ni en facteur de bruit, mais ils illustrent bien le processus de réalisation d'un amplificateur paramétrique micro-ondes utilisant un circulateur.

4.1. Montage à deux varactors

L'amplificateur de construction la plus simple et ayant un bon ensemble de performances est sans aucun doute l'amplificateur paramétrique équilibré utilisant deux varactors (voir 3^e Partie). Cet amplificateur possède naturellement une grande largeur de bande due à l'utilisation de la fréquence de résonance selfique du varactor comme résonance « idler ».

Les principaux désavantages de cette réalisation sont qu'elle nécessite deux varactors adaptés et deux fois plus de puissance pompe qu'un amplificateur paramétrique à un seul varactor. Une plage d'accord est possible sur ce type de montage en agissant à la fois sur la fréquence pompe et les tensions de polarisation des varactors. Bien que le sujet spécifique de cette réalisation soit un amplificateur paramétrique à 4 GHz, les mêmes techniques peuvent être aisément étendues à des études à fréquence plus haute ou plus basse.

La fréquence « idler » peut être conservée élevée (près de la fréquence optimale) pour obtenir un bon facteur de bruit et doit être égale ou très proche de la fréquence de résonance selfique du varactor pour obtenir une bonne largeur de bande. Il est cependant très important que la fréquence de résonance série du varactor soit aussi élevée que possible. Une seconde spécification est imposée par la disposition des varactors équilibrés bout à bout. Les longueurs des bornes aux extrémités de la partie céramique apparaîtra comme des longueurs de ligne de transmission joignant les deux varactors. Cette longueur de ligne en série avec le circuit « idler » du varactor qui abaissera la fréquence « idler » et détériorera à la fois les performances en bruit et la largeur de bande, devra par conséquent être aussi courte que possible. Les varactors utilisés pour cette application sont en boîtier pilule tels que ceux des séries A610 de Texas Instruments. La figure 5 montre une vue en coupe de ce boîtier. Les caractéristiques du varactor A611 seront utilisées pour le calcul du facteur de bruit, la largeur de bande et les autres paramètres de l'amplificateur.

Les caractéristiques du varactor A611 sont :

f_0 : 120 GHz minimum à -2 V de polarisation.
 C_t : 0,45 à 1 pF à polarisation 0 V.
 C_c : 0,27 pF.
 L : 0,35 nH avec 0,150" conducteur extérieur.
 γ : 0,25 pour une polarisation de -2 V et une puissance de pompe correspondant à un courant de 5 μ A dans le varactor.

Avant de calculer le γQ du varactor, la fréquence de coupure doit être corrigée en raison de l'augmentation du C_0 du varactor avec le pompage. La figure 5.2 de la réf. [1] donne les résultats calculés de l'augmentation de cette capacité. Pour une jonction abrupte et un « a » de 0,9 cette capacité est augmentée et, par conséquent, la fréquence de coupure décroît de 33 %.

$$Q = \frac{f_0}{1,33 f_1} = 22,6$$

$$\gamma Q = 5,41.$$

La fréquence de pompe optimale peut maintenant être calculée à partir de l'équation (22) ou :

$$fp = f_1 \sqrt{1 + (\gamma Q)^2} = 22 \text{ GHz.}$$

Cela est la fréquence pompe optimale, mais les résultats de la figure 12 indiquent la latitude disponible en fréquence pompe, sans détérioration sensible du facteur de bruit de l'amplificateur.

Le varactor devra être choisi de telle sorte que sa fréquence de résonance selfique, et par conséquent la fréquence « idler », soit la plus proche possible de 18 GHz, et de toute façon supérieure à 12 GHz. Cela est encore compliqué par le fait que l'on travaille en guide, au lieu de travailler dans un coaxial de diamètre du conducteur extérieure égal à 0,150" pour lequel l'inductance est donnée égale à 0,35 nH. L'inductance du varactor mesurée dans un guide de 0,400" de large et 0,020" de haut apparaît être de l'ordre de 0,5 nH. Le calcul sera fondé sur $L = 0,5$ nH et $C_0 = 0,25$ pF.

La fréquence de résonance série sera :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_0}} = 14,2 \text{ GHz.}$$

Cette fréquence est suffisamment élevée pour que l'on obtienne un bon facteur de bruit mais, naturellement, il faudra prendre soin dans la réalisation des circuits de maintenir la fréquence idler à ou très près de cette fréquence. Supposant que la fréquence idler est 14,2 GHz, la fréquence de pompe sera 18,2 GHz et la fréquence de coupure du guide de pompe doit se trouver entre ces deux valeurs. Aucun standard de guide ne présente une fréquence de coupure au voisinage du centre de cette gamme, par conséquent une fréquence de coupure de 16,2 GHz correspondant à une largeur de guide de 0,365" est choisie.

Les autres performances de l'amplificateur seront calculées en utilisant une fréquence idler de 14,2 GHz. Le facteur de charge à l'entrée peut être calculé à partir de l'équation (17) :

$$\mu = \gamma^2 Q^2 \frac{f_1}{f_2} - 1 = 7,26$$

et la contribution en bruit du varactor :

$$F = 1 + \left(\frac{f_1}{f_2}\right) \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) = 1,46$$

$$\text{soit } F = 1,64 \text{ dB.}$$

Cela est le bruit attribué au varactor. Les pertes à l'entrée et celles du circulateur, et le bruit apporté par le second étage doivent être ajoutés pour obtenir les performances globales.

Quelques aspects pratiques des circuits micro-ondes doivent être considérés dans le calcul de la résonance signal et de la largeur de bande. Les varactors, comme le montre la figure 5, ont une hauteur totale de 0,055" ou 0,110" pour une paire bout à bout. Une partie de l'extrémité de chacun d'eux peut être enfoncée dans la paroi du guide, mais un contact d'épaisseur approximative 0,01" doit être inclus au centre pour le contact du circuit signal, comme le montre la figure 15. Une hauteur totale de 0,095" est nécessaire pour le guide d'onde.

La résonance signal est créée par une longueur de ligne en série avec les varactors en parallèle (pour le circuit signal). Il est désirable que cette ligne agisse autant que possible comme une inductance localisée ($0,1 \lambda$ de longueur ou moins) mais la ligne doit être réalisable mécaniquement et relativement rigide.

Un conducteur de diamètre $0,050''$ représente un compromis raisonnable pour la longueur choisie (approximativement $0,5''$). Avec un conducteur extérieur de diamètre $0,095''$, on réalise une ligne d'impédance égale approximativement à 40Ω .

L'impédance du varactor à 4 GHz peut être calculée à partir de l'équation (24) :

$$Z = \frac{R + j L\omega - \frac{1}{C_0\omega}}{1 + \frac{C_c}{C_0} - \omega^2 LC_c + j\omega RC_0}$$

Pour le varactor utilisé, Z est égal à :

$$Z = 1,66 - j 81,2.$$

La résistance série du varactor est modifiée par le facteur de charge, μ , pour calculer l'impédance de charge signal. Cette nouvelle impédance du varactor est :

$$Z = 12,4 - j 85,1$$

ou, pour deux varactors en parallèle :

$$Z = 6,2 - j 42,5.$$

Un diagramme de Smith est le moyen le plus simple de calculer la longueur de la ligne résonnante signal et la valeur de l'impédance d'entrée. Cela est montré sur la figure 21. L'impédance des diodes en parallèle normalisée à 40Ω est :

$$Z = 0,156 - j 1,065.$$

On fait tourner cette valeur jusqu'à $X = 0$ où :

$$Z = 0,072 + j 0 \quad \text{ou} \quad Z = 2,88 + j 0.$$

La longueur de ligne pour tourner de cette distance est $0,1295 \lambda$ soit $0,382''$. Cette ligne est connectée à l'entrée d'un transformateur réalisant l'adaptation entre $2,88 \Omega$ (impédance transformée des varactors) à 50Ω (impédance d'entrée de la ligne) pour terminer l'amplificateur. YOUNG [11] a décrit une méthode permettant de déterminer la meilleure façon de réaliser un transformateur d'impédance.

Les circuits résonnants étant complètement décrits, la largeur de bande peut être calculée comme on l'avait esquissé précédemment. Le guide de pompe étant sous coupure pour la fréquence « idler », présente une impédance très basse, pratiquement un court-circuit, sur les varactors en série. La résonance « idler »

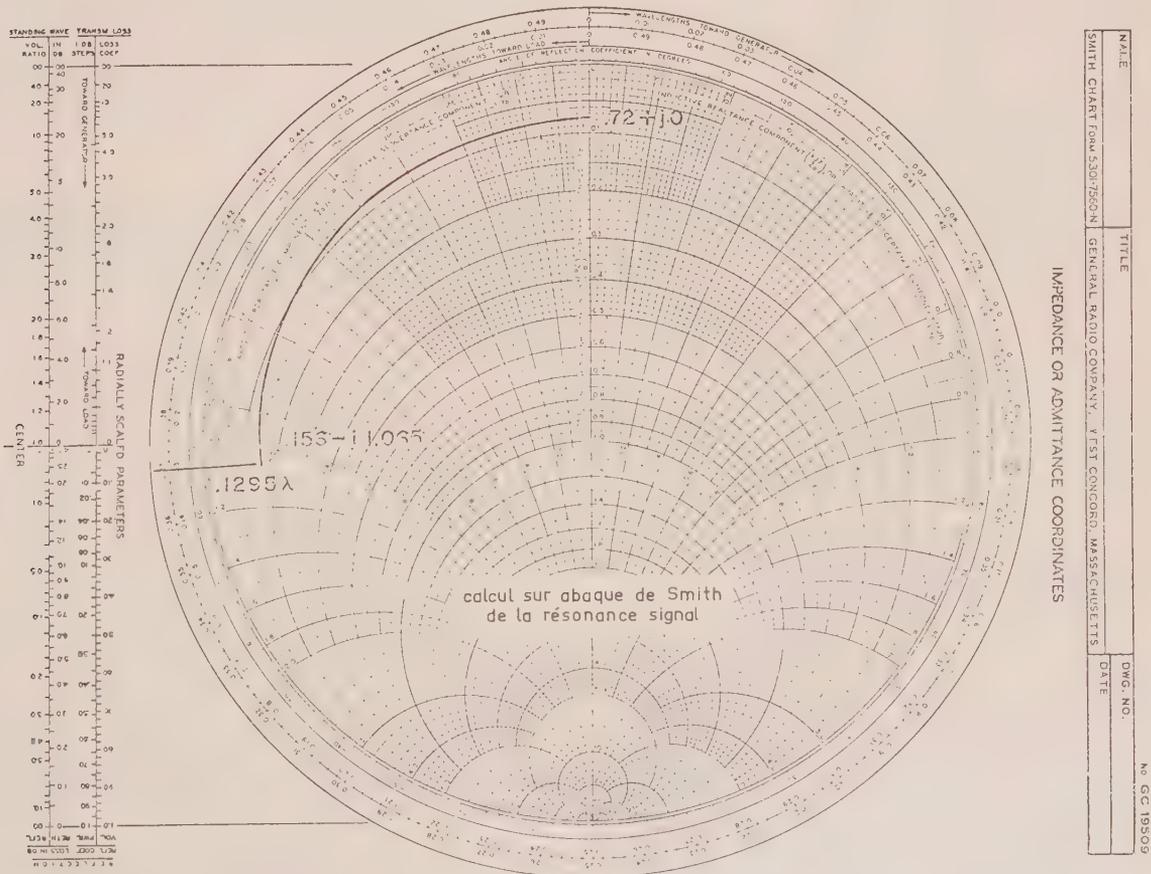


FIG. 21. — Calcul sur abaque de Smith de la résonance signal.

est alors la résonance série du varactor et le coefficient Q à la fréquence « idler » est le Q du varactor à cette fréquence ou :

$$Q = \frac{f_{c_0}}{1,33 \times f_2} = 6,36.$$

Le coefficient de surtension du circuit signal est calculé selon la méthode esquissée dans la 3^e Partie pour l'amplificateur paramétrique à résonance coaxiale. Ce circuit doit être retracé comme le montre la figure 18 et une équation exprimant la réactance en fonction de la fréquence :

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} + \frac{Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{C}}{1 - \omega C_0 Z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{C}}.$$

Le coefficient Q peut être obtenu par substitution dans l'équation (19).

$$Q = \frac{\omega}{2R} \frac{\delta X}{\delta \omega}$$

$$= \frac{1}{2R} \left[\omega L - \frac{1}{\omega C_0} + \frac{\omega C_c}{\left(\omega C_0 - \frac{1}{Z_0} \cotg \frac{\omega l}{C} \right)^2} + \frac{\frac{\omega l}{C}}{\left(Z_0 \omega C_c \sin \frac{\omega l}{C} - \cos \frac{\omega l}{C} \right)^2} \right] = 3,84.$$

La largeur de bande peut être calculée en utilisant ces valeurs de Q et le facteur de charge, μ .

Pour un gain de 15 dB (rapport en puissance de 31,6) la largeur de bande est :

$$BW = \frac{2}{\sqrt{G_0}} \frac{\mu}{\mu + 1} \frac{1}{\frac{Q_1}{f_1} \cdot \frac{Q_2}{f_2}} = 222 \text{ MHz.}$$

Les amplificateurs utilisant cette disposition des circuits ont des largeurs de bande supérieures à 200 MHz en bande L , S et C . En raison de la valeur élevée du produit gain bande passante due à l'amplificateur équilibré, les réactances parasites doivent être réduites au minimum, et le taux d'ondes stationnaires du transformateur d'entrée et du circulateur doit rester faible dans toute la gamme de fréquence signal.

4.2. Montage à un seul varactor

Un ensemble de calculs semblables peut être fait pour un amplificateur à une seule diode. Ce type de montage a l'avantage d'utiliser un seul varactor, mais il nécessite l'emploi d'un filtre dans le circuit d'entrée. Une grande liberté dans le choix des circuits signal et idler est également un avantage de ce type de montage. Ces fréquences peuvent être supérieures ou inférieures à la fréquence de résonance série du varactor et, dans de bonnes conditions, on aboutit à une très bonne largeur de bande.

Pour un amplificateur de ce type, les premières nécessités consistent à choisir un varactor utilisable dans un montage en ligne coaxiale ayant une fréquence de résonance série élevée, bien que cela ne soit pas aussi important que dans le montage équilibré, cela afin d'obtenir les performances optimales.

Dans ce qui suit, l'objet de ces calculs est de réaliser un amplificateur en bande S (2,9 GHz) utilisant un varactor TEXAS INSTRUMENTS A601. L'amplificateur est réalisé avec une fréquence pompe de 12 GHz afin d'illustrer les différents stades de la réalisation de ce type de montage relativement commun.

Le varactor choisi a un circuit équivalent semblable à celui que montre la figure 9a. L'inductance du varactor A601 dans un coaxial dont le diamètre du conducteur extérieur est 0,276" est 0,7 nH et la capacité de jonction peut être sélectionnée entre 0,17 et 0,72 pF. Une valeur de 0,3 pF à polarisation zéro a été choisie pour cet amplificateur. La résistance série associée avec une fréquence de coupure de 120 GHz et la capacité de jonction est :

$$R = \frac{1}{2\pi f_{c_0} C} = 7,12 \Omega.$$

Pour faciliter les calculs, une nouvelle résistance et une nouvelle capacité sont calculées pour éliminer C_B du circuit équivalent. Une valeur de R' et C' peut être calculée comme l'indiquent les équations 12 et 13

$$R' = \frac{R}{\left(1 + \frac{C_B}{C_0} \right)^2} = 2,75 \Omega$$

$$\text{et } C' = C_0 + C_B = 1,33 C_{-2} + C_B = 0,396 \text{ pF.}$$

Les circuits équivalents pour les résonances coaxiales signal et idler sont présentés sur la figure 18 où C' remplace C_0 , avec un C_c de 0,15 pF.

Le coefficient de charge à l'entrée et le facteur de bruit de l'amplificateur peuvent être calculés à partir des fréquences et de la liste des paramètres du varactor donnés ci-dessus :

$$\gamma Q = 0,24 \frac{f_{c_0}}{1,33 f_1} = 7,47$$

$$\mu = \gamma^2 Q^2 \frac{f_1}{f_2} - 1 = 16,8.$$

$$\frac{\omega_2 l}{C} = 3,20 \quad \text{tg} \frac{\omega_2 l}{C} = 0,0567.$$

Et le bruit dû au varactor est :

$$F = \left(1 + \frac{f_1}{f_2}\right) \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) = 1,40$$

$$\text{ou } F = 1,46 \text{ dB.}$$

Il faut déterminer la longueur de ligne provoquant la résonance du varactor à deux fréquences spécifiées, une solution simultanée sera obtenue à partir de l'équation (25). La condition de résonance sera obtenue pour les fréquences qui rendent approximativement $X = 0$:

$$X_{in} = \omega L - \frac{1}{\omega C_0} + \frac{Z_0 \text{tg} \frac{\omega l}{C}}{1 - \omega C_2 Z_0 \text{tg} \frac{\omega l}{C}}$$

Quand $X_{in} = 0$, cette relation devient :

$$Z_0 \text{tg} \frac{\omega l}{C} = \frac{\frac{1}{\omega C_0} - \omega L}{1 + \frac{C_2}{C_0} - \omega^2 LC_2}$$

La réactance de boîtier peut être calculée aux deux fréquences choisies.

A la fréquence signal f_1 :

$$Z_0 \text{tg} \frac{\omega_1 l}{C} = \frac{\frac{1}{\omega_1 C_0} - \omega_1 L}{1 + \frac{C_2}{C_0} - \omega_1^2 LC_2} = 91,5.$$

A la fréquence « idler » f_2 :

$$Z_0 \text{tg} \frac{\omega_2 l}{C} = \frac{\frac{1}{\omega_2 C_0} - \omega_2 L}{1 + \frac{C_2}{C_0} - \omega_2^2 LC_2} = 3,13$$

$$\text{ou } \frac{\text{tg} \frac{\omega_1 l}{C}}{\text{tg} \frac{\omega_2 l}{C}} = 29,2.$$

Par solution graphique, la première racine est :

$$\frac{\omega_1 l}{C} = 1,020 \quad \text{tg} \frac{\omega_1 l}{C} = 1,625$$

La longueur de ligne est alors $0,1622 \lambda$, ou $0,661''$. Par substitution, on peut calculer l'impédance qui est égale à $56,2 \Omega$.

Pour trouver la largeur de bande et le coefficient de surtension de chacun des circuits, l'expression de la réactance est différenciée par rapport à la fréquence et substituée dans l'équation (19) :

$$Q = \frac{1}{2R} \left[\omega L + \frac{1}{\omega C_0} + \frac{\omega C_2}{\left(\omega C_2 - \frac{1}{Z_0} \cotg \frac{\omega l}{C}\right)^2} + \frac{\frac{\omega l}{C}}{Z_0 \left(\omega C_2 \sin \frac{\omega l}{C} - \frac{1}{Z_0} \cos \frac{\omega l}{C}\right)^2} \right]$$

En résolvant cette équation par rapport à la fréquence signal, il vient :

$$Q_1 = \frac{281}{R}$$

et à la fréquence « idler »

$$Q_2 = \frac{186,6}{R}$$

La valeur de R dans l'équation permettant de déterminer Q_2 est le R' calculé précédemment. Dans l'équation donnant Q_1 , R' est multipliée par $(1 + \mu)$. La multiplication peut être réalisée ainsi seulement si $(\mu + 1)R$ est petit comparé à $1/C_0$.

Pour un gain de 15 dB, la largeur de bande est égale à :

$$BW = \frac{2}{\sqrt{G_0}} \cdot \frac{2}{\mu + 1} \cdot \frac{1}{\frac{Q_1}{f_1} + \frac{Q_2}{f_2}} = 44,5 \text{ MHz.}$$

Les amplificateurs paramétriques réalisés selon ce principe ont des bandes passantes très voisines de cette valeur calculée.

Le projet d'amplificateur peut être terminé maintenant en fixant l'impédance d'entrée à une valeur approximativement égale à μ fois la partie réelle de l'impédance du varactor à la fréquence signal, soit $25,5 \Omega$, et en réalisant un filtre passe-bas et un transformateur pour ramener cette impédance. Le filtre passe-bas destiné à faire coupure entre la fréquence signal et la fréquence « idler » peut être réalisé en utilisant le procédé esquissé par COHN dans un article dont la référence est [12]. L'amplificateur et le circuit « idler » sont représentés sur la figure 22. La puissance pompe peut être fournie par l'une des méthodes citées dans la 3^e Partie.

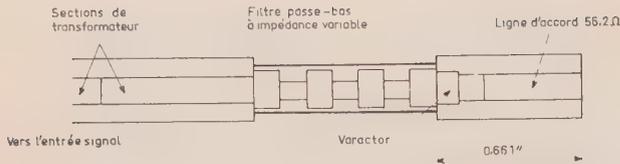


FIG. 22. — Circuits signal et idler de l'amplificateur paramétrique en bande S.

Avec une représentation mathématique de la largeur de bande de l'amplificateur et de son facteur de bruit, les circuits de l'amplificateur peuvent être optimisés en utilisant un calculateur numérique pour

déterminer n'importe quelles combinaisons de ces quantités que les qualités du varactor permettent d'obtenir.

Une extension de cette méthode générale permettrait d'optimiser les caractéristiques du varactor (jonction et boîtier) pour un amplificateur ayant un facteur de bruit et une largeur de bande donnés. Plus simplement le calculateur peut aider à choisir le meilleur varactor possible pour une étude donnée.

L'auteur tient à remercier M. P.E. HARWELL de son aide pour l'analyse de la largeur de bande d'un amplificateur.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BLACKWELL L.A. and KOTZEBUE K.L. — Semiconductor Diode Parametric Amplifier, Prentice-Hall, Engelwood Cliffs, New Jersey, 1961.
- [2] KNETCHLI R.C. and WEGLEIN R.D. — Low-Noise Parametric Amplifier, *Proc. IRE*, vol. 48, pp. 1218-1226, July, 1960.
- [3] GREENE J.C. and SARD E.W. — Optimum Noise and Gain-Bandwidth Performance for a Practical One-port Parametric Amplifier, *Proc. IRE*, vol. 48, pp. 1583-1590, September, 1960.
- [4] KUROKAWA K. and UENOHARA M. — Minimum Noise Figure of the Variable-Capacitance Amplifier, *B.S.T.J.*, vol. 41, pp. 695-722, May, 1961.
- [5] BAKANOWSKI, A.E., CRANNA N.G. and UHLIR A. Jr — Diffused Silicon Non linear Capacitors, *IRE Trans. on E.D.*, vol. ED-6, pp. 384-390, October, 1959.
- [6] IGLESIAS D.E. — Diaphragm Contact for Mesa Diodes, Bell Telephone Labs, Murray Hill, New Jersey, Sixth Interim Report, Microwave Solid State Devices, Contract. DA 36-039 SC-73224, pp. 19-23, August, 1958.
- [7] SEIGEL K. — Comparative Figures of Merit for Available Varactor Diodes, *Proc. IRE*, vol. 49, pp. 809-810, April 1961
- [8] LOMBARDO P.P. and SARD E.W. — Low-Noise Microwave Reactance Amplifiers with Large Gain-Bandwidth Products, Wescon Convention Record, Pt. 1, pp. 83-98, 1959.
- [9] PENFIELD P. Jr., and RAFUSE R.P. — Varactor Applications *M.I.T. Press*, Cambridge, Massachusetts, 1962.
- [10] JOHNSON K.M. — Broad-Band Cavity-Type Parametric Amplifier Design, *IRE Trans. on MTT*, vol. MIT-9, pp. 187-194, March, 1961.
- [11] Radio Research Staff, Harvard University, Very High Frequency Techniques, McGraw-Hill, New York, 1947.
- [12] YOUNG L. — Stepped-Impedance Transformer and Filter Prototypes, *IRE Trans. on MIT*, vol. MTT-10, pp. 339-359, September, 1962.

CALCUL DU BRUIT DANS UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE

par une méthode classique approchée, JUSTIFICATION DE LA MÉTHODE par les fonctions aléatoires

PAR

Y. AYANT et R. CHICAULT

*Société Alsacienne de Constructions Atomiques, de Télécommunications et d'Electronique
Laboratoire de Physique Générale, Faculté des Sciences,
Université de Grenoble*

PREMIÈRE PARTIE

CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR PARAMÉTRIQUE NON DÉGÉNÉRÉ DONT LE CIRCUIT IMAGE EST MONORÉSONNANT

1.1. Méthode classique simplifiée

Cette méthode est basée sur l'hypothèse que chacun des circuits de l'amplificateur est muni d'un filtre supposé parfait, ne laissant passer sans atténuation que les courants de pulsation ω_1 et ω_2 . Dans ces conditions, le circuit image est fondamentalement différent d'un simple circuit accordé. Le schéma d'ensemble est représenté en figure 1.

Nous supposons qu'un circulateur est utilisé. Par la suite, nous assimilerons donc la charge à R_g . Les deux circuits sont accordés respectivement sur les pulsations ω_1 et ω_2 (ou à des pulsations très voisines) telle que $\omega_1 + \omega_2 = \Omega$, pulsation de modulation de la capacité. Les forces électromotrices (f.é.m.) de bruit en série dans chaque circuit seront e_1 pour le circuit de signal et e_2 pour le circuit image. La ma-

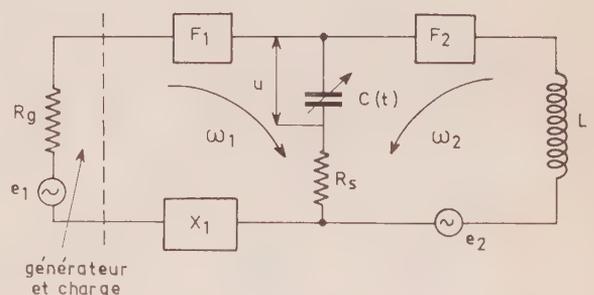


FIG. 1. — Circuit image avec filtre

trice d'admittance de la capacité $C(t)$ étant définie comme suit :

$$\begin{matrix} u_1 \\ u_2^* \end{matrix} = \begin{matrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{matrix} \begin{matrix} i_1 \\ i_2^* \end{matrix}$$

Une relation analogue lie les f.é.m., e_1 et e_2 à i_1 et i_2 . On trouve, en inversant la matrice obtenue :

$$i_1 = \frac{e_1 - \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} e_2^*}{Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}}$$

Z_{T1} est l'impédance totale du circuit de signal, excepté $C(t)$,

Z_{T2} est l'impédance totale du circuit image, excepté $C(t)$.

L'expression du facteur de bruit peut être déduite de la définition :

$$F = \frac{\left(\frac{S}{B}\right)_{entree}}{\left(\frac{S}{B}\right)_{sortie}} = \frac{B_{sortie}}{B_{entree}} \times \frac{1}{G}$$

S et B désignant des puissances. Le gain de l'amplificateur est :

$$G = \frac{4R_g^2}{\left|Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}\right|^2}$$

Nous écrirons :

$$F = \frac{R_g \overline{i_1^2}}{kT_0 \Delta F \times G}$$

mais comme e_1 et e_2 sont des fonctions aléatoires non corrélées : $\overline{e_1 e_2^*} = 0$:

$$F = \frac{e_1^2 + \left|\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}\right|^2 \overline{e_2^{*2}}}{4R_g kT_0 \Delta f}$$

La quantité $\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} e_2^*$ est la tension « induite » dans le circuit de signal aux bornes de $C(t)$ par e_2 . Mais cette expression n'est valable que si i_2 est le seul courant existant dans le circuit image, c'est-à-dire tant que le filtre F_2 est parfait.

Le transfert de puissance du circuit image au circuit de signal est proportionnel à :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e(\omega_2)} = \left|\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}\right|^2$$

En explicitant $\overline{e_1^2}$ et $\overline{e_2^{*2}}$:

$$\overline{e_1^2} = 4k(T_0 R_g + T_d R_S) \Delta f$$

$$\overline{e_2^{*2}} = 4k T_d R_S \Delta f$$

T_d est la température de la diode, T_0 celle de la source de signal. On trouve l'expression classique :

$$F = 1 + \frac{R_S T_d}{R_g T_0} + \left|\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}\right|^2 \frac{R_S T_d}{R_g T_0}$$

Si le circuit image est à la résonance :

$$\left|\frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}\right|^2 = \frac{\Re \omega_1}{R_{T2} \omega_2} = \frac{\Re \omega_1}{R_S \omega_2}$$

\Re : module de la résistance négative dans le circuit de signal.

Le facteur de bruit α pour valeur (1) :

$$F = 1 + \frac{R_S T_d}{R_g T_0} + \frac{\Re T_d \omega_1}{R_g T_0 \omega_2}$$

Plus généralement, on peut exprimer le facteur de bruit par :

$$F = 1 + \frac{R_S T_d}{R_g T_0} + \frac{J_u(\omega_1) R_S T_d}{J_e(\omega_2) R_g T_0}$$

1.2. Méthode classique améliorée

Un cas pratique important d'amplificateur paramétrique à diode est celui dans lequel le circuit image est constitué par la jonction proprement dite et son boîtier. Le choix des paramètres, capacités et self, permet d'obtenir une résonance propre à la pulsation image ω_2 . Dans ce cas, il n'est pas possible de mettre un filtre entre la source principale de bruit « blanc », soit R_S et le circuit résonnant image. Dans ces conditions, il nous a paru intéressant de poursuivre l'analyse en considérant dans ce circuit une source de bruit (e_1)_i de pulsation ω_1 en plus de la source e_2 déjà considérée précédemment. Bien que le circuit soit fortement désaccordé à la pulsation ω_1 , un courant de bruit, si faible soit-il, donnera une contribution directe, sans changement de fréquence, à la tension u_1 aux bornes de la capacité modulée. Ce terme de bruit supplémentaire apparaît comme une amélioration au premier ordre du modèle classique dans lequel le filtre F_2 supposé parfait n'existe pas réellement.

Lorsqu'une résonance propre de la diode est utilisée pour constituer le circuit image, il n'est généralement pas possible d'obtenir une autre résonance propre à la pulsation de signal choisie. Une réactance d'accord extérieure est nécessaire. Nous supposons l'existence d'un filtre F_1 dans le circuit de signal. Son rôle est de rendre le circuit image quasi-indépendant.

Le circuit d'amplificateur paramétrique précédent doit être modifié (fig. 2) pour le calcul du facteur de bruit. Le circulateur n'est pas représenté, mais nous assimilerons la résistance d'utilisation R_u à R_g .

(1) D'après L.A. BLACKWELL et K.L. KOTZEBUE : « Semiconductor-Diode parametric Amplifiers ».

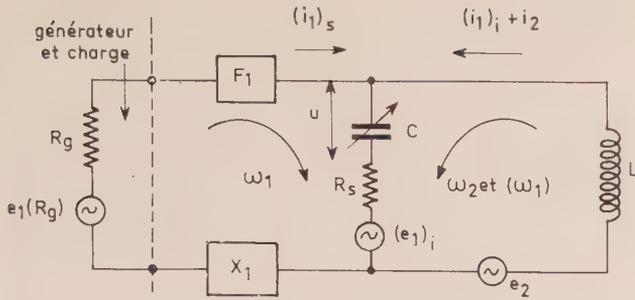


FIG. 2. — Circuit image sans filtre.

Avec les notations déjà utilisées, la loi d'ohm écrite dans le circuit de signal, à la pulsation ω_1 , s'exprime par :

$$e_1 = e_1(R_g) + (e_1)_i = u_1 + R_S[(i_1)_s + (i_1)_i] + (Z_{T1} - R_S)(i_1)_s$$

Dans le circuit image, si $(Z_{T1})_i$ est l'impédance de boucle à ω_1 , sauf la contribution de $C(t)$:

$$(e_1)_i = u_1 + R_S[(i_1)_s + (i_1)_i] + [(Z_{T1})_i - R_S](i_1)_i$$

A la pulsation ω_2 , nous avons :

$$e_2^* = u_2^* + Z_{T2}^* i_2^*$$

Comme nous avons une relation matricielle entre les u et les i donnée par les caractéristiques de $C(t)$, soit :

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (i_1)_s + (i_1)_i \\ i_2 \end{pmatrix}$$

Nous écrivons les trois relations précédentes sous forme matricielle : $|e\rangle = |Z| |i\rangle$

$$\begin{pmatrix} e_1 \\ (e_1)_i \\ e_2^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{11} + Z_{T1} & Z_{11} + R_S & Z_{12} \\ Z_{11} + R_S & Z_{11} + (Z_{T1})_i & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{21} & Z_{22} + Z_{T2}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (i_1)_s \\ (i_1)_i \\ i_2^* \end{pmatrix}$$

Pour déterminer le facteur de bruit, nous calculons la puissance de bruit dissipée dans $R_g = R_u$. Nous allons exprimer d'abord $(i_1)_s$ en inversant la matrice Z :

$$\begin{pmatrix} (i_1)_s \\ (i_1)_i \\ i_2^* \end{pmatrix} = |Z^{-1}| \begin{pmatrix} e_1 \\ (e_1)_i \\ e_2^* \end{pmatrix} \quad \text{soit : } |i\rangle = |Z^{-1}| |e\rangle$$

Seule, la première ligne de Z^{-1} nous intéresse :

$$Z^{-1} = \frac{Z_{22} + Z_{T2}^*}{\det Z} \begin{vmatrix} Z_{11} + (Z_{T1})_i - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} & - (Z_{11} + R_S) + \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} & \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} [R_S - (Z_{T1})_i] \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

En posant les quantités a, b, c :

$$a = Z_{11} + (Z_{T1})_i - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}$$

$$b = - (Z_{11} + R_S) + \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}$$

$$c = \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} [R_S - (Z_{T1})_i]$$

il vient :

$$(i_1)_s = \frac{ae_1 + b(e_1)_i + ce_2^*}{\det Z} \frac{1}{Z_{22} + Z_{T2}^*}$$

Le facteur de bruit est, d'une manière générale :

$$F = \frac{\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{entree}}}{\left(\frac{S}{B}\right)_{\text{sortie}}} = \frac{B_{\text{sortie}}}{B_{\text{entree}} \times \text{Gain}}$$

$$B_{\text{sortie}} = R_g \cdot \overline{(i_1)_s^2}$$

$B_{\text{entree}} \times G =$ Puissance de bruit fournie à la charge si la seule source de bruit de l'amplificateur était celle du générateur, $e_1(R_g)$.

Nous écrivons :

$$B_{\text{entree}} \times G = R_g \cdot \overline{(i_1)_s^2} [e_1(R_g)]$$

$$F = \frac{\overline{(i_1)_s^2}}{\overline{(i_1)_s^2} [e_1(R_g)]}$$

Pour le calcul de $\overline{(i_1)_s^2}$, nous devons tenir compte d'une corrélation entre e_1 et $(e_1)_i$, la résistance R_S étant commune aux deux circuits. On voit que :

$$\overline{(e_1)_i e_1} = \overline{(e_1)_i [(e_1)_i + e_1(R_g)]} = \overline{(e_1)_i^2}$$

$e_1(R_g)$ étant une f.é.m. aléatoire non corrélée avec $(e_1)_i$. Il en résulte que :

$$\overline{(i_1)_s^2} = \frac{|a|^2 \overline{e_1^2} + 2|a| |b| \overline{(e_1)_i^2} + |b|^2 \overline{(e_1)_i^2} + |c|^2 \overline{e_2^{*2}}}{\left| \frac{\det Z}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2}$$

et :

$$\overline{(i_1)_s^2 [e_1(R_g)]} = \frac{|a|^2 e_1^2(R_g)}{\left| \frac{\det Z}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2}$$

Supposant le générateur à la température T_0 et la résistance de la diode à la température T_d , nous avons :

$$e_1^2(R_g) = 4kT_0R_g\Delta f$$

$$(e_1)_i^2 = e_2^{*2} = 4kT_dR_s\Delta f$$

$$\begin{aligned} e_1^2 &= [(e_1)_i + e_1(R_g)]^2 = (e_1)_i^2 + e_1^2(R_g) \\ &= 4k(T_0R_g + T_dR_s)\Delta f. \end{aligned}$$

Le facteur de bruit est alors :

$$F = \frac{|a|^2 e_1^2 + [2|a| |b| + |b|^2 + |c|^2] e_2^{*2}}{|a|^2 e_1^2(R_g)}$$

$$F = 1 + \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_0} + \frac{2|a| |b| + |b|^2 + |c|^2}{|a|^2} \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_0}$$

Par analogie avec le cas simple précédent, il est possible de décrire le transfert de puissance par le coefficient :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e} = \frac{2|a| |b| + |b|^2 + |c|^2}{|a|^2}$$

Le résultat de la méthode simplifiée peut être obtenu en ajoutant un filtre F_2 , ce qui revient à dire que $(Z_{T_1})_i$ devient infini.

1.3. Calculs numériques appliqués à l'amplificateur paramétrique

Dans le but d'apprécier la différence des deux méthodes précédentes, nous allons calculer numériquement le facteur de bruit en fixant les paramètres des circuits à des valeurs courantes en pratique.

La capacité modulée $C(t)$ est définie par :

$$\begin{cases} C_0 = 0,1615 \text{ pF} \\ \gamma_1 = C_1/C_0 = 0,2 \\ \Omega/2\pi = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \end{cases}$$

Nous prendrons : $\begin{cases} L = 8 \cdot 10^{-10} \text{ H} \\ R_S = 10 \Omega \end{cases}$

La fréquence de signal sera choisie à :

$$\omega_1/2\pi = 3 \cdot 10^9 \text{ Hz}$$

donc :

$$\omega_2/2\pi = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$$

Nous avons calculé, par ailleurs, la matrice d'impé-

dance de $C(t)$ dans le cas de i_1 et $i_2 \neq 0$, tous les autres courants étant supposés nuls :

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 - \gamma_1^2}{jC_0\omega_1(1 - 3\gamma_1^2)} & \frac{\gamma_1}{jC_0\omega_2(1 - 3\gamma_1^2)} \\ \frac{-\gamma_1}{jC_0\omega_1(1 - 3\gamma_1^2)} & \frac{-(1 - 2\gamma_1^2)}{jC_0\omega_2(1 - 3\gamma_1^2)(1 - \gamma_1^2)} \end{pmatrix}$$

Remarque : Il n'a pas été utilisé de développement limité en fonction de γ_1 ; aussi les expressions sont-elles valables quel que soit $\gamma_1 < 0,5$.

Dans la figure 2, X_1 a été choisi pour accorder le circuit de signal, soit :

$$I_m \left(Z_{11} + Z_{T_1} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right) = 0.$$

Le gain a été choisi de 20 dB, ce qui détermine R_g :

$$R_g = 94,45 \Omega \text{ (voir § 1)}$$

1.3.1. Méthode simplifiée

$$\left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2 = 1,83$$

$$F = 1 + \frac{R_S}{R_g} \frac{T_d}{T_0} + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2 \frac{R_S}{R_g} \frac{T_d}{T_0}$$

Si $T_d = T_0$: $F = 1,106 + 0,194 = 1,3$ (1,14 dB)

La température de bruit effective de l'amplificateur est :

$$T_{\text{eff}_1} = (F - 1)T_0 = \frac{R_S}{R_g} T_d \left\{ 1 + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2 \right\}$$

Pour $T_d = 290 \text{ °K}$, $T_{\text{eff}_1} = 87 \text{ °K}$.

1.3.2. Méthode améliorée

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e} = \frac{2|a| |b| + |b|^2 + |c|^2}{|a|^2} = 3,202$$

$$F = 1,106 + 0,339 = 1,445$$
 (1,6 dB)

Pour $T_d = 290 \text{ °K}$,

$$T_{\text{eff}_2} = \frac{R_S}{R_g} T_d \left\{ 1 + \frac{J_u(\omega_1)}{J_e} \right\} = 129 \text{ °K}$$

1.3.3. Comparaison des températures de bruit effectives calculées en prenant la méthode améliorée comme méthode de référence

Ecart absolu : $T_{\text{eff}_1} - T_{\text{eff}_2} = -42 \text{ °K}$.

Ecart relatif : $\frac{T_{\text{eff}_1} - T_{\text{eff}_2}}{T_{\text{eff}_2}} = -0,325$.

Remarques : Les résultats des calculs numériques comparés nous suggèrent les deux questions suivantes :

1° Le fait de ne pas considérer un circuit accordé comme un filtre parfait nous a conduit à envisager une source de bruit $(e_1)_t$ dans le circuit image. Cependant, nous avons négligé une infinité d'autres sources de bruit à d'autres fréquences. Dans quelle mesure est-il légitime de négliger ces autres sources ?

2° Le transfert de la puissance de bruit du circuit

image au circuit de signal implique, en général, une conversion de fréquence. Est-il légitime de considérer des f.é.m. de bruit qui sont des fonctions aléatoires, comme des grandeurs sinusoïdales, et de leur appliquer le même formalisme ?

Pour essayer de répondre à ces questions, nous avons pensé qu'il serait utile d'approfondir l'étude d'un circuit simple, suggéré par le circuit image de l'amplificateur paramétrique. C'est ce qui va être exposé dans la deuxième partie.

DEUXIÈME PARTIE

CALCUL DU BRUIT

DANS LE CAS D'UN CIRCUIT PARAMÉTRIQUE SIMPLE MÉTHODE DE LA DENSITÉ SPECTRALE

2.1. Position du problème

Dans le circuit représenté en figure 3, la capacité est modulée périodiquement, c'est donc une fonction périodique du temps. Or, la résistance R est une source primaire de bruit, c'est-à-dire qu'elle possède une f.é.m. de bruit $e(t)$ qui est une fonction aléatoire (F.A.) du temps, stationnaire, gaussienne et à spectre pratiquement blanc, ce qui signifie que la densité spectrale $J_e(\omega)$ est indépendante de ω dans les domaines de pulsations qui nous intéressent.

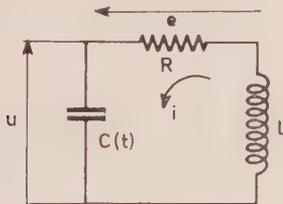


FIG. 3.

Dans un circuit où C ne serait pas modulée, les autres quantités qui interviennent, comme, par exemple, la différence de potentiel (d.d.p.) u aux bornes de la capacité elle-même, sont obtenues à partir de $e(t)$ par l'action d'opérateurs filtres :

$$u(t) = \alpha e(t)$$

α étant un certain opérateur linéaire commutant avec d/dt (c'est-à-dire ayant mêmes fonctions propres), Le résultat est que u est encore une fonction aléatoire (F.A.) stationnaire, gaussienne, mais la densité spectrale (D.S.) n'est plus « blanche ». Introduisons une fonction de ω , définie par :

$$\alpha e^{j\omega t} = a(\omega) e^{j\omega t}$$

(car le fait que α commute avec d/dt revient à dire que $\exp(j\omega t)$ est fonction propre de α). On trouve la relation suivante entre les D.S. de $e(t)$ et de $u(t)$:

$$J_u(\omega) = |a(\omega)|^2 J_e(\omega)$$

2.2. Définition d'une densité spectrale pour les fonctions aléatoires non stationnaires

Soit $x(t)$ une fonction aléatoire du temps (fig. 4).

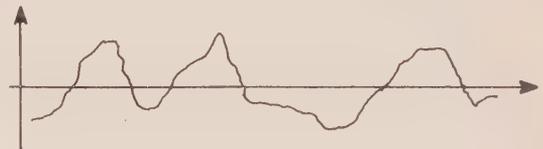


FIG. 4.

On prend un intervalle de temps très grand, de 0 à T . Soit une réalisation de :

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{j\omega_n t} \quad \text{où } \omega_n = \frac{2\pi n}{T}$$

Les ξ_n forment un système de variables aléatoires :

$$\int_0^T |x(t)|^2 dt = T \overline{|x(t)|^2}$$

où $\overline{|x(t)|^2}$ est le symbole d'une moyenne temporelle effectuée sur une réalisation de la F.A. Il est possible de faire une moyenne statistique sur le résultat obtenu ; si la F.A. est ergodique, ce qui est certainement le cas dans le problème posé, la moyenne statistique est superflète car il n'y aura pas dispersion statistique de la moyenne temporelle effectuée sur diverses réalisations :

$$\overline{|x(t)|^2} = \sum_{nm} \int_0^T dt \xi_n^* \xi_m e^{j(\omega_m - \omega_n)t}$$

$$T \overline{|x(t)|^2} = \sum_{nm} \int_0^T dt \overline{\xi_n^* \xi_m} e^{j(\omega_m - \omega_n)t} = T \sum_n \overline{|\xi_n|^2}$$

$$\overline{|x(t)|^2} = \sum_n \overline{|\xi_n|^2}$$

$$\overline{|x(t)|^2} = \sum_n \overline{|\xi_n|^2} \quad \text{si } x(t) \text{ est ergodique.}$$

On va pouvoir donner une définition de la densité spectrale d'une F.A. non stationnaire.

On considère les $\omega_n : \omega < \omega_n < \omega + d\omega$, il y en a dN tels que :

$$d\omega = \frac{2\pi dN}{T} :$$

$$\lim_{\substack{T \rightarrow \infty \\ n \rightarrow \infty}} \frac{T}{2\pi} \overline{|\xi_n|^2} = J(\omega)$$

$J(\omega)$ ainsi défini serait la bonne densité spectrale si $x(t)$ était une F.A. stationnaire : il est légitime de la considérer comme la densité spectrale d'une F.A. dans le cas non stationnaire.

2.3. Calcul de la densité spectrale de la différence de potentiel u

q étant la charge de la capacité, on a :

$$e(t) = \left(L \frac{d^2}{dt^2} + R \frac{d}{dt} + \frac{1}{C} \right) q(t)$$

$$u(t) = \frac{1}{C} q(t).$$

En substituant ceci dans la précédente, on a :

$$(t e) = L(\ddot{C}u + 2\dot{C}\dot{u} + C\ddot{u}) + R(\dot{C}u + C\dot{u}) + u$$

Ecrivant la loi de la capacité sous la forme :

$$C(t) = C_0 + 2C_1 \cos \Omega t,$$

u est donnée par l'équation différentielle :

$$\begin{aligned} e(t) = & LC_0\ddot{u} + RC_0\dot{u} + u \\ & + (-2LC_1\Omega^2u + 2LC_1\dot{u} + 2RC_1\dot{u}) \cos \Omega t \\ & + (-4LC_1\Omega\dot{u} - 2\Omega RC_1u) \sin \Omega t. \end{aligned}$$

On peut mettre $e(t)$ sous la forme :

$$e(t) = (\alpha + 2\beta \cos \Omega t + 2\gamma \sin \Omega t) \cdot u(t)$$

α, β, γ étant des opérateurs commutant avec d/dt ,

$$\alpha = LC_0 \frac{d^2}{dt^2} + RC_0 \frac{d}{dt} + 1$$

$$2\beta = 2LC_1 \frac{d^2}{dt^2} + 2RC_1 \frac{d}{dt} - 2LC_1\Omega^2$$

$$2\gamma = -4LC_1\Omega \frac{d}{dt} - 2RC_1\Omega.$$

En introduisant les fonctions $a(\omega), b(\omega), c(\omega)$:

$$\begin{aligned} a(\omega) &= -LC_0\omega^2 + RC_0j\omega + 1 & \alpha e^{j\omega t} &= a(\omega)e^{j\omega t} \\ b(\omega) &= C_1(-L\omega^2 + Rj\omega - L\Omega^2) & \beta e^{j\omega t} &= b(\omega)e^{j\omega t} \\ c(\omega) &= -C_1\Omega(2Lj\omega + R) & \gamma e^{j\omega t} &= c(\omega)e^{j\omega t} \end{aligned}$$

Aux bornes de la résistance :

$$e(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{j\omega_n t}$$

et à celles du condensateur :

$$u(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \eta_n e^{j\omega_n t}.$$

Reprenant l'expression antérieure de $e(t)$ fonction de α, β, γ , et utilisant les valeurs propres de ces opérateurs, nous obtenons :

$$\begin{aligned} e(t) = & \sum_n \xi_n e^{j\omega_n t} = \sum_n \eta_n a(\omega_n) e^{j\omega_n t} \\ & + \sum_n (e^{j\Omega t} + e^{-j\Omega t}) \eta_n b(\omega_n) e^{j\omega_n t} \\ & + \frac{1}{j} \sum_n (e^{j\Omega t} - e^{-j\Omega t}) \eta_n c(\omega_n) e^{j\omega_n t}. \end{aligned}$$

En posant :

$$\omega_n = \frac{2\pi n}{T} \quad \text{et} \quad \Omega = \frac{2\pi N}{T}$$

où N et T sont très grands,

$$\begin{aligned} \sum_n \xi_n e^{\frac{j2\pi nt}{T}} = & \sum_n \eta_n a(\omega_n) e^{\frac{j2\pi nt}{T}} \\ & + \sum_n \eta_{n-N} b(\omega_{n-N}) e^{\frac{j2\pi nt}{T}} \\ & + \sum_n \eta_{n+N} b(\omega_{n+N}) e^{\frac{j2\pi nt}{T}} \\ & + \frac{1}{j} \left[\sum_n \eta_{n-N} C(\omega_{n-N}) e^{\frac{j2\pi nt}{T}} \right. \\ & \left. - \sum_n \eta_{n+N} C(\omega_{n+N}) e^{\frac{j2\pi nt}{T}} \right]. \end{aligned}$$

Identifications :

$$\begin{aligned} \xi_n = & a(\omega_n)\eta_n + [b(\omega_{n-N}) - jC(\omega_{n-N})] \eta_{n-N} \\ & + [b(\omega_{n+N}) + jC(\omega_{n+N})] \eta_{n+N}. \end{aligned}$$

Les ξ définissant $e(t)$, F.A. stationnaire à spectre blanc de densité spectrale J_e :

$$\overline{\xi_n^* \xi_{n'}} = \delta_{nn'} \frac{2\pi}{T} J_e$$

$$|\xi\rangle = A|\eta\rangle \quad |\eta\rangle = A^{-1}|\xi\rangle$$

$$\eta_m = \sum_n (A^{-1})_{mn} \xi_n$$

$$|\overline{\eta_m}|^2 = \overline{\eta_m \eta_m^*} = \sum_{nn'} (A^{-1})_{mn} [(A^{-1})_{mn'}]^* \xi_n \xi_{n'}^*$$

$$\frac{2\pi}{T} J_u(\omega_m) = \sum_n (A^{-1})_{mn} [(A^{-1})_{mn}]^* \frac{2\pi}{T} J_e$$

$$J_u(\omega_m) = \sum_n (A^{-1})_{mn} [(A^{-1})_{mn}]^* J_e$$

$$J_u(\omega_m) = \sum_n |(A^{-1})_{mn}|^2 J_e.$$

2.4. Calcul des éléments de matrice

Explicitons les éléments de la matrice A définie ci-dessus par :

$$|\xi\rangle = A|\eta\rangle$$

Nous écrivons un ω_n quelconque : $\omega_n = \omega_0 + p\Omega$ où p est entier $<$, $=$ ou $>$ 0. En effet, la matrice A ne connecte que des composantes de pulsations égales

modulo Ω comme on peut le voir dans l'expression de ξ_n . Désignant par $A_{p,p}$ le terme diagonale générale de A ,

$$A_{p,p} = a(\omega_n) = 1 - LC_0(\omega_0 + p\Omega)^2 + jRC_0(\omega_0 + p\Omega)$$

Les termes non diagonaux étant $A_{p,p-1}$ et $A_{p,p+1}$:

$$A_{p,p-1} = b(\omega_{n-N}) - jC(\omega_{n-N})$$

$$\begin{aligned} &= -LC_1[\omega_0 + (p-1)\Omega]^2 + jRC_1[\omega_0 + (p-1)\Omega] \\ &\quad - LC_1\Omega^2 - 2LC_1[\omega_0 + (p-1)\Omega]\Omega + jRC_1\Omega \\ &= -LC_1(\omega_0 + p\Omega)^2 + jRC_1(\omega_0 + p\Omega) \end{aligned}$$

De même, $A_{p,p+1} = b(\omega_{n+N}) + jC(\omega_{n+N})$

On trouve : $A_{p,p+1} = A_{p,p-1}$

Appelons γ_1 le paramètre de modulation : $\gamma_1 = C_1/C_0$. Entre les éléments diagonaux et non diagonaux, nous avons la relation suivante :

$$A_{p,p-1} = \gamma_1(A_{p,p-1})$$

Pour trouver la densité spectrale de la tension u aux bornes de C , nous devons d'abord déterminer les éléments de la matrice A , infinie dans les deux sens, puis calculer la matrice inverse ou, tout au moins, autant de ses lignes que l'on voudra obtenir de composantes de $J_u(\omega)$.

TROISIÈME PARTIE

JUSTIFICATION DU CALCUL RÉALISÉ A PARTIR DE LA MATRICE D'ADMITTANCE D'UNE CAPACITÉ MODULÉE

Dans le circuit de la figure 5, identique à celui du précédent chapitre, la capacité $C(t)$ est la même fonction périodique du temps :

$$C(t) = C_0 + 2C_1 \cos \Omega t$$

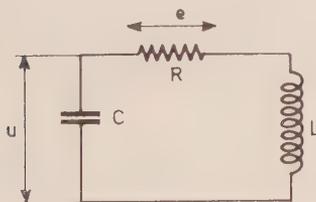


FIG. 5.

Faisant les mêmes hypothèses, nous cherchons, comme précédemment, la densité spectrale de u à une pulsation particulière ω_1 . Le courant i dans le circuit est, en valeur instantanée :

$$i = \frac{d}{dt} [C(t)u(t)] = \left[\frac{d}{dt} C(t) \right] u(t) + C(t) \frac{d}{dt} u(t).$$

Nous supposons d'abord que u est sinusoïdale, de fréquence $\omega/2\pi$; il apparaît dans i des termes en ω , en $\Omega + \omega$ et $\Omega - \omega$. Dans le circuit, le courant i sera la superposition d'une infinité de composantes sinusoïdales ω modulo Ω . Ecrivons que l'une d'elles a pour pulsation $\pm \omega_1$:

$$n\Omega \pm \omega = \pm \omega_1$$

Nous ne nous intéresserons qu'aux valeurs positives de ω que nous désignerons par :

$$\omega_n = n\Omega \mp \omega_1$$

Pour traiter le problème, nous devrions tenir compte d'une infinité de composantes de pulsations ω_n , présentes dans le circuit. Nous nous proposons de réaliser le calcul de manière classique ; nous allons donc essayer de limiter le nombre des ω_n en donnant des précisions supplémentaires sur le circuit étudié et en faisant les remarques suivantes :

1° Le circuit est accordé sur la pulsation $\Omega - \omega_1$ que nous appellerons ω_2 , lorsque $\gamma_1 = 0$.

Soit : $LC_0\omega_2^2 = 1.$

2° Si $X = L\omega - 1/C_0\omega$, on obtient :

$$\frac{X(\omega_n)}{X(\omega_1)} = \frac{LC_0\omega_n^2 - 1}{LC_0\omega_1^2 - 1} \times \frac{\omega_1}{\omega_n}$$

Ce rapport tend vers $k\omega_n$ pour $\omega_n \gg \omega_2$ où $k = Cte.$

Pour limiter le nombre des ω_n , nous prenons arbitrairement comme critère que si $|X(\omega_n)|/|X(\omega_1)| > 10$, les courants correspondants $i(\omega_n)$ sont tenus pour négligeables par rapport à $i(\omega_1)$ et, a fortiori, par rapport à $i(\omega_2)$. Pour les applications numériques où : $0,805 < \omega_1/\omega_2 < 1,309$, quel que soit Ω , on trouve que pour $n \geq 3$, la condition $|X(\omega_n)|/|X(\omega_1)| > 10$ est satisfaite. Pour ω_1/ω_2 non compris entre les deux limites ci-dessus, il faudrait déterminer n minimal.

3° Nous nous limitons au cas où les courants peuvent être négligés pour $n \geq 3$. Quand ils ne sont pas négligeables, ils interviennent comme une correction dans l'expression de $u(\omega_1) = u_1$ tant que $C_1 \ll C_0$ (voir la matrice d'admittance ci-après).

L'approximation faite en ne prenant que $n < 3$ est donc de négliger une perturbation du deuxième

$$|B| = \begin{vmatrix} (R+jL\omega_1)jC_0\omega_1+1 & (R+jL\omega_1)jC_1\omega_1 & (R+jL\omega_1)jC_1\omega_1 & 0 & 0 \\ (R-jL\omega_2)(-jC_1\omega_2) & (R-jL\omega_2)(-jC_0\omega_2) & 0 & (R-jL\omega_2)(-jC_1\omega_2) & 0 \\ (R+jL\omega_3)(jC_1\omega_3) & 0 & (R+jL\omega_3)(jC_0\omega_3) & 0 & (R+jL\omega_3)(jC_1\omega_3) \\ 0 & (R-jL\omega_4)(-jC_1\omega_4) & 0 & (R-jL\omega_4)(-jC_0\omega_4) & 0 \\ 0 & 0 & (R+jL\omega_5)(jC_1\omega_5) & 0 & (R+jL\omega_5)(jC_0\omega_5) \end{vmatrix} + 1$$

ordre. Finalement, nous retenons pour ce calcul les courants suivants :

- i_1 de pulsation ω_1
- i_2 » $\omega_2 = \Omega - \omega_1$
- i_3 » $\omega_3 = \Omega + \omega_1$
- i_4 » $\omega_4 = 2\Omega - \omega_1$
- i_5 » $\omega_5 = 2\Omega + \omega_1$

Nous allons utiliser la matrice d'admittance donnée par BLACKWELL et KOTZEBUE [1] dans le cas de fonctions sinusoïdales pour exprimer les i en fonction des u aux bornes de $C(t)$:

$$\begin{vmatrix} i_1 \\ i_2^* \\ i_3 \\ i_4^* \\ i_5 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} jC_0\omega_1 & jC_1\omega_1 & jC_1\omega_1 & 0 & 0 \\ -jC_1\omega_2 & -jC_0\omega_2 & 0 & -jC_1\omega_2 & 0 \\ jC_1\omega_3 & 0 & jC_0\omega_3 & 0 & jC_1\omega_3 \\ 0 & -jC_1\omega_4 & 0 & -jC_0\omega_4 & 0 \\ 0 & 0 & jC_1\omega_5 & 0 & jC_0\omega_5 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} u_1 \\ u_2^* \\ u_3 \\ u_4^* \\ u_5 \end{vmatrix}$$

Remarquons que, dans cette écriture, les i et u contiennent les amplitudes et les phases respectives. Sous forme condensée, nous écrirons :

$$|i\rangle = |A| |u\rangle$$

Ecrivons la loi d'Ohm pour le circuit étudié, à chacune des fréquences :

$$\begin{aligned} e_1 - u_1 &= (R + jL\omega_1) i_1 \\ e_2^* - u_2^* &= (R - jL\omega_2) i_2^* \\ &\dots \end{aligned}$$

La partie située à droite est simplement le produit de deux matrices $|D|$ et $|i\rangle$.

Soit :

$$D = \begin{vmatrix} R + jL\omega_1 & & & & \\ & R - jL\omega_2 & & & \\ & & R + jL\omega_3 & & \\ & & & R - jL\omega_4 & \\ & & & & R + jL\omega_5 \end{vmatrix}$$

nous aurons : $|e\rangle = D|i\rangle + |u\rangle$
 $|e\rangle = |D \times A + 1| |u\rangle = |B| |u\rangle$

On trouve la matrice B ci-après :

Nous obtiendrons : $|u\rangle = [B]^{-1}|e\rangle = |\alpha| |e\rangle$

Comme on ne s'intéresse qu'à la composante u_1 de pulsation ω_1 , seule la première ligne de la matrice $|B|^{-1}$ sera nécessaire. u_1 sera une combinaison linéaire des e_1, e_2^*, \dots

Essayons maintenant de justifier ce calcul quand e est une f.é.m. de bruit blanche. $e(\omega)$ et $u(\omega)$ ne sont plus des grandeurs sinusoïdales. La f.é.m. $e(t)$ qui est une fonction aléatoire stationnaire peut se décomposer en série de Fourier :

$$e(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{j\omega_n t}$$

où $a_n = a_{-n}^* = |a_n| e^{j\phi_n}$.

La composante de Fourier pour une fréquence ω_n peut être écrite :

$$e_n = a_n e^{j\omega_n t} + a_{-n} e^{-j\omega_n t}$$

$$e_n = 2 |a_n| \cos(\omega_n t + \phi_n)$$

$|a_n|$ et ϕ_n sont deux variables aléatoires stochastiquement indépendantes. Les composantes de Fourier qui nous intéressent seront :

$$e_1 = 2 |a_1| e^{j\phi_1}; \quad e_2^* = 2 |a_2| e^{-j\phi_2}, \text{ etc.}$$

Car, en valeur instantanée, nous avons :

$$e_1 e^{j\omega_1 t} = 2 |a_1| e^{j(\omega_1 t + \phi_1)}$$

Etant entendu que seule la partie réelle doit être considérée, la densité spectrale de u à ω_1 sera proportionnelle à :

$$\langle u_1^2 \rangle = \overline{|\alpha_{11}e_1 + \alpha_{12}e_2^* + \alpha_{13}e_3 + \alpha_{14}e_4^* + \alpha_{15}e_5|^2}$$

où les α_{ij} sont les éléments de matrice de $|B|^{-1}$. La barre signifie qu'on fait la moyenne temporelle.

Comme les phases ϕ_j sont non corrélées, les produits croisés $e_1 e_2$, etc., sont nuls.

$$\overline{|a_1| |a_2| e^{j(\phi_1 - \phi_2)}} = |a_1| \overline{e^{j\phi_1}} \times |a_2| \overline{e^{-j\phi_2}} = 0.$$

On obtient :

$$\langle u_1^2 \rangle = |\alpha_{11}|^2 \overline{e_1^2} + |\alpha_{12}|^2 \overline{e_2^{*2}} + \dots$$

mais :

$$e_1^2 = e_2^2 = e_2^{*2} = \dots = e_i^2$$

$$\langle u_1^2 \rangle = (|\alpha_{11}|^2 + |\alpha_{12}|^2 + \dots + |\alpha_{15}|^2) e^2.$$

Examinons la matrice $|B|$ qui permet de passer des composantes de u aux composantes de e . Chaque ligne est composée de trois éléments :

$$e_1 = \beta_{1,-1} u^*(\Omega - \omega_1) + \beta_{1,0} u(\omega_1) + \beta_{1,1} u(\omega_1 + \Omega)$$

$$e_2^* = \beta_{2,-1}^* u(\Omega - \omega_2) + \beta_{2,0}^* u^*(\omega_2) + \beta_{2,1}^* u^*(\omega_2 + \Omega)$$

Toutes les pulsations ω_i considérées jusqu'ici sont positives. Mais on pourrait se passer de cette condition en remarquant que $u(\omega) = u^*(-\omega)$:

$$e_1 = \beta_{1,-1} u(\omega_1 - \Omega) + \beta_{1,0} u(\omega_1) + \beta_{1,1} u(\omega_1 + \Omega)$$

$$e_2 = \beta_{2,-1} u(\omega_2 - \Omega) + \beta_{2,0} u(\omega_2) + \beta_{2,1} u(\omega_2 + \Omega)$$

$$e_i = \beta_{i,-1} u(\omega_i - \Omega) + \beta_{i,0} u(\omega_i) + \beta_{i,1} u(\omega_i + \Omega)$$

Les éléments de la matrice B sont, pour la ligne i :

$$\beta_{i,-1} = \beta_{i,1} = -LC_1 \omega_i^2 + jRC_1 \omega_i$$

$$\beta_{i,0} = 1 - LC_0 \omega_i^2 + jRC_0 \omega_i$$

3.1. Comparaison des deux méthodes

Comparons maintenant les éléments de la matrice B avec ceux de la matrice A de la méthode précédente. Nous avons $|\xi\rangle = A|\eta\rangle$. Les ξ définissant la force électromotrice e et les η définissant la tension u . Nous voyons que les éléments diagonaux des deux matrices sont identiques, soit $A_{p,p} = \beta_{i,0}$. Le développement des éléments non diagonaux en fonction de R, L, C_0, C_1 et $(\omega_0 + p\Omega)$ montre aussi que :

$$A_{p,p-1} = A_{p,p+1} = \beta_{i,-1} = \beta_{i,1}$$

La dernière méthode qui utilise au départ une matrice d'admittance d'ordre 5 nous permet d'identifier partiellement les termes de B aux termes généraux de A (centraux seulement) de la méthode I. Il est évident que, partant d'une matrice d'admittance d'ordre de plus en plus élevé, l'identification à la méthode I serait de plus en plus parfaite. Si nous considérons cette méthode comme rigoureuse, il en résulte, après comparaison des éléments de matrice, que la méthode II l'est aussi dans son principe.

A priori, cependant, il était malgré tout permis de douter de la méthode II utilisant au départ une matrice d'admittance élaborée pour l'étude des amplificateurs paramétriques. Cette matrice a été établie dans le cas où les grandeurs intéressantes sont purement sinusoïdales. Le passage à des grandeurs fluctuantes a été fait en dernier lieu, en conservant, le plus tard possible, l'information de phase de chaque composante. Au contraire, dans la méthode I, on considère, dès le départ, les grandeurs comme des fonctions aléatoires, ergodiques, mais non stationnaires, ce qui est physiquement beaucoup plus réaliste et mathématiquement plus rigoureux.

QUATRIÈME PARTIE

CALCULS NUMÉRIQUES APPLIQUÉS AU CIRCUIT SIMPLE

Il nous a paru intéressant d'étudier la densité spectrale J_u en fonction des principaux paramètres du circuit. Il était indispensable, avant d'entreprendre ce calcul, de savoir si une matrice finie permettait de représenter mathématiquement le problème avec une précision élevée. Dans cet esprit, des essais de

convergence des résultats ont été réalisés en fonction de l'ordre de la matrice A utilisée. Pour $\gamma_1 = 0,48$, une matrice d'ordre 41 et une matrice d'ordre 31 donnent des résultats convergents à mieux que 10^{-3} . Cet écart relatif descend à 10^{-5} lorsque $\gamma_1 = 0,45$. Les calculs faits avec une matrice d'ordre 31 donnent

des résultats valables tant que $\gamma_1 < 0,48$. Mais une matrice d'ordre 11 suffit dans la majorité des cas, si $\gamma_1 \leq 0,4$.

4.1. ETUDE DE J_u EN FONCTION DE γ_1 (fig. 6 et 7)

La fonction $J_u(\omega_1)$ passe par un maximum, puis décroît rapidement. On pourrait s'attendre, a priori, à un accroissement monotone de $J_u(\omega_1)$ quand γ_1 augmente. Il est probable que le circuit est de plus en plus désaccordé au fur et à mesure que γ_1 croît. Cette hypothèse est renforcée par l'étude des variations de J_u en fonction de la self L .

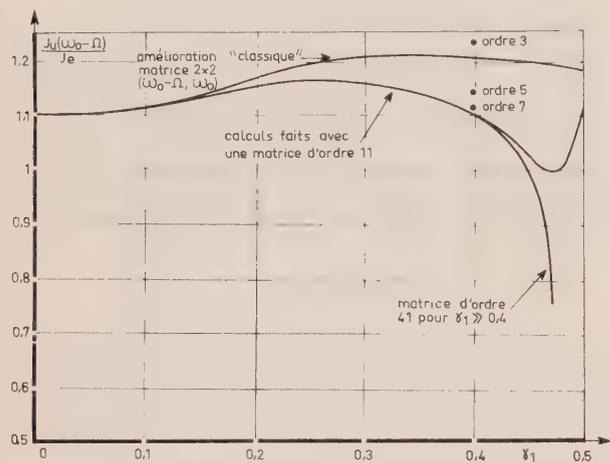


FIG. 6. — Densité spectrale $J_u(\omega_0 - \Omega)$ en fonction du demi-taux de modulation de la capacité.

Paramètres utilisés pour les calculs :
 $C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $L = 8 \cdot 10^{-10}$ H ; $R = 4 \Omega$;
 $\omega_0 = 2 \pi \cdot 1,4 \cdot 10^{10}$ r/s ; $\Omega = 2 \pi \cdot 1,7 \cdot 10^{10}$ r/s.

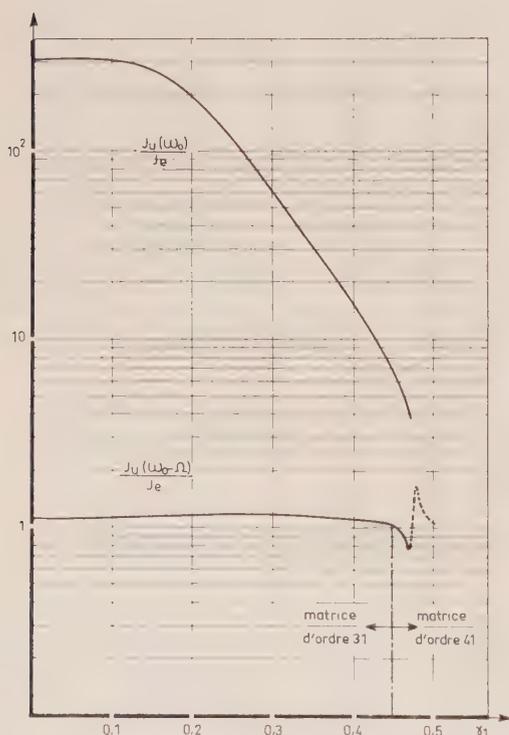


FIG. 7. — Densités spectrales J_u comparées en fonction de γ_1 . Mêmes paramètres que ceux de la figure 6.

Dans le cas de l'amélioration « classique » (deux fréquences seulement), l'expression de la densité spectrale s'exprime en fonction des impédances définies dans la première partie, soit :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e} = \frac{\left| Z_{11} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2 + \left| \frac{Z_{12} Z_{T1}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2}{\left| Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2}$$

Cette expression a été utilisée pour l'étude en fonction du paramètre γ_1 seulement.

4.2. ETUDE DE J_u EN FONCTION DE LA SELF L (fig. 8)

La variation de $J_u(\omega_0 - \Omega)$ est très semblable à une courbe de résonance. On note un déplacement du maximum qui ne correspond plus à $LC_0(\omega_0 - \Omega)^2 = 1$,

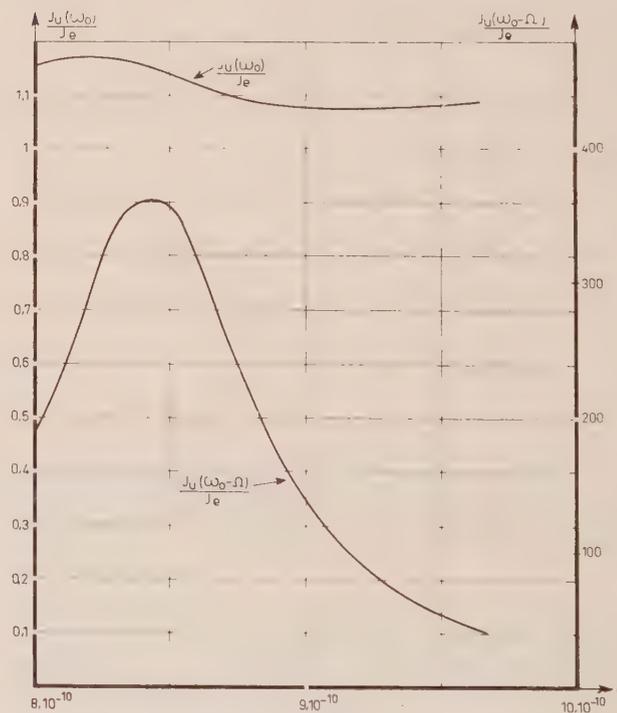


FIG. 8. — Densités spectrales J_u en fonction de la self L .

Paramètres utilisés pour les calculs :
 $C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $\gamma_1 = 0,2$; $R = 4 \Omega$; $\Omega = 2 \pi \cdot 1,7 \cdot 10^{10}$ r/s ;
 $\omega_0 = 2 \pi \cdot 0,3 \cdot 10^{10}$ r/s ; matrice d'ordre 11.

mais à $L_{max} C_{moy} (\omega_0 - \Omega)^2 = 1$, où $L_{max}/L \simeq 1,052$, donc : $C_{moy}/C_0 = 1/1,052$. L'amélioration classique qui consiste à utiliser une matrice d'ordre $2(\omega_0 - \Omega, \omega_0)$ permet de calculer $C_{moy}/C_0 = 1/1,089$.

On remarque que la valeur du maximum de : $J_u(\omega_0 - \Omega)/J_e \simeq 363$ (où $\gamma_1 = 0,2$) est nettement plus grande que la valeur $J_u(\omega_0)/J_e \simeq 310$ pour $\gamma_1 = 0$, de la figure 7.

(Noter que : $|(\omega_0 - \Omega)|$ fig.8 = ω_0 fig. 7).

La courbe qui représente $J_u(\omega_0)/J_e$ présente, elle aussi, un maximum ($\simeq 1,17$) pour $L \simeq 8,22 \cdot 10^{-10}$ H et un minimum très flou pour $L \simeq 9,2 \cdot 10^{-10}$ H.

4.3. ETUDE DE J_u EN FONCTION DE LA PULSATION DE MODULATION Ω (fig. 9)

On observe un maximum très marqué de $J_u(\omega_0 - \Omega)$ au voisinage de $\Omega/\omega_0 = \Omega/\Omega - \omega_0 = 2$ (mode de fonctionnement des amplificateurs paramétriques dégénérés). On note une dissymétrie très marquée de part et d'autre du maximum. Dans la même région, la densité spectrale $J_u(\omega_0)$ subit des variations très brutales (successivement un maximum et un minimum).

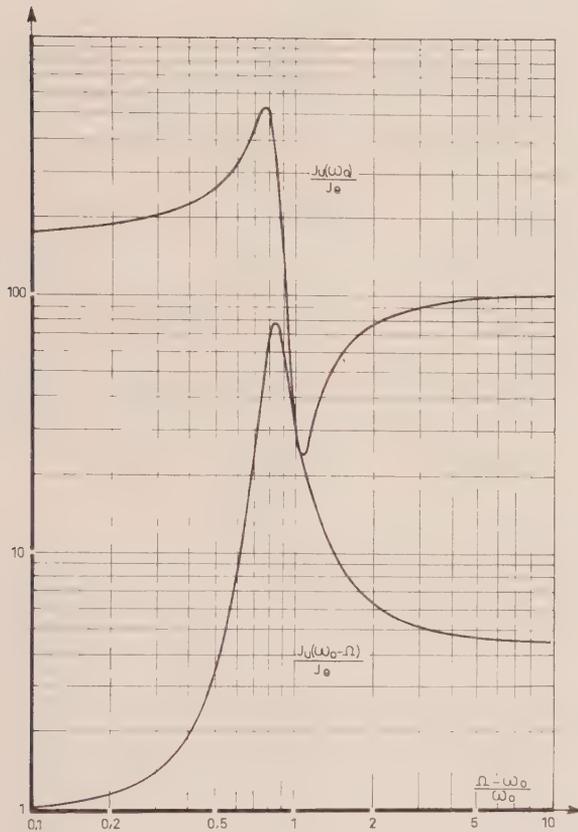


FIG. 9. — Densités spectrales J_u en fonction de la pulsation de modulation Ω .

Paramètres utilisés pour les calculs :

$C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $L = 8 \cdot 10^{-10}$ H ; $\gamma_1 = 0,2$; $R = 4 \Omega$;

$$\omega_0 = 2\pi \cdot 1,4 \cdot 10^{10} = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}$$

Ordre de la matrice utilisée pour les calculs : 31.

4.4. ETUDE DE J_u EN FONCTION DE LA RÉSISTANCE R (fig. 10)

L'amortissement du circuit semble être la cause d'une diminution monotone de J_u . Cependant, la loi de décroissance est très différente de celle du coefficient de surtension.

4.5. ETUDE DE LA PRÉCISION DES RÉSULTATS EN FONCTION DE L'ORDRE DE LA MATRICE (fig. 11 et 12)

Pour de faibles valeurs de $\gamma_1 (< 0,2)$, il apparaît que la convergence des calculs est obtenue avec une matrice d'ordre 3 à environ 1 % près pour $J_u(\omega_1)$. Pour des valeurs de γ_1 plus élevées, cette conver-

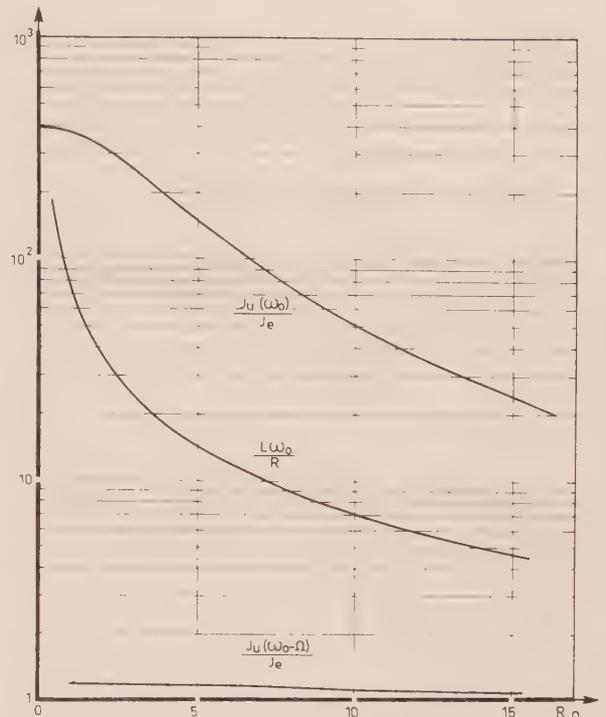


FIG. 10. — Coefficient de surtension et densités spectrales comparées en fonction de la résistance R .

Paramètres utilisés pour les calculs :

$C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $L = 8 \cdot 10^{-10}$ H ; $\gamma_1 = 0,2$;

$\Omega = 2\pi \cdot 1,7 \cdot 10^{10}$ r/s ; $\omega_0 = 2\pi \cdot 1,4 \cdot 10^{10}$ r/s ;

matrice d'ordre 21.

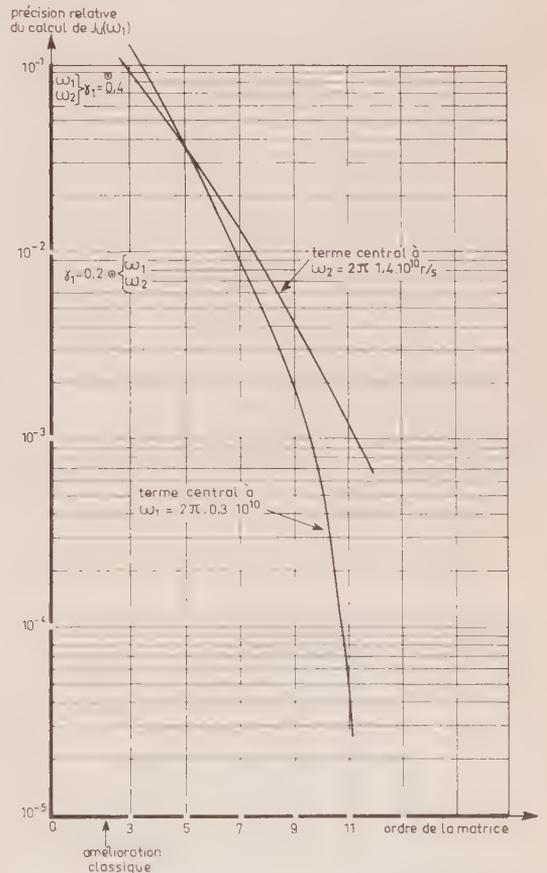


FIG. 11. — Précision du calcul de $J_u(\omega_1)$ en valeur relative pour $\gamma_1 = 0,4$ en fonction de l'ordre de la matrice.

Paramètres utilisés pour les calculs :

$C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $L = 8 \cdot 10^{-10}$ H ; $\gamma_1 = 0,4$; $R = 4 \Omega$;

$\Omega = 2\pi \cdot 1,7 \cdot 10^{10}$ r/s $\omega_1 + \omega_2$; $\omega_0 = \omega_1$ ou ω_2 .

CINQUIÈME PARTIE

CONCLUSION

Nous avons fait les calculs numériques d'une part, dans le cas général d'une matrice pseudo-infinie et, d'autre part, en nous limitant à une matrice 2×2 , c'est-à-dire en négligeant tous les courants autres que i_1 et i_2 (méthode II).

Le calcul numérique a été fait en fonction des paramètres γ_1 , L , $\Omega - \omega_0/\omega_0$ et R dans le cas d'une matrice pseudo-infinie et en fonction de γ_1 seulement dans le cas d'une matrice d'ordre 2.

En fonction de γ_1 , on observe un écart relatif des résultats obtenus avec ces deux matrices, lequel augmente de façon monotone. Cet écart, nul pour $\gamma_1 = 0$, est d'environ 1 % pour $\gamma_1 = 0,2$. Il devient très élevé au fur et à mesure que γ_1 tend vers 0,5.

Dans le but de s'approcher du cas théorique limite où la matrice est infinie, un essai de convergence a été fait en fonction de l'ordre effectif de cette matrice. Il apparaît que la convergence est d'autant plus facilement réalisée que γ_1 est plus petit.

Après avoir comparé les deux méthodes précédentes (§ II) appliquées au cas d'un circuit simple, il paraît alors légitime d'appliquer à un circuit plus compliqué (en l'occurrence, celui d'un amplificateur paramétrique), la méthode II (matrice d'admittance).

Remarque concernant le calcul du facteur de bruit des amplificateurs paramétriques.

Jusqu'à présent, les diodes à capacité variable (varactor) utilisées dans ces systèmes avaient des possibilités de non-linéarités moyennes; γ_1 étant voisin de 0,2 ou 0,25. Au fur et à mesure que l'on disposera de diodes avec des γ_1 utilisables plus importants (0,3 ou 0,4), il sera indispensable de considérer, dans le circuit image, non pas une ou deux fréquences pour calculer le bruit de l'amplificateur (comme ceci a été fait dans la première partie), mais un spectre d'autant plus large que γ_1 sera plus grand.

Nous tenons à remercier Messieurs GASTINEL et DE CHASTELLIER, du LABORATOIRE DE MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES, pour leur fructueuse coopération aux traitements numériques des calculs.

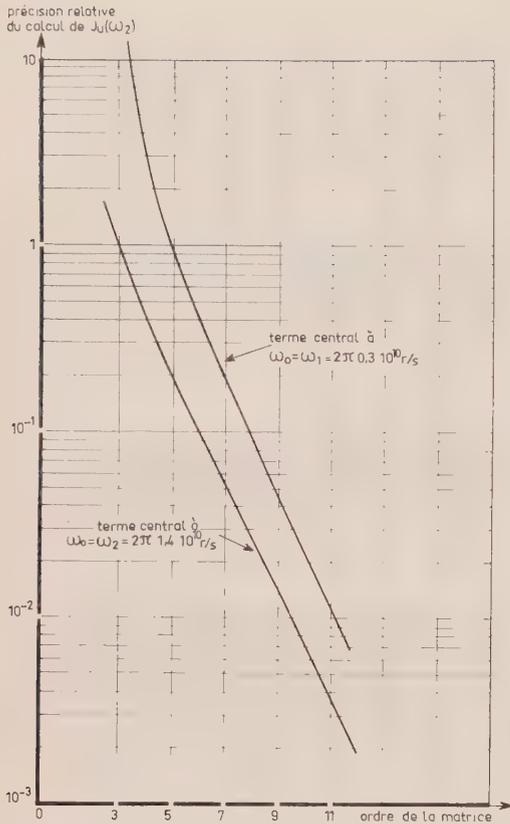


FIG. 12. — Précision du calcul de $J_u(\omega_2)$ en valeur relative pour $\gamma_1 = 0,4$ en fonction de l'ordre de la matrice.

Paramètres utilisés pour les calculs :

$C_0 = 0,1615 \cdot 10^{-12}$ F ; $L = 8 \cdot 10^{-10}$ H ; $\gamma_1 = 0,4$; $R = 4 \Omega$;
 $\Omega = 2 \pi \cdot 1,7 \cdot 10^{10}$ r/s $= \omega_1 + \omega_2$; $\omega_0 = \omega_1$ ou ω_2 .

gence est moins facile à obtenir. En particulier, pour $\gamma_1 = 0,4$, $J_u(\omega_1)$ est calculé à mieux de 1 % à condition de prendre une matrice d'ordre 9; $J_u(\omega_2)$ est calculé à 1 % près avec une matrice d'ordre 11.

On remarque que, selon le choix de la pulsation $\omega_0(\omega_1$ ou $\omega_2)$, la précision obtenue est différente dans le calcul de J_u . Si on prend $\omega_0 = \omega_1$, $J_u(\omega_1)$ a la précision maximale pour une matrice d'ordre donné, alors que $J_u(\omega_2)$ a la précision minimale, et vice-versa, dans le cas $\omega_0 = \omega_2$.

AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES NON DÉGÉNÉRÉS

PAR

L. MATTHAEI

*Department of Electrical Engineering
University of California
Santa Barbara, Californie*

Sommaire

Le problème de la conception des amplificateurs paramétriques à large bande se ramène essentiellement à celui de la conception des réseaux adaptateurs d'impédance appropriés au couplage à une diode de capacitance variable.

Les réseaux adaptateurs d'impédance à large bande efficace ont nécessairement des structures de filtre, aussi, bien des techniques exposées dans cette étude sont-elles fondamentalement des techniques de calcul des filtres adaptateurs d'impédance [2]. Ces études concernent, en premier lieu, les problèmes liés à la conception d'amplificateurs paramétriques non dégénérés à large bande. Mais la plupart des principes s'appliquent également aux autres amplificateurs à large bande et à résistance négative tels que les amplificateurs à diode tunnel et les masers [1].

On voit qu'une étape importante dans la conception d'un amplificateur paramétrique à large bande [7] ou d'un amplificateur à diode tunnel consiste dans la conception correcte des circuits associés à la diode du résonateur. Dans le cas des amplificateurs à diode tunnel, on peut, dans la bande de fréquences considérée, assimiler la diode du résonateur à un circuit LC comportant une résistance négative. La diode et le circuit associé sont les éléments d'un amplificateur à un résonateur de largeur de bande maximale. On peut multiplier par 3 ou 5 la largeur de bande d'un amplificateur à un résonateur en ajoutant d'autres résonateurs de manière à former un filtre adaptateur d'impédance à plusieurs résonateurs. Le cas des amplificateurs paramétriques est plus compliqué. En effet, l'action de conversion de fréquence de la pompe fait apparaître l'impédance du

circuit « idler » comme équivalente à une résistance négative et à un circuit LC dont l'inductance et la capacitance sont toutes les deux négatives à la fréquence du signal [1, 6]. Un effet semblable se produit dans le cas des masers. Les filtres adaptateurs d'impédance pour amplificateurs paramétriques et amplificateurs à diode tunnel se calculent aisément à l'aide des tables de Getsinger relatives aux filtres passe-bas et aux amplificateurs à résistance négative [1, 2]. Toutefois, cette méthode est plus précise dans le cas des amplificateurs à diode tunnel qui ne comportent ni inductance ni capacitance négatives [1]. Cette méthode serait plus précise encore dans le cas des amplificateurs paramétriques à large bande s'il existait des tables se rapportant aux filtres prototypes passe-bas ; mais de telles tables ne sont pas disponibles actuellement. Dans la référence [7], on trouvera traitée une autre méthode de calcul des amplificateurs paramétriques non dégénérés à large bande comportant deux résonateurs d'entrée. Cette dernière méthode ne nécessite pas l'emploi de filtres passe-bas.

On trouvera les grandes lignes de la conférence présentée au Colloque international des Récepteurs micro-ondes à faible Bruit dans les références [4, 7, 1 et 6]. Les autres références de la liste ci-jointe comprennent des renseignements qui sortent un peu du cadre de cet article. D'autre part, la liste a été considérablement développée pour tenir compte des références en langue anglaise qui contiennent d'autres points de vue et des précisions supplémentaires.

On trouvera également ci-dessous quelques références en langue anglaise sur la conception des amplificateurs paramétriques à large bande.

BIBLIOGRAPHIE

A. References Containing Tables of Low-Pass Prototype Filters for Negative-Resistance-Type Amplifiers.

- [1] GETSINGER W.J. — « Prototypes for Use in Broadbanding Reflection Amplifiers », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-11, pp. 486-497 (November 1963).
- [2] MATTHAEI G.L., YOUNG L., JONES E.M.T., *Microwave Filters. Impedance Matching Networks, and Coupling Structures*, McGraw-Hill Book Co., New York (1964), Secs. 4.04, 4.11, 11.08 to 11.10.
- B. Parametric Amplifier References.
- [3] ROWE H.E. « Some General Properties of Non-Linear Elements, II, Small Signal Theory », *Proc. IRE*, Vol. 46, pp. 850-860, (May 1958). This paper also appears on pp. 48-51 of Ref. 5.
- [4] MATTHAEI G.L., « A Study of the Optimum Design of Wide-Band Parametric Amplifiers and Up-Convertors », *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-9, pp. 23-38 (January 1961). This paper also appears on pp. 127-142 of Ref. 5.
- [5] *Selected Papers on Semiconductor Microwave Electronics*, Edited by S.N. Levine and R.R. Kurzrok, Dover Publications, Inc., New York (1964).
- [6] DEJAGER J.T., « Maximum Bandwidth Performance of a Non-Degenerate Parametric Amplifier with Single-Tuned Idler Circuit », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-12, pp. 459-467 (July 1964).
- [7] GETSINGER W.J. and MATTHAEI G.L., « Some Aspects of the Design of Wide-Band Up-Convertors and Non-Degenerate Parametric Amplifiers », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-12, pp. 77-87 (January 1964).
- [8] KUH E.S. and FUKADA M., « Optimum Synthesis of Wide-Band Parametric Amplifiers and Convertors », *IRE Trans. on Circuit Theory*, Vol. CT-9, pp. 410-415 (December 1961).
- [9] HEFFNER H. and WADE G. « Gain, Band Width, and Noise Characteristics of the Variable-Parameter Amplifier », *Journal of Applied Physics*, Vol. 29, pp. 1321-1331 (September 1958). This paper also appears on pp. 104-114 of Ref. 5.
- [10] KLIPHUIS J., « C-Band Non-Degenerate Parametric Amplifier with 500-Megacycle Bandwidth », *Proc. IRE*, Vol. 49, pp. 961 (May 1961).
- [11] HENOCH B.T., « A New Method for Designing Wide-Band Parametric Amplifiers », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-11, pp. 62-72 (January 1963).
- [12] JOHNSON K.M. « Broad-Band Cavity-Type Parametric Amplifier Design », *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-9, pp. 187-194 (March 1961).
- [13] JOHNSON K.M., « Broad-Band S-Band Parametric Amplifier », *Proc. IRE*, Vol. 49, p. 1943 (December 1961).
- [14] GRACE M., « An Extremely Wide-Band Tunable S-Band Parametric Amplifier », *Proc. IRE*, Vol. 49, p. 1940 (December 1961).
- [15] HAYASI S. and KUROKAWA T., « A Balanced-Type Parametric Amplifier », *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-10, pp. 185-190 (May 1962).

- [16] BLACKWELL L.A. and KOTZEBUE K.L., *Semiconductor-Diode Parametric Amplifiers*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N.J., (1961).
- [17] GREENE J.C. and SARD E.W., « Optimum Noise and Gain-Bandwidth Performance for a Practical One-Port Parametric Amplifier », *Proc. IRE*, Vol. 48, pp. 1583-1590 (September 1960).
- [18] GILDEN M. and MATTHAEI G.L., « Practical Design and Performance of Nearly Optimum, Wide-Band Degenerate Parametric Amplifiers », *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-9, pp. 484-490 (November 1961).
- [19] BOSSARD B.B. and PETTAI R., « Broad-Band Parametric Amplifiers by Simple Experimental Techniques », *Proc. IRE*, Vol. 50, pp. 328-329 (March 1962).
- [20] KUROKAWA K., « On the Use of Passive Circuit Measurements for the Adjustment of Variable Capacitance Amplifiers », *Bell System Technical Journal*, Vol. 41, pp. 361-381 (January 1962).
- [21] AITCHISON C.S., DAVIES R. and GIBSON P.J., « A Simple Diode Parametric Amplifier for use at S, C, and X Band », *Proc. of the Symposium on Microwave Application of Semiconductors*, London, June 1965.
- [22] HUMPHREYS B.L., « Characteristics of Broad-Band Parametric Amplifiers Using Filter Networks », *Proc. IEE*, (London), Vol. 111, p. 264-274 (February 1964).
- [23] CONNORS W.P., « Maximally Flat Bandwidth of a Non-degenerate Parametric Amplifier with Double Tuned Signal Circuit and Single Tuned Idler Circuit », *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-13, pp. 251-252 (March 1965).
- C. Some Papers which Show the Similarity Between the Problem of Broad-Banding Masers and the Problem of Broad-Banding Parametric Amplifiers.
- [24] KYHL R.K. McFARLANE R.A. and STRANDBERG M.W.P., « Negative L and C in Solid-State Masers », *Proc. IRE*, Vol. 50, pp. 1608-1623 (July 1962).
- [25] See Reference 1 above.
- D. Some Papers Dealing with Measurement of Diode Parameters.
- [26] HOULDING N., « Measurement of Varactor Quality », *Microwave Journal*, Vol. 3, pp. 40-45 (January 1960).
- [27] HARRISSON R.T., « Parametric Diode Q Measurement », *Microwave Journal*, Vol. 3, pp. 43-46 (May 1960).
- [28] BLAKE C. and DOMINICK F.J., « Transmission Test Method for High-Q Varactors », *Microwaves*, p. 18 (January 1965).
- [29] ROBERTS D.A.E., « Measurement of Varactor Diode Impedance », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-12, pp. 471-475 (July 1964).
- [30] ROBERTS D.A.E. and WILSON K., « Evaluation of High Quality Varactor Diodes », *Proc. of the Symposium on Microwave Application of Semiconductors*, London (June 1965).
- [31] GETSINGER W.J., « The Packaged and Mounted Diode as a Microwave Circuit », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-14, pp. 58-70 (February 1966).
- [32] See Ref. 19 above.
- [33] DELOACH B.C., « A New Microwave Measurement Technique to Characterize Diodes and an 800-Gc Cutoff Frequency Varactor at Zero Volt Bias », *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-12, pp. 15-20 (January 1964).

AMPLIFICATEUR A FAIBLE BRUIT DE LA STATION AU SOL DE FUCINO

PAR

F. CARASSA

*Professeur au Politecnico di Milano
Consultant au Laboratoire de recherches
de la Società Generale di Telefonia ed Elettronica*

G.B. STRACCA

*Chef du Laboratoire de recherches
en hyperfréquences
de la Società Generale di Telefonia ed Elettronica*

1. Introduction

Cet article donne quelques renseignements sur l'amplificateur à faible bruit installé dans la station au sol de Fucino pour l'utilisation avec le satellite EARLY BIRD. Les modèles d'amplificateurs précédemment utilisés dans la station de Fucino pour les expériences TELSTAR et RELAY seront également examinés.

La station au sol de Fucino a été construite par TELESPIAZIO, l'agence italienne pour la communication par satellite. Les deux systèmes de communication, l'un pour la période expérimentale (TELSTAR et RELAY) et l'autre pour la première opération commerciale (EARLY BIRD), ont été étudiés, fabriqués et installés par la SOCIETA GENERALE DI TELEFONIA ED ELETTRONICA [1] [2] [3] [4].

Dans les deux systèmes mentionnés, l'amplification à faible bruit est basée sur l'amplification paramétrique. Dans le premier équipement, l'amplificateur comprend deux amplificateurs paramétriques en cascade, l'un refroidi à la température de l'azote liquide (77 °K) et l'autre à la température ambiante. Les deux amplificateurs paramétriques, à part leur température de fonctionnement, sont identiques, comme le montre le schéma de la figure 1. Ils utilisent un varactor à l'arséniure de gallium de type VD 118A de RCA, dont la fréquence de coupure (à -6 V) est d'environ 250 GHz. La puissance de pompe à 18 GHz est fournie par un klystron oscillateur contrôlé en fréquence par un discriminateur hyperfréquence. Les caractéristiques

des deux amplificateurs paramétriques sont données dans le tableau I.

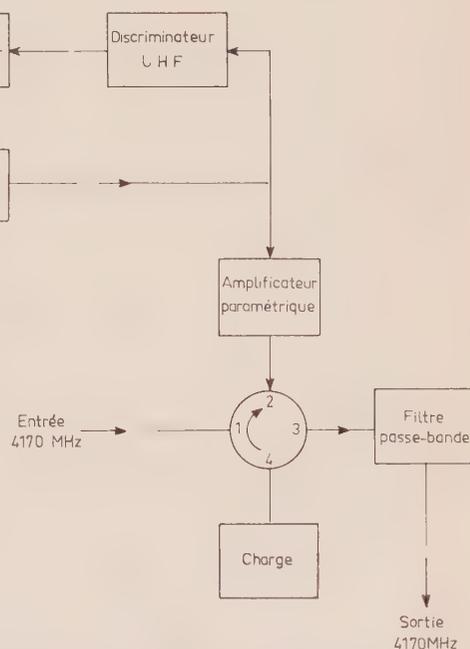


FIG. 1. — Amplificateur paramétrique utilisé avec Telstar et Relay.

D'importantes améliorations ont été apportées à l'équipement utilisé pour le satellite EARLY BIRD, en fait de facteur bruit, de stabilité et de fiabilité. Plusieurs parties de l'équipement utilisent des dispositifs à l'état solide, entre autres les générateurs de

TABLEAU I

Caractéristique	Amplificateur à 77 °K	Amplificateur à temp. ambiante
Gain	15 dB	15 dB
Bande passante à 3 dB	30 MHz	30 MHz
Température de bruit	~ 73 °K	~ 200 °K
Contribution à la température du circulateur et des guides d'onde	~ 24 °K	~ 50 °K
Température de bruit du récepteur	~ 100 °K	

puissance de pompe à 22 GHz pour les amplificateurs paramétriques. La partie hyperfréquence, qui comprend les amplificateurs à faible bruit et le changeur de fréquence, a été montée dans le paraboloïde, connectée directement à la source principale (fig. 2). Le schéma synoptique de cette partie est montré figure 3. Ces éléments principaux, c'est-à-dire les amplificateurs paramétriques, les amplificateurs à

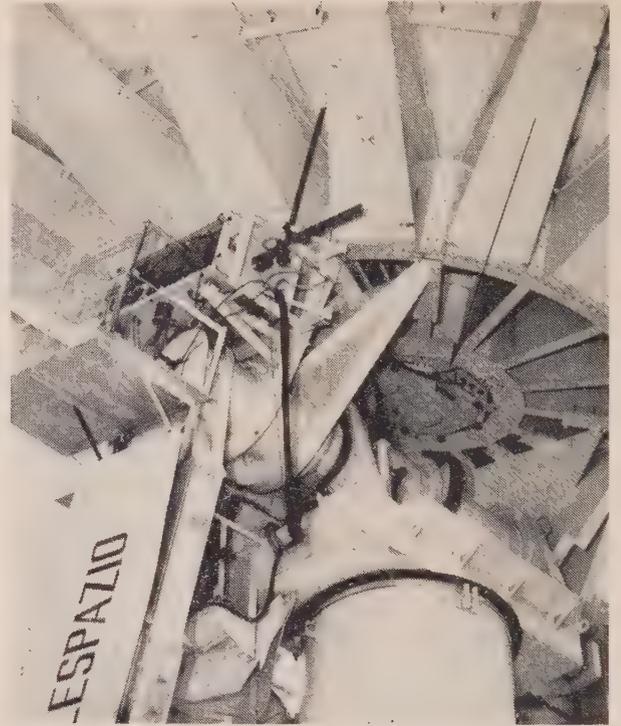


FIG. 2. — Antenne et partie hyperfréquence du récepteur.

diode tunnel et les récepteurs de type conventionnel seront décrits dans les paragraphes suivants.

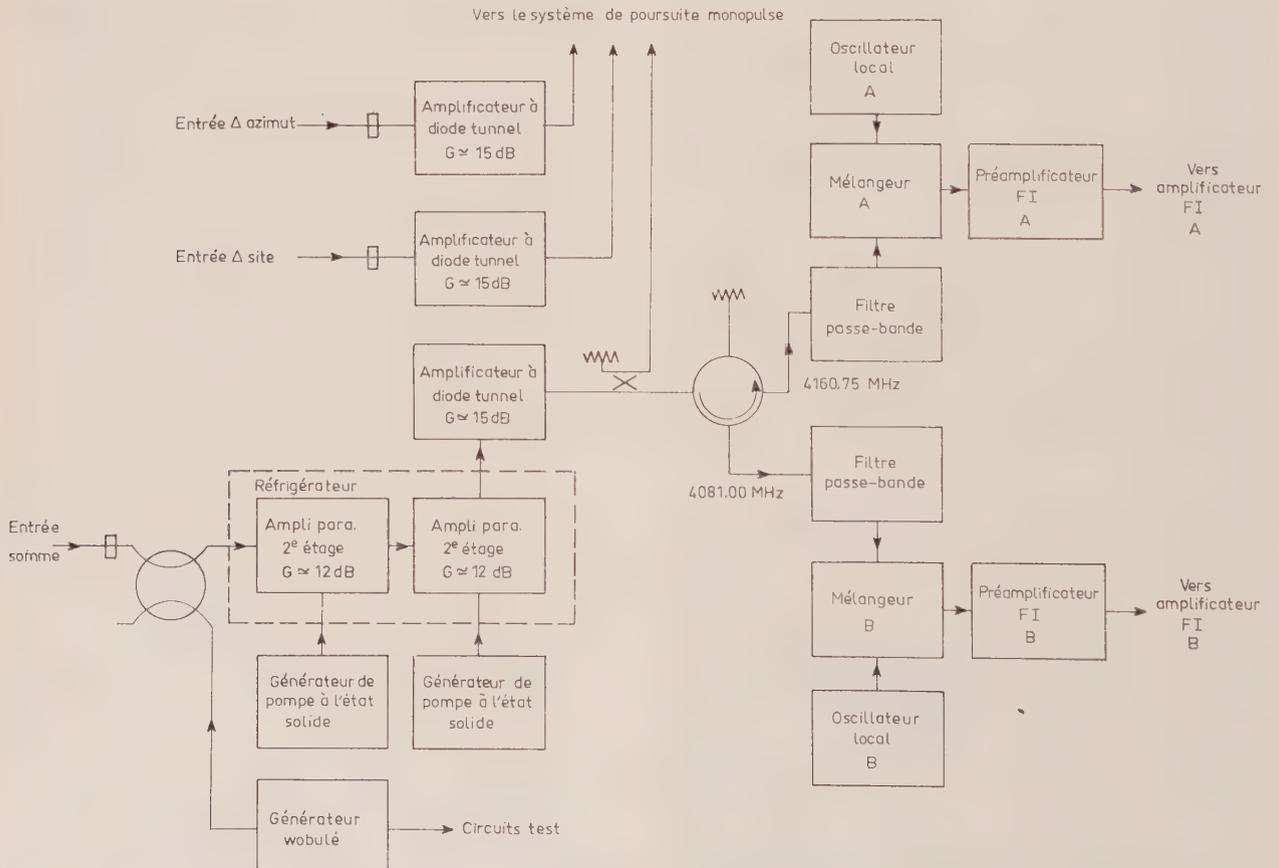


FIG. 3. — Schéma synoptique de la partie hyperfréquence.

2. Amplificateurs paramétriques (1)

TABEAU II

La première amplification est due à deux amplificateurs paramétriques montés en cascade. L'amplificateur agit tant sur les signaux d'information que sur le signal « somme » du système de poursuite monopulse. Les deux amplificateurs paramétriques sont refroidis à environ 20 °K au moyen d'un réfrigérateur en cycle fermé à hélium gazeux, réalisé par A.D. LITTLE Inc., USA.

Chaque amplificateur paramétrique a été conçu suivant le diagramme synoptique de la figure 4. Ces amplificateurs sont du type à réflexion sur résistance négative réalisés suivant le schéma de la figure 5. Ils utilisent un varactor SYLVANIA type D5047C, dont la fréquence de coupure (à -6 V) est d'environ

Caractéristiques de l'amplificateur paramétrique à deux étages pour le fonctionnement avec EARLY BIRD	
Fréquence de pompe	21,5 GHz
Puissance de pompe (deux sources séparées)	100 mW
Température de fonctionnement	20 °K
Gain (14 dB par étage)	28 dB
Bande passante (à -1 dB)	200 MHz
Température de bruit globale	22 °K

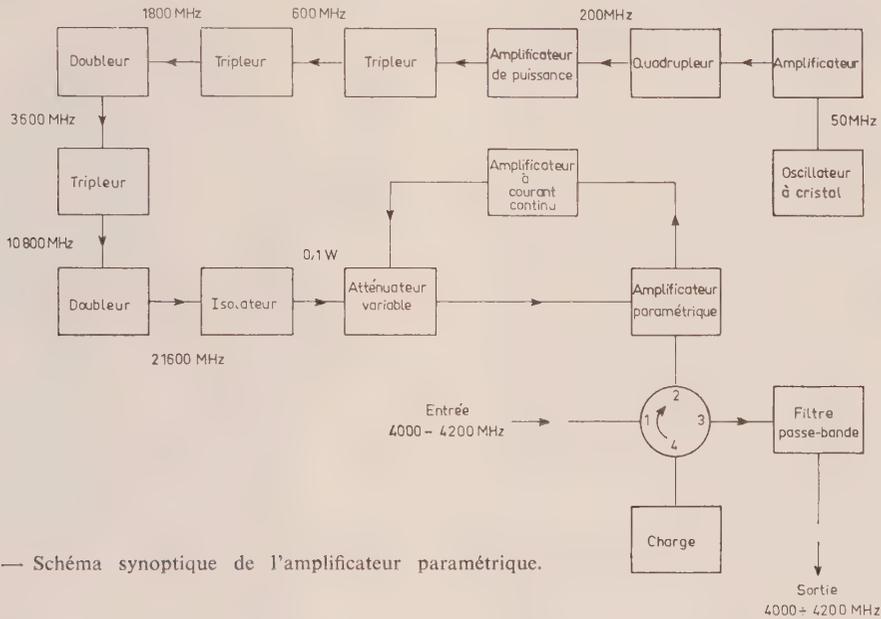


FIG. 4. — Schéma synoptique de l'amplificateur paramétrique.

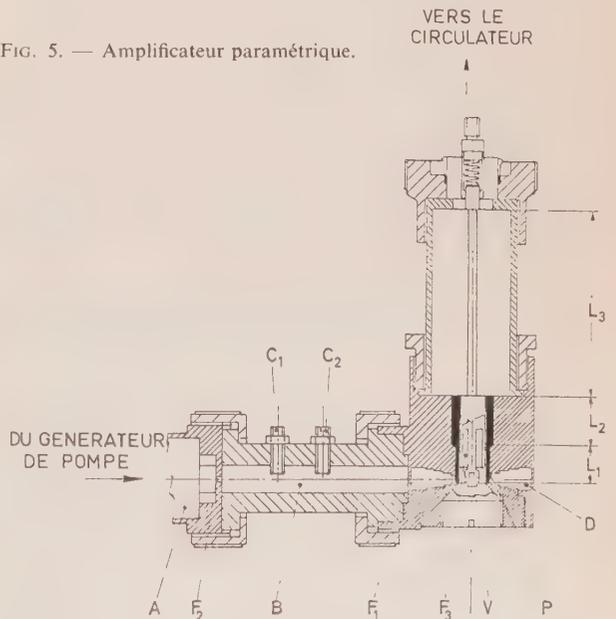
300 GHz. Ce varactor est représenté par V sur la figure. La fréquence idler est comprise entre les fréquences de résonance série et parallèle du varactor, aussi le résonateur idler est-il formé par une faible longueur de ligne coaxiale terminée par un circuit ouvert ; ce circuit est formé, à la fréquence idler, par la ligne quart d'onde F_3 en série avec la ligne coaxiale principale. D est un résonateur cylindrique accordé à la fréquence de pompe, qui est couplé au guide de pompe B, dont la fréquence de coupure de 20 GHz permet d'empêcher la propagation de la fréquence idler à 1,75 GHz. Pour le signal, un circuit à deux résonateurs est formé par une faible longueur L_1 de ligne coaxiale chargée par le varactor, ligne qui est couplée, par l'intermédiaire d'un transformateur quart d'onde L_2 , à un second résonateur L_3 .

Les caractéristiques de l'amplificateur à deux étages sont données dans le tableau II.

La large bande passante obtenue permet à l'amplificateur de couvrir une grande partie de la bande fixée aux systèmes de communication par satellite. Il en résulte une grande souplesse de fonctionne-

ment. En particulier, plusieurs canaux radio peuvent être amplifiés simultanément, comme cela doit

FIG. 5. — Amplificateur paramétrique.



(1) Une discussion détaillée sur ces amplificateurs est donnée dans [5].

être le cas pour les systèmes à accès multiple. A l'heure actuelle, comme on peut le voir sur la figure 3, on utilise deux canaux radio (A et B) ; le premier est le canal pointé vers Fucino, c'est-à-dire le canal qui transporte à partir du satellite vers Fucino, les informations venant d'Andover (USA), le second est le canal transportant les informations de Fucino entre le satellite et Andover. La réception à Fucino du signal avec sa démodulation permet de contrôler l'information émise de Fucino, à un stade très avancé du système d'interconnexion. Jusqu'ici, la station de Fucino est la seule à présenter les caractéristiques ci-dessus, lorsqu'elle est comparée aux autres stations au sol, utilisant le maser pour communiquer avec EARLY BIRD.

En ce qui concerne la température de bruit, il est bon de noter qu'au cours de la première installation, menée sous la condition de tenir les délais pour le fonctionnement avec EARLY BIRD⁽²⁾, les circulateurs ont été montés hors du réfrigérateur, de façon à annuler les effets d'une résonance parasite dans le circuit des circulateurs [4], résonance ayant été mise en évidence par une déformation de la courbe de réponse, au cours du refroidissement à de basses températures, due probablement à l'augmentation de la surtension Q du circuit. Les circulateurs étant placés hors du réfrigérateur, la température de bruit mesurée est d'environ 45 °K.

Récemment, les amplificateurs ont été modifiés et les résonances parasites ont été déplacées. Les circulateurs ont alors été montés à l'intérieur du réfrigérateur (comme le montre le schéma) et la température de bruit définitive de 22 °K a été obtenue pour les deux amplificateurs en cascade.

Il peut être intéressant de noter que, pour mener à bien la modification précitée, le seul réfrigérateur à hélium alors disponible, ne pouvait sortir du laboratoire. C'est pourquoi, pour ne pas interrompre le fonctionnement de la station de Fucino, on a utilisé un amplificateur paramétrique provisoire. Celui-ci était refroidi à environ 80 °K par immersion dans l'azote liquide, mais il était identique, quant au reste, au modèle décrit précédemment. La température de bruit de cet amplificateur était de ~ 40 °K.

Nous disposons ainsi de renseignements sur la température de bruit de cet amplificateur aux trois différentes températures de fonctionnement : 20 °K, 80 °K et l'ambiante (fig. 6). Les trois points semblent indiquer une relation linéaire entre la température de bruit et la température de fonctionnement, dans la gamme des mesures.

La figure 7 montre le réfrigérateur contenant les deux amplificateurs paramétriques. On remarquera en particulier : le guide d'onde flexible d'entrée, le connecteur coaxial de sortie, un des guides d'onde pour la puissance de pompe, un indicateur de température, le disjoncteur du réfrigérateur qui contrôle l'expansion de l'hélium fourni par un compresseur séparé. Les tuyaux d'entrée et de sortie d'hélium sont mieux représentés sur la figure 8 qui montre une

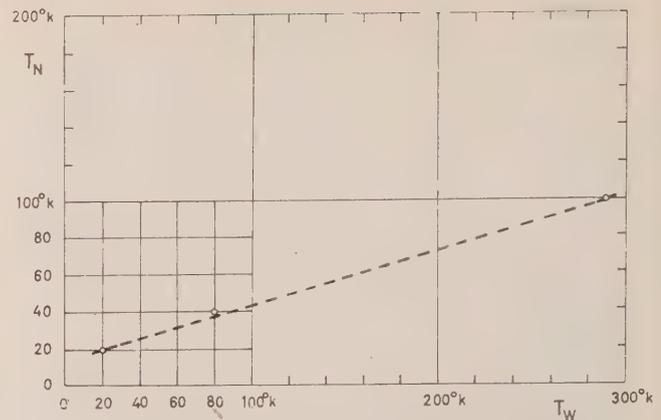


FIG. 6. — Température de bruit T_N en fonction de la température de fonctionnement T_W .

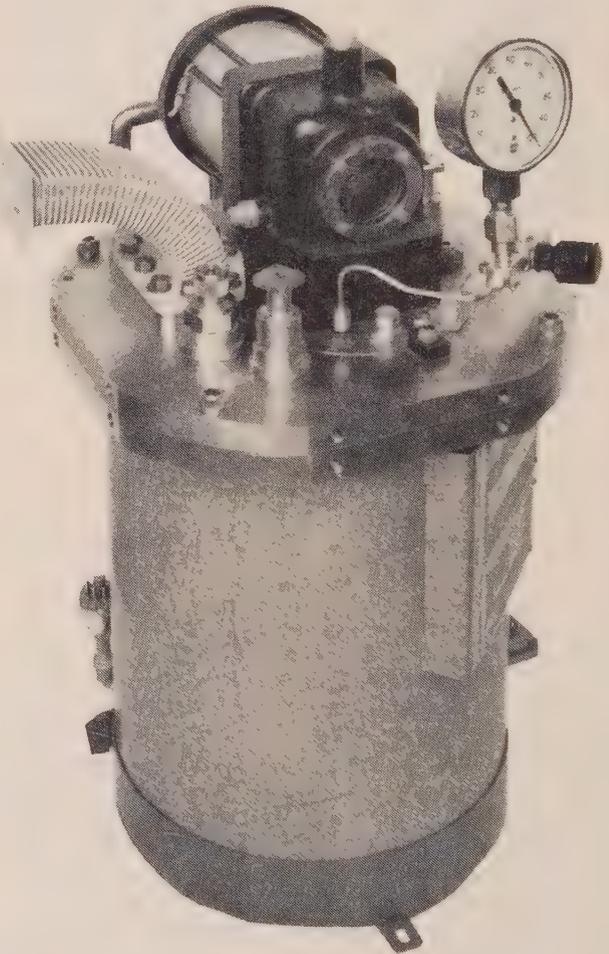


FIG. 7. — Réfrigérateur contenant les amplificateurs paramétriques.

autre vue du réfrigérateur dont l'enveloppe est retirée. Sur cette figure, les parties principales de l'amplificateur paramétrique sont indiquées.

Le réfrigérateur comprend deux étages de refroidissement distincts, le premier permet d'atteindre la température de 77 °K avec une puissance de refroidissement de 5 W, tandis que le second permet d'atteindre la température de 20 °K avec une puissance de refroidissement de 1 W. L'amplificateur paramétrique et les circulateurs sont liés thermiquement au dernier étage par des conducteurs en cuivre de sec-

(2) Le réfrigérateur arriva des USA fin décembre 1964 et l'équipement de réception fut prêt à fonctionner à la fin d'avril 1965.

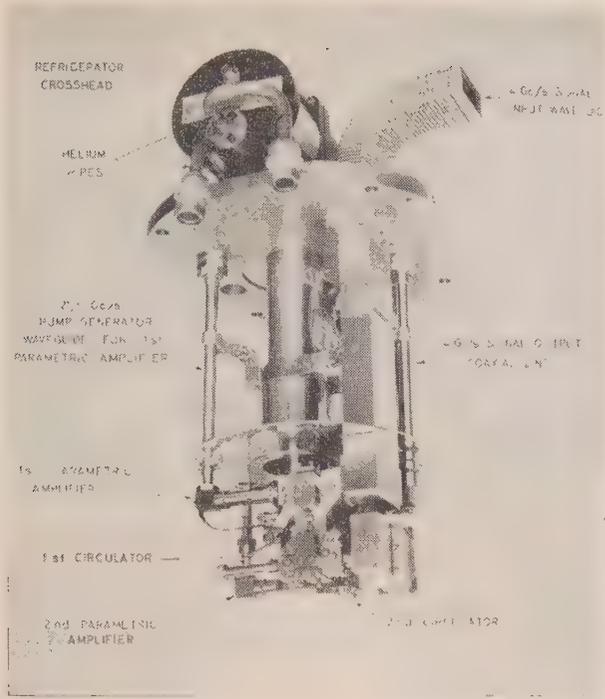


FIG. 8. — Réfrigérateur sans son enveloppe.

tion importante. Les divers guides d'onde sont aussi reliés à un point moyen de l'étage à 77 °K de façon à réduire la puissance requise par l'étage à 20 °K. Pour augmenter l'isolation thermique du système, les différents guides d'onde ont été fabriqués en acier inoxydable de 0,2 mm d'épaisseur, plaqués à l'argent à l'intérieur. L'isolation thermique, pour éviter les pertes par connexion est obtenue en amenant la pression dans le réservoir à 10^{-5} mm de mercure. Un tel vide est alors maintenu par une cryopompe interne utilisant le carbone actif.

L'étage à 20 °K est aussi isolé thermiquement, du point de vue des pertes par radiation, au moyen d'un écran métallique, argenté, puis plaqué d'or, relié thermiquement à l'étage à 77 °K, et couvrant également les amplificateurs paramétriques et les circulateurs.

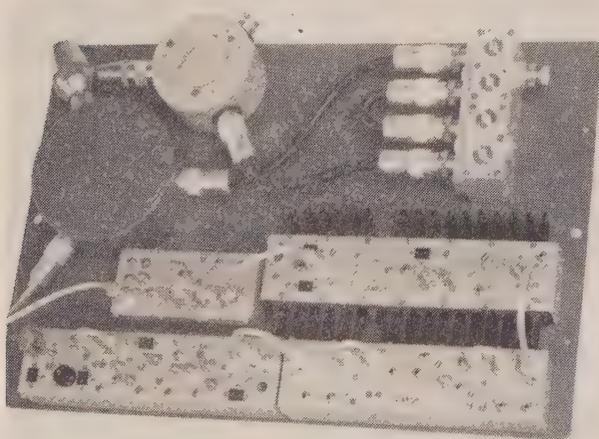


FIG. 9 — Générateur de pompe
a) partie jusqu'à 3,6 GHz.

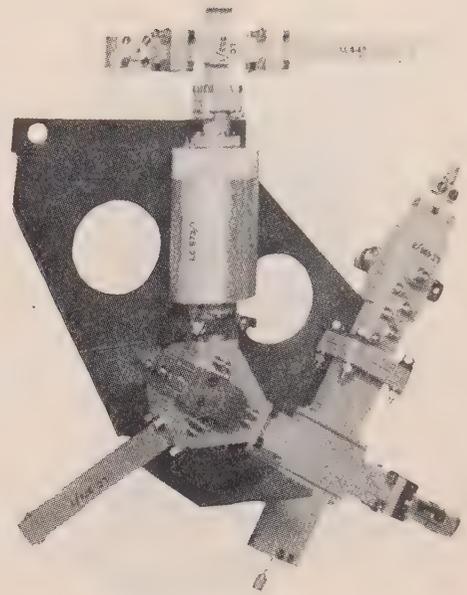


FIG. 9. — Générateur de pompe
b) Partie de 3,6 GHz à 21,6 GHz.

(Sur la figure 8, l'écran est retiré pour montrer les circuits de l'amplificateur).

Parmi les caractéristiques les plus intéressantes de l'équipement, il faut citer la grande stabilité du générateur de pompe en fréquence comme en puissance émise (fig. 9). Ceci conduit, en retour, à une grande stabilité des caractéristiques de l'amplificateur paramétrique, propriété comparable à ce point de vue avec celle du maser. La stabilité en fréquence du générateur de pompe est due à l'utilisation d'un générateur à quartz suivi de multiplicateurs à varactors. De plus, la stabilité de la puissance de sortie est obtenue par un contrôle automatique qui garde à une valeur constante le courant dans le varactor de l'amplificateur paramétrique, au moyen d'un atténuateur à rotation de Faraday.

3. Amplificateur à diodes tunnel

Si l'entrée du récepteur conventionnel était connectée directement à la sortie de l'amplificateur paramétrique, sa contribution à la température de bruit globale serait appréciable. En effet, ce récepteur, dont la température de bruit est de 3 000 °K, aurait une contribution à l'entrée de $3\ 000/600 = 5$ °K (600 étant le rapport de puissance correspondant à 28 dB). C'est pourquoi un amplificateur à diode tunnel (fig. 10), dont les caractéristiques sont données dans le tableau III a été intercalé entre les amplificateurs paramétriques et le récepteur conventionnel.

TABLEAU III

Caractéristiques de l'amplificateur à diode tunnel	
Gain	15 dB
Bande passante (à -1 dB)	250 MHz
Température de bruit	900 °K

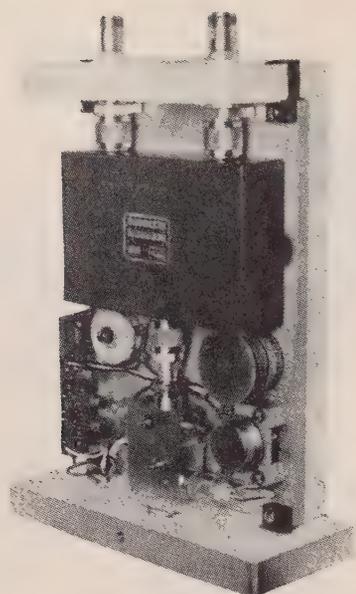


FIG. 10. — Amplificateur à diode tunnel.

Cet amplificateur réduit à 2 °K la contribution au bruit d'entrée due à l'amplificateur à diode tunnel lui-même et au récepteur conventionnel qui le suit. On utilise une diode tunnel SYLVANIA type D4961B.

Le signal « somme » du système monopulse de poursuite passe également par cet amplificateur à la sortie duquel il est recueilli pour alimenter le récepteur de poursuite. La figure 3 montre qu'on utilise également des amplificateurs à diode tunnel identiques pour les deux signaux « différence ». Dans cette optique, les performances des trois amplificateurs à diode tunnel (en particulier la caractéristique de phase) ont été stabilisées en plaçant chaque amplificateur dans une enceinte thermostatée dont la température interne est régulée à ± 1 °C. De leur côté, les caractéristiques des amplificateurs paramétriques sont stabilisées par une température de fonctionnement constante et des générateurs de pompe stables.

4. Mélangeurs, préamplificateurs MF, équipements de contrôle

Les mélangeurs et les préamplificateurs MF sont de type classique et utilisent exclusivement des dispositifs à l'état solide. La figure 11 montre le coffret contenant les amplificateurs paramétriques, les amplificateurs à diode tunnel et les récepteurs classiques avant le montage dans l'antenne.

Le coffret contient également des dispositifs pour le contrôle à distance de certaines performances, en particulier la caractéristique d'amplitude et la tempé-

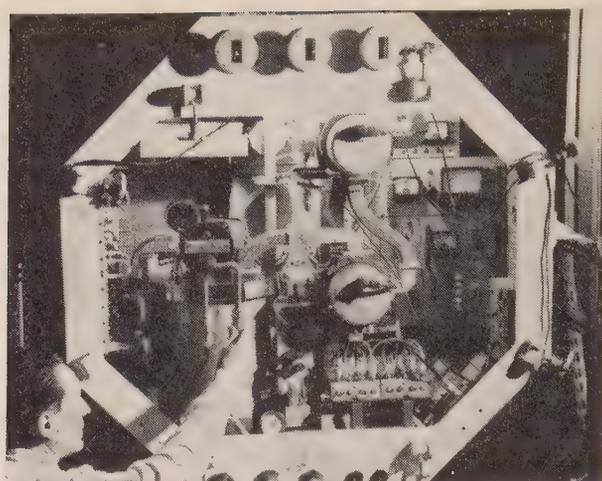


FIG. 11. — Logement de la partie hyperfréquence.

rature de bruit (cette dernière est mesurée en utilisant une charge froide comme générateur de bruit).

5. Conclusions

L'amplificateur à faible bruit destiné à la station au sol de Fucino est ainsi décrit.

Ce développement a montré quelques caractéristiques prometteuses de l'amplificateur paramétrique qui paraît devenir compétitif avec le maser en ce qui concerne la stabilité et la faible température de bruit, et qui peut, en même temps, être étudié pour fonctionner avec une large bande passante comme l'exigent les futurs systèmes de communication par satellite.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CARASSA F. — Comunicazioni intercontinentali mediante satelliti con particolare riguardo alle apparecchiature della stazione terrestre del Fucino. *Alta Frequenza*, XXXI, 10, p. 710, Ottobre 1962.
- [2] STRACCA G.B. — Amplificatore parametrico della stazione italiana per le comunicazioni mediante satelliti. *Rendiconti della LXIV Riunione Annuale dell'AEI*, Stresa, 1963. (Published also in English on *Alta Frequenza*, XXXIII, 2, p. 74, February 1964).
- [3] MONACHESI L. — Trasmettitore da 10 kW, 6 GHz per comunicazioni mediante satelliti artificiali. XIII Convegno Internazionale delle Comunicazioni, Genova, Ottobre 1965.
- [4] CARASSA F., STRACCA G.B. — L'apparecchiatura ricevente del Fucino per il satellite « Early Bird ». XIII Convegno Internazionale delle Comunicazioni, Genova, Ottobre 1965.
- [5] STRACCA G.B. — Design ad operation of a 20 °K Parametric Amplifier System, Colloquium on Low-Temperature Refrigeration for Microwaves Systems, Frankfurt, 27-29 April, 1966.

MÉLANGEUR PARAMÉTRIQUE A DOUBLE POMPE POUR ANTENNE DE RÉCEPTION FAIBLE BRUIT A MULTIPINCEAUX

PAR

C. VERGNOLLE
C.S.F. - C.E.P.C.A.

1. Objet de l'étude

L'antenne à multipinçaux, objet de cette étude, dérive du principe d'une antenne à balayage électronique utilisant des mélangeurs paramétriques (1).

1.1. PRINCIPE DE L'ANTENNE A BALAYAGE ÉLECTRONIQUE

Cette antenne est constituée par un réseau de sources élémentaires identiques, espacées d'une distance D_s suivies chacune d'un mélangeur. Ces mélangeurs, supposés identiques, sont alimentés par un même oscillateur local, ou pompe, de fréquence f_p , à travers des lignes de longueur D_p . Les sorties $f_{\pm} = f_p \pm f_s$ de chaque mélangeur sont regroupées en phase vers un récepteur classique, selon le schéma de la figure 1.

Le déphasage, entre deux sources consécutives du réseau, d'une onde plane signal, de fréquence f_s , arrivant d'une direction θ par rapport à la normale du réseau est :

$$\Delta\varphi_s = \frac{2\pi}{c} f_s D_s \sin \theta .$$

Le déphasage entre deux mélangeurs consécutifs de l'onde de l'oscillateur local, ou « pompe », à travers les lignes de longueur D_p est :

$$\Delta\varphi_p = \frac{2\pi}{c} f_p D_p .$$

Entre les entrées et les sorties de deux mélangeurs

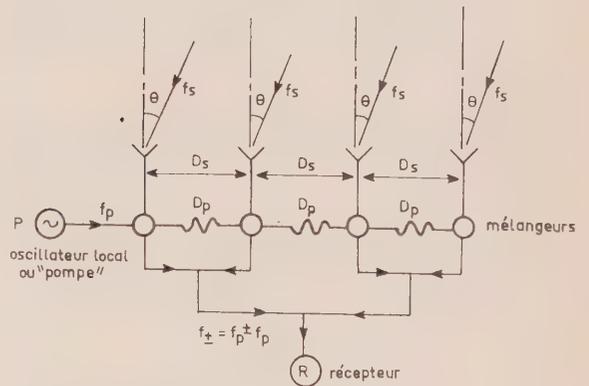


FIG. 1.

consécutifs supposés identiques et parfaits, on a la relation :

$$\Delta\varphi_{\pm} = \Delta\varphi_p \pm \Delta\varphi_s .$$

A chaque fréquence signal f_s , venant d'une direction θ , correspond donc une fréquence de « pompe » f_p , telle que les différentes sorties des mélangeurs se reconstituent en phase. Ces deux fréquences sont liées par la relation :

$$f_p D_p = \sin \theta f_s D_s + kc .$$

Un tel système permet donc, par simple variation de la fréquence de l'oscillateur commun des mélangeurs, $f_p = F_p + \Delta f_p$, d'effectuer une réception à balayage électronique à partir d'un réseau fixe :

$$\Delta f_p = f_s \frac{D_s}{D_p} \sin \theta$$

(1) Cette étude effectuée dans le cadre d'un contrat DRME, a donné lieu au dépôt du brevet N° 1344 349 et à son additif N° 84398.

avec

$$D_p = \frac{kC}{F_p} = k\lambda_p ;$$

plus k est grand, plus une variation de fréquence de pompe df_p faible permettra d'obtenir un angle de balayage donné.

1.2. CHOIX DU TYPE DE MÉLANGEUR

Parmi les mélangeurs actuellement connus, seuls les mélangeurs paramétriques permettent d'obtenir directement une réception à très faible bruit.

En effet, ces mélangeurs, utilisant dans leur principe un élément non linéaire purement réactif, sont théoriquement sans bruit. En pratique l'élément utilisé, la diode paramétrique, présente toujours une faible partie résistive, source de bruit thermique, qui peut encore être réduite en refroidissant la diode.

Les performances de ces mélangeurs, gain et température de bruit sont proportionnelles au rapport de conversion de fréquence : ces mélangeurs sont donc toujours élevateurs de fréquence et nécessitent un deuxième changement de fréquence : récepteur classique, dont le facteur de bruit devra être masqué par un gain suffisant du mélangeur paramétrique.

Il existe deux types fondamentaux de mélangeurs paramétriques.

1.2.1. Le mélangeur à bande latérale supérieure ou « up converter » sortant sur la fréquence somme $f_+ = f_p + f_s$

Son gain est égal, au maximum, dans le cas d'un élément réactif sans perte, au rapport de conversion de fréquence [1] :

$$G_{s,+} \leq \frac{f_+}{f_s} .$$

Ce type de mélangeur a l'avantage d'être stable : ses impédances d'entrée et de sortie sont toujours positives.

Sa bande passante est large, de l'ordre de 10 % en simple accord, elle peut atteindre l'octave en multi-accord [2]. Son facteur de bruit non refroidi est de l'ordre de 0,5 à 1,5 dB entre 500 et 1 000 MHz.

Malheureusement, ce mélangeur ne peut être actuellement utilisé que pour des fréquences de réception f_s inférieures à 1 000 MHz. En effet pour obtenir une température de bruit faible et un gain suffisamment élevé pour masquer le facteur de bruit du récepteur classique qui suit, on est obligé de choisir un rapport de conversion élevé ($f_+/f_s > 20$). Or, au-delà de 20 000 MHz, le facteur de bruit des récepteurs classiques augmente très rapidement.

1.2.2. Le mélangeur à bande latérale inférieure ou « down converter » sortant sur la fréquence différence $f_- = f_p - f_s$

Dans ce type de mélangeur, l'oscillateur local ou « pompe » de fréquence f_p fournit de l'énergie à la fois à la fréquence signal (W_s) et à la fréquence différence ou « idler » (W_-). Les énergies cédées sont dans le rap-

port des fréquences : $W_-/f_- = W_s/f_s$ [1]. Ce mélangeur amplifie donc à la fois la fréquence signal f_s et la fréquence différence f_- .

Le rapport des énergies W_- et W_s , étant dans le rapport des fréquences, on a intérêt ici aussi à utiliser un mélangeur élévateur de fréquence.

Cet apport d'énergie, à la fois au circuit signal et au circuit de sortie, peut être interprété comme l'apparition d'une résistance négative, on peut donc obtenir un gain aussi élevé qu'on le désire sur les deux fréquences à la limite, le mélangeur oscille. Un tel mélangeur est potentiellement instable.

Plus le gain par résistance négative sera élevé, plus le mélangeur sera à bande droite, plus il sera sensible au point de polarisation de la diode, à la puissance de la pompe, et aux variations des impédances de source et de charge. On sera donc obligé de stabiliser la pompe et d'utiliser un isolateur à l'entrée de chaque mélangeur. Le produit gain \times bande passante de ce type de mélangeur est sensiblement constant (en simple accord). Pour un gain de 15 dB, on obtient des bandes passantes de quelques pour cent. On peut atteindre des bandes de 10 à 20 % par multi-accord [2].

Le facteur de bruit de ce type de mélangeur, non refroidi, est de l'ordre de 1,5 à 2,5 dB pour des fréquences signal comprises entre 1 000 et 4 000 MHz.

Ce type de mélangeur est le seul qui peut avoir un gain suffisant, pour des fréquences de réception supérieures à 1 000 MHz, pour masquer le facteur de bruit du récepteur qui le suit.

1.3. PRINCIPE DE L'ANTENNE A MULTIPINCEAUX

Au lieu d'effectuer une variation dans le temps de la fréquence de pompe pour obtenir un balayage de l'antenne, on appliquera ici, aux mélangeurs, simultanément deux pompes de fréquence f_p et f'_p et de grande amplitude. Un mélangeur utilisant essentiellement un élément non linéaire, il y aura apparition de toutes les combinaisons de fréquence :

$$A_{mnk} \exp j[m\omega_p t + n\omega'_p t + k\omega_s t + m\varphi_p + n\varphi'_p + k\varphi_s]$$

m et n sont les nombres entiers algébriques, et $k = \pm 1$ si l'amplitude du signal est supposée très petite par rapport aux amplitudes des pompes.

La différence de fréquence de pompe $f'_p - f_p = \Delta f_p$ étant supposée petite et le mélangeur étant supposé accordé sur la fréquence signal et sur la fréquence différence ou sur la fréquence somme $(f_p + f'_p)/2 \pm f_s$, il apparaîtra à la sortie du mélangeur toutes les combinaisons de fréquence $f_{im} = f_p + n\Delta f_p \pm f_s$, de phase

$$\varphi_{im} = \varphi_p + n(\varphi'_p - \varphi_p) \pm \varphi_s$$

Reprenons le schéma initial de l'antenne ; envoyons aux différents mélangeurs à travers les lignes de longueur D_p , simultanément les deux fréquences de pompe f_p et $f'_p = f_p + \Delta f_p$.

Si la fréquence différence ou la fréquence somme $f_p \pm f_s$ est en phase à la sortie des mélangeurs pour

un signal de fréquence f_s arrivant dans une direction θ_0 , et si la fréquence $f'_p \pm f_s = f_p + \Delta f_p \pm f_s$ est en phase pour un signal de fréquence f_s arrivant dans une direction $\theta_0 + \Delta\theta$, la fréquence de sortie $f_{in} = f_p + n\Delta f_p \pm f_s$ sera en phase à la sortie des mélangeurs pour un signal f_s arrivant dans la direction $\theta_0 + n\Delta\theta$.

Le système le plus simple d'exploitation de l'antenne consiste à séparer la moyenne fréquence du récepteur superhétérodyne, placé à la sortie du réseau de récupération en $2n$ canaux de largeur Δf_p , centrés sur les m fréquences $f_{in} - f_{ol}$, où f_{ol} est la fréquence de l'oscillateur local.

Chaque canal de réception correspondra alors à une direction différente de réception de l'antenne. On sera alors amené à choisir la différence de fréquence des deux pompes égale à la largeur de bande d'information du signal; et la longueur de la ligne D_p , de façon à ce que les différentes directions de rayonnement se recourent à 3 dB.

Pour que l'antenne puisse fonctionner avec de bonnes performances, il faut d'abord que les gains de conversion des mélangeurs, de la fréquence signal sur chacune des fréquences de sorties, soient suffisamment élevés pour masquer le facteur de bruit dû aux pertes du réseau de sommation et à la température de bruit du récepteur classique qui le suit: c'est la raison du choix du type de mélangeur à résistance négative sortant sur les fréquences différence $f_{in} = f_p + n\Delta f_p - f_s$.

Il faudra ensuite minimiser la température de bruit de ce type de mélangeur multicanal.

Enfin on devra vérifier la reproductibilité et la précision pratique des lois de phase de deux mélangeurs consécutifs.

2. Etude théorique du mélangeur paramétrique à double pompage

2.1. PRINCIPE DU CALCUL

Nous utiliserons ici la méthode classique d'analyse des éléments non linéaires dans le cas des petits signaux [3]. La capacité non linéaire est supposée variable sous l'action de deux ondes de pompe de pulsations ω_1 et ω_2 ; le signal de pulsation ω_s est supposé avoir une puissance suffisamment petite par rapport au « pompage » pour ne pas perturber la variation de la capacité, alors uniquement imposée par les pompes: le comportement de cette capacité variable, vis-à-vis du signal f_s et des combinaisons de pulsations $k\omega_1 + l\omega_2 \pm \omega_s$ ainsi engendrées est alors linéaire.

Les amplificateurs paramétriques étant destinés à la réception de signaux très faibles (100 dB sous le mW) et nécessitant des puissances de pompage de l'ordre du milliwatt, cette approximation est, en pratique, toujours largement réalisée.

Une jonction paramétrique ayant un schéma équivalent série, capacité C en série avec une résistance de perte r , il est plus logique et plus pratique de considérer l'élastance $S = 1/C$ de la jonction et non sa capacité C

et de l'utiliser en série dans les circuits du mélangeur.

2.2. COMPORTEMENT DE LA CAPACITÉ VARIABLE SOUS L'ACTION DES DEUX POMPES

2.2.1. Pompage en tension

Si on applique à une diode paramétrique, polarisée au point $S(V_0)$, d'élastance :

$$S(V) = S(V_0) \left(\frac{V + \phi}{V_0 + \phi} \right)^\gamma$$

où V_0 est la tension de polarisation continue, ϕ le potentiel de contact de la diode et $\gamma = 1/3$ pour une jonction diffusée et $1/2$ pour une jonction alliée, deux ondes de « pompes » sinusoïdales d'amplitude V_1 et V_2 de pulsation ω_1 et ω_2 et de phase φ_1 et φ_2 cette élastance devient une fonction du temps :

$$\frac{S(t)}{S(V_0)} = [1 + k_1 e^{j\omega_1 t} + k_1^* e^{-j\omega_1 t} + k_2 e^{j\omega_2 t} + k_2^* e^{-j\omega_2 t}]^\gamma$$

où k_1 et k_2 sont les coefficients de pompage :

$$k_1 = \frac{1}{2} \left| \frac{V_1}{V_0 + \phi} \right| e^{j\varphi_1} \quad \text{et} \quad k_2 = \frac{1}{2} \left| \frac{V_2}{V_0 + \phi} \right| e^{j\varphi_2}$$

Cette élastance peut être développée en une double série de Fourier que l'on mettra sous la forme :

$$S(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} S_{mn} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

$$\text{ou } S_{-m-n} = S_{mn}^*$$

b) Pompage en courant

L'élastance de la diode étant égale à dv/dq :

$$S(V_0) \left(\frac{V + \phi}{V_0 + \phi} \right)^\gamma = \frac{dv}{dq}$$

En intégrant cette équation, on trouve, entre la charge et la tension aux bornes de l'élastance de la diode, la relation linéaire simple :

$$q + q_\phi = V + \phi / (1 - \gamma) S$$

où q_ϕ , constante d'intégration, est la charge de la capacité à la tension ϕ .

En appelant q_0 la charge de la capacité à la tension de polarisation V_0 on trouve l'expression de l'élastance S pour une charge quelconque :

$$S = S(V_0) \left(\frac{q + q_\phi}{q_0 + q_\phi} \right)^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$$

Si on impose un courant sinusoïdal ou, ce qui revient au même, une charge sinusoïdale autour du

point de polarisation q_0 :

$$q = q_0 + q_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + q_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) ;$$

l'expression précédente de l'élastance devient :

$$\frac{S(t)}{S(V_0)} = \left[1 + k_1 e^{j\omega_1 t} + k_1^* e^{-j\omega_1 t} + k_2 e^{j\omega_2 t} + k_2^* e^{-j\omega_2 t} \right]^{\frac{\gamma}{1-\gamma}}$$

où k_1 et k_2 sont les coefficients de pompage

$$k_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{q_1}{q_0 + q_\phi} \right) e^{j\phi_1} \quad k_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{q_2}{q_0 + q_\phi} \right) e^{j\phi_2} .$$

Cas particuliers

Pour les jonctions diffusées pompées en courant : $\gamma = 1/3$ et $\gamma/(1-\gamma) = 1/2$, on trouve la même expression que pour les jonctions alliées pompées en tension.

Pour les jonctions alliées, $\gamma = 1/2$ et $\gamma/(1-\gamma) = 1$, la loi de variation de l'élastance en fonction de la charge est linéaire :

$$S(t) = S_{00} + S_{10} e^{j\omega_1 t} + S_{10}^* e^{-j\omega_1 t} + S_{01} e^{j\omega_2 t} + S_{01}^* e^{-j\omega_2 t}$$

$S_{00} = S(V_0)$: l'élastance moyenne de la diode S_{00} est égale à la valeur de son élastance au point moyen de polarisation : il n'y a pas de recul du point de polarisation,

$S_{10} = k_1 S(V_0)$ et $S_{01} = k_2 S(V_0)$: l'élastance varie linéairement en fonction des coefficients de pompage. Les autres coefficients sont nuls.

Nous poursuivrons nos calculs en supposant que nous sommes dans ce dernier cas particulier d'une jonction abrupte pompée en courant.

Ce cas, théoriquement réalisable, présente l'avantage de donner le coefficient de non-linéarité du premier ordre maximal réalisable, les coefficients de non-linéarité d'ordre supérieur étant nuls.

Remarque : Pour que la diode ne détecte pas, donc qu'il n'y ait pas de bruit Schottky, il est nécessaire que l'amplitude totale de la tension HF soit inférieure à $V_0 + \phi$.

L'amplitude maximale des pompes donc les coefficients de non linéarité S_{01}/S_{00} et S_{10}/S_{00} de la diode, seront limités par la valeur du coude de la caractéristique courant-tension de la fonction et par le bruit Schottky toléré qui devra être largement inférieur au bruit thermique qui sera ici le seul considéré.

2.3. EQUATION GÉNÉRALE DES MÉLANGEURS PARAMÉTRIQUES A DOUBLE POMPAGE

Si on applique à la diode ainsi « pompée » un signal sinusoïdal d'amplitude V_0 , de pulsation ω_0 et de phase ϕ_0 , il apparaîtra toutes les combinaisons de pulsations :

$$k\omega_1 + l\omega_2 + s\omega_0$$

k, l et s nombres entiers, positifs ou négatifs.

La tension et le courant total aux bornes de la diode sont donc de la forme :

$$v(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_l \sum_s V_{kls} e^{j(k\omega_1 + l\omega_2 + s\omega_0)t}$$

$$i(t) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_q \sum_s I_{pqs} e^{j(p\omega_1 + q\omega_2 + s\omega_0)t}$$

On a alors à chaque instant, entre le courant et la tension aux bornes de la diode, la relation :

$$v(t) = S(t) \int i(t) dt .$$

Si on suppose que l'amplitude du signal est suffisamment faible par rapport à l'amplitude de la pompe, pour ne pas perturber l'élastance alors uniquement imposée par la pompe (approximation du petit signal), on a alors :

$$v(t) = S(t) \int i(t) dt \quad \text{avec } s = \pm 1 .$$

En remplaçant $v(t)$, $i(t)$ et $S(t)$ par leurs valeurs, il vient :

$$V_{kls} e^{j(k\omega_1 + l\omega_2 \pm \omega_0)t} = S_{mn} \frac{I_{pqs} e^{j[(p+m)\omega_{p1} + (q+n)\omega_{p2} \pm \omega_0]t}}{j(p\omega_1 + q\omega_2 \pm \omega_0)} ;$$

d'où, en identifiant $p+m = k$, $q+n = l$, il vient :

$$V_{kls} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{S_{mn} I_{(k-m), (l-n), s}}{j[(k-m)\omega_1 + (l-n)\omega_2 \pm \omega_0]} \quad (1)$$

relation entre les amplitudes de la tension et du courant, des différentes combinaisons de fréquences, aux bornes de la diode.

2.4. MÉLANGEUR A BANDE LATÉRALE INFÉRIEURE

Nous supposons que les deux fréquences de pompe sont proches et que la diode est accordée à la fréquence signal $f_0 = f_s$ et à la fréquence centrale

$$\text{de sortie du mélangeur } \frac{f_1 + f_2}{2} - f_0 = f_i .$$

Dans ces conditions, il n'apparaîtra dans la bande du circuit signal que les combinaisons de fréquence : $f_{sx} = f_0 + x(f_1 - f_2)$ donc telles que $k = -l$ et $s = 1$ et dans la deuxième bande retenue, les combinaisons : $f_{iy} = f_1 + y(f_1 - f_2) - f_0$ donc telles que $k+1 = -l$ et $s = -1$ où x et y sont des nombres entiers caractérisant le rang de la combinaison de fréquence (voir fig. 2).

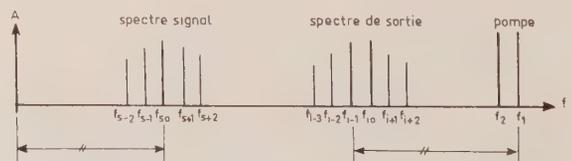


FIG. 2.

Toutes les autres combinaisons de fréquence telles que $k \neq -l$ avec $s \neq 1$ et $k+1 \neq -l$ avec $s \neq -1$ seront supposées être en circuit ouvert au niveau de la diode, donc leur courant sera supposé nul.

Le schéma de l'amplificateur est alors donné par la figure 3, où \mathcal{F}_s et \mathcal{F}_i sont des filtres se présentant comme des courts-circuits aux fréquences d'indice correspondant et comme des circuits ouverts pour toutes les autres fréquences.

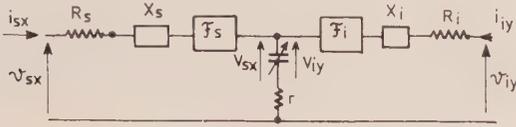


FIG. 3.

X_s et X_i sont des réactances d'accord de la diode aux fréquences f_s et f_i ,

R_s est la résistance de source du mélangeur à la température T_s , engendrant la forme électromotrice

»	»	»	»	»	»	»	»	»	»
v_{i-2}^*	Z_{i-2}^*	$\frac{S_{01}^*}{j\omega_{s+1}}$	0	0	0	0	0	0	i_{i-2}^*
v_{s+1}	$-\frac{S_{01}}{j\omega_{i-2}}$	Z_{s+1}	$-\frac{S_{10}}{j\omega_{i-1}}$	0	0	0	0	0	i_{s+1}
v_{i-1}^*	0	$\frac{S_{10}^*}{j\omega_{s+1}}$	Z_{i-1}^*	$\frac{S_{01}^*}{j\omega_{s0}}$	0	0	0	0	i_{i-1}^*
v_{s0}	=	0	0	$-\frac{S_{01}}{j\omega_{i-1}}$	Z_{s0}	$-\frac{S_{10}}{j\omega_{i0}}$	0	0	i_{s0}
v_{i0}^*	0	0	0	$\frac{S_{10}^*}{j\omega_{s0}}$	Z_{i0}^*	$\frac{S_{01}^*}{j\omega_{s-1}}$	0	0	i_{i0}^*
v_{s-1}	0	0	0	0	$-\frac{S_{01}}{j\omega_{i0}}$	Z_{s-1}	$-\frac{S_{10}}{j\omega_{i+1}}$	0	i_{s-1}
v_{i+1}^*	0	0	0	0	0	$\frac{S_{10}^*}{j\omega_{s-1}}$	Z_{i+1}^*	0	i_{i+1}^*
»	»	»	»	»	»	»	»	»	»

de bruit :

$$e_{bx}^2 = 4kT_s \Delta f R_s$$

R_i est la résistance de charge en mélangeur à la température T_i , engendrant la force électromotrice de bruit :

$$e_{by}^2 = 4kT_i \Delta f R_i$$

r est la résistance de perte de la jonction à la température T_d , engendrant la force électromotrice de bruit :

$$e_d^2 = 4kT_d \Delta f r$$

$v_{sx} = E_s + e_{bx} + e_d$: est la force électromotrice totale apparaissant aux bornes extérieures du circuit signal ;

E_s : est la force électromotrice de la source ;

$v_{iy} = e_{by} + e_d$ est la force électromotrice totale aux bornes extérieures du circuit idler ;

$i_{sx} = I_{sx}$ et $i_{iy} = I_{iy}$ sont les amplitudes du courant traversant la diode aux fréquences d'indice correspondant ;

Z_{sx} et Z_{sy} sont les impédances totales des circuits signal et idler aux fréquences f_{sx} et f_{sy} .

De la relation fondamentale (1) précédente reliant les amplitudes de la tension et du courant des différentes combinaisons de fréquence aux bornes de la diode, on déduira, dans le cas particulier précédent, la relation entre les courants et les tensions aux bornes d'entrée et de sortie du mélangeur. En supposant de plus une jonction abrupte pompée en courant, donc les coefficients $S_{mn} = 0$ pour $n \neq 0,1$ et $m \neq 1,0$, la relation peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

2.5. CARACTÉRISTIQUES ESSENTIELLES DES MÉLANGEURS

Les deux caractéristiques essentielles du mélangeur sont :

2.5.1. Gain

Le gain de conversion G_{s_0, i_y} , du signal f_{s_0} sur une des fréquences de sortie f_{i_y} , est défini comme le rapport de la puissance dissipée dans la charge, à la puissance maximale disponible de la source. On a donc :

$$G_{s_0, i_y} = \frac{R_i |i_{iy}|^2}{|E_s|^2} = 4R_s R_i \left| \frac{\Delta_{s_0, i_y}}{\Delta} \right|^2$$

où Δ est le déterminant total de la matrice précédente ;

et $\Delta_{s_0, iy}$ est le mineur relatif à la ligne V_{s_0} et à la colonne I_{iy} , obtenu en supprimant la ligne et la colonne correspondante dans le déterminant précédent.

Les caractéristiques du mélangeur peuvent donc être calculées directement à partir de sa matrice caractéristique. Il est cependant intéressant de chercher le schéma de Thévenin du mélangeur à ses bornes d'entrée afin de mieux analyser ses propriétés générales.

En développant en fraction continue la matrice générale, on obtient l'équation suivante :

$$v_{s_0} = \left[\begin{array}{c} Z_{s_0} - \frac{S_{01}^2/\omega_{s_0}\omega_{i-1}}{Z_{i-1}^* - \frac{S_{10}^2/\omega_{i-1}\omega_{s+1}}{Z_{s+1} - \frac{S_{01}^2/\omega_{s+1}\omega_{i-2}}{Z_{i-2}^* - \dots}}} - \frac{S_{10}^2/\omega_{s_0}\omega_{i_0}}{Z_{i_0}^* - \frac{S_{01}^2/\omega_{i_0}\omega_{s-1}}{Z_{s-1} - \frac{S_{10}^2/\omega_{s-1}\omega_{i+1}}{Z_{i+1}^* - \dots}}} \end{array} \right] i_{s_0}$$

$$+ \frac{S_{01}/j\omega_{i-1}}{Z_{i-1}^* - \frac{S_{10}^2/\omega_{i-1}\omega_{s+1}}{Z_{s+1} - \frac{S_{01}^2/\omega_{s+1}\omega_{i-2}}{Z_{i-2}^* - \dots}}} \left[v_{i-1}^* + \frac{S_{10}/j\omega_{s+1}}{Z_{s+1} - \frac{S_{01}^2/\omega_{s+1}\omega_{i-2}}{Z_{i-2}^* - \dots}} \left[v_{s+1} + \frac{S_{01}/j\omega_{i-2}}{Z_{i-2}^* - \dots} \left[v_{i-2}^* + \dots \right] \right] \right]$$

$$+ \frac{S_{10}/j\omega_{i_0}}{Z_{i_0}^* - \frac{S_{01}^2/\omega_{i_0}\omega_{s-1}}{Z_{s-1} - \frac{S_{10}^2/\omega_{s-1}\omega_{i+1}}{Z_{i+1}^* - \dots}}} \left[v_{i_0}^* + \frac{S_{01}/j\omega_{s-1}}{Z_{s-1} - \frac{S_{10}^2/\omega_{s-1}\omega_{i+1}}{Z_{i+1}^* - \dots}} \left[v_{s-1} + \frac{S_{10}/j\omega_{i+1}}{Z_{i+1}^* - \dots} \left[v_{i+1}^* + \dots \right] \right] \right]$$

2.5.2. Température de bruit

La température de bruit T_T du mélangeur est, par définition, la température à laquelle devrait être portée la source, pour obtenir la même puissance de bruit à la sortie, elle a pour valeur :

$$k T_T \Delta f = \frac{e_{bT}^2}{4R_s}$$

où e_{bT}^2 est la tension de bruit totale ramenée à l'entrée, la source étant supposée sans bruit dans le canal d'entrée :

$$e_{br}^2 = e_d^2 + \sum_{x=\pm 1}^{x=\pm n} (e_{bx}^2 + e_{dx}^2) G_{sx, s_0}^2 + \sum_{y=0}^{y=\pm n} (e_{by}^2 + e_{dy}^2) G_{iy, s_0}^2$$

$G_{sx, s_0} = \frac{\Delta_{sx, sx}}{\Delta_{s_0, sx}}$: gain de conversion en tension de la fréquence f_{sx} à la fréquence f_{s_0}

$G_{iy, s_0} = \frac{\Delta_{iy, iy}}{\Delta_{s_0, iy}}$: gain de conversion en tension de la fréquence f_{iy} à la fréquence f_{s_0} .

La température de bruit du mélangeur à deux pompes est donc :

$$T_T = T_d \frac{r}{R_s} + \left(T_d \frac{r}{R_s} + T_s \right) \sum_{x=\pm 1}^{\pm n} G_{sx, s_0}^2 + \left(T_d \frac{r}{R_s} + T_i \frac{R_i}{R_s} \right) \sum_{y=0}^{\pm n} G_{iy, s_0}^2$$

Equation de la forme :

$$v_{s_0} = Z_e i_{s_0} + K_1 \left[v_{i-1}^* + K_2 \left[v_{s+1} + K_3 \left[v_{i-2}^* + \dots \right] \right] + K_1' \left[v_{i_0}^* + K_2' \left[v_{s-1} + K_3' \left[v_{i+1}^* + \dots \right] \right] \right]$$

où $Z_e = v_{s_0}/i_{s_0}$ est l'impédance d'entrée du mélangeur lorsque toutes les forces électromotrices v_{sx} et v_{sy} sont nulles.

et $K_1 = \left. \frac{v_{s_0}}{v_{i-1}^*} \right|_{i_{s_0}=0} = G_{i-1, s_0}$

et $K_1' = \left. \frac{v_{s_0}}{v_{i_0}^*} \right|_{i_{s_0}=0} = G_{i_0, s_0}$

sont les gains de conversion en tension des fréquences f_{i-1} et f_{i_0} sur la fréquence signal f_{s_0}

$K_1 K_2 = G_{s+1, s_0}$ et $K_1' K_2' = G_{s-1, s_0}$

sont les gains de conversion en tension des fréquences f_{s+1} et f_{s-1} sur le signal fondamental f_{s_0} , et ainsi de suite.

L'impédance d'entrée du mélangeur à deux pompes, dans le cas où les deux pompes sont d'amplitudes égales, $S_{10} = S_{01}$, peut se mettre sous la forme :

$$Z_e = Z_{s_0} + \frac{1}{\frac{Z_{i-1}^* \omega_{s_0} \omega_{i-1}}{S_{01}^2} + \frac{1}{Z_{s+1} \frac{\omega_{s+1}}{\omega_{s_0}} + \frac{1}{\frac{Z_{i-2}^* \omega_{s_0} \omega_{i-2}}{S_{01}^2} + \dots}}} + \frac{1}{\frac{Z_{i_0}^* \omega_{s_0} \omega_{i_0}}{S_{01}^2} + \frac{1}{Z_{s-1} \frac{\omega_{s-1}}{\omega_{s_0}} + \frac{1}{\frac{Z_{i+1}^* \omega_{s_0} \omega_{i+1}}{S_{01}^2} + \dots}}}$$

Cette impédance est donc égale à l'impédance du circuit d'entrée, en série avec deux filtres en échelle correspondant aux deux développements en fraction continue. Le mélangeur peut donc être représenté par le schéma équivalent (fig. 4) où Z_e est l'impédance entre les bornes 11' où $A_{iy} = -Z_{iy}^* \omega_s \omega_i / S_{01}^2$ sont les admittances des bras parallèles des filtres en échelle. Elles sont égales à l'impédance du circuit de sortie du mélangeur à la fréquence correspondante, divisées par le produit des coefficients de couplage, ici négatif.

La partie réelle de ces admittances est donc négative. Nous sommes en présence d'un circuit à résistance négative pouvant amplifier, voire osciller.

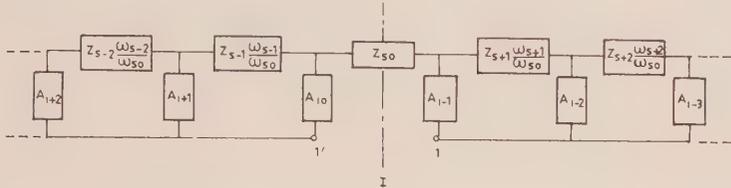


FIG. 4.

Pour obtenir les caractéristiques optimales du mélangeur et des gains de conversion $G_{s0, iy}$ égaux, nous choisirons les amplitudes des deux pompes égales et maximales afin d'obtenir des coefficients de non-linéarité égaux $S_{01} = S_{10}$ et maximaux. Cette première condition permet d'obtenir des résistances négatives les plus élevées possibles, donc les meilleures conditions d'amplification.

Nous supposons ensuite que les réactances d'accord du circuit signal X_s et du circuit de sortie X_i sont remplacées par des filtres à pôles multiples, tels que l'impédance totale du circuit signal et du circuit de sortie soient réelles dans des bandes égales et maximales $Z_s = R_s + r$, $Z_i = R_i + r$, et rejetant toutes les autres fréquences en dehors de leur bande. Cette deuxième condition permet d'obtenir des circuits purement résistifs, sans réactif venant shunter les résistances négatives. Ces filtres sont théoriquement réalisables avec des bandes limitées par l'élastance moyenne de la diode et la valeur des résistances de source R_s et de charge R_i nécessaires pour obtenir un gain donné (loi de Bode). Remarquons que la condition d'égalité des bandes impose alors le rapport des résistances de source et de charge du mélangeur.

La bande de fonctionnement du mélangeur étant en pratique faible, nous ferons l'approximation :

$$\frac{\omega_{s0}}{\omega_{sx}} \simeq 1 \quad \text{et} \quad \frac{\omega_{i0}}{\omega_{iy}} \simeq 1.$$

Dans ces conditions, l'impédance d'entrée du mélangeur est réelle et égale à :

$$\frac{Z_e}{2} = \frac{R_s + r}{2} + \frac{1}{\frac{(R_i + r)\omega_s \omega_i}{S_{01}^2} + \frac{1}{R_s + r + \frac{1}{\frac{(R_i + r)\omega_s \omega_i}{S_{01}^2} + \dots}}}$$

Le schéma équivalent du mélangeur est alors symé-

trique par rapport au plan médian comme le montre la figure 5 dans laquelle :

$$A = -\frac{(R_i + r)\omega_s \omega_i}{S_{01}^2} \quad \text{et} \quad Z = R_s + r$$

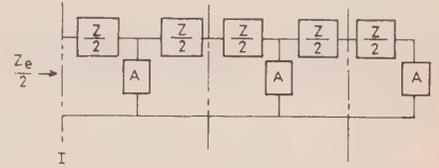


FIG. 5.

On peut décomposer ce filtre en cellules élémentaires identiques ($Z/2, A, Z/2$) de matrice de chaîne :

$$\begin{vmatrix} 1 + \frac{AZ}{2} & Z \left(1 + \frac{AZ}{2} \right) \\ A & 1 + \frac{AZ}{2} \end{vmatrix} \equiv \begin{vmatrix} \text{ch } \theta & Z_c \text{ sh } \theta \\ \frac{\text{sh } \theta}{Z_c} & \text{ch } \theta \end{vmatrix}$$

en posant $\text{ch } \theta = 1 + \frac{AZ}{2}$ et $\frac{\text{sh } \theta}{Z_c} = A$.

L'impédance d'entrée du mélangeur comportant $2n$ cellules, n étant le nombre de multipincaux, est alors :

$$\frac{Z_e}{2} = Z_c \coth n\theta$$

ou $\text{ch } \theta = 1 - \frac{(R_s + r)(R_i + r)\omega_s \omega_i}{2 S_{01}^2}$.

Ceci suppose que le schéma équivalent se termine par une admittance, ce qui est le cas, puisque la condition de bande passante égale impose $2n - 1$ fréquences signal pour $2n$ fréquences de sortie.

L'impédance d'entrée du mélangeur s'annule donc pour les racines de $\text{ch } n\theta = 0$

ou $\text{ch } \theta = 1 - \frac{1}{2x}$ en posant $x = \frac{S_{01}^2}{\omega_s \omega_i (R_s + r)(R_i + r)}$;

ce sont les racines du polynôme de Tchebyshev d'ordre n .

$$T_n \left(1 - \frac{1}{2x} \right) = 0$$

Ces racines sont réelles si :

$$-1 < 1 - \frac{1}{2x} < +1, \quad \text{donc si } \frac{1}{4} < x < \infty.$$

On a alors, en posant $\theta = ja$.

$$\cos na = 0 \quad \text{pour} \quad a = \frac{\pi}{2n} + \frac{k\pi}{n}$$

donc $1 - \frac{1}{2x} = \cos \left(\frac{\pi}{2n} + \frac{k\pi}{n} \right)$

les racines sont :

$$x_k = \frac{1}{4 \sin^2 \left(\frac{\pi}{4n} + \frac{k\pi}{2n} \right)} = \frac{S_{01}^2}{\omega_s \omega_i (R_s + r)(R_i + r)}$$

On peut donc régler le produit des résistances de source R_s+r et de charge R_i+r du mélangeur pour obtenir, pour une diode et un rapport de conversion donnés, une résistance totale d'entrée du mélangeur tendant vers zéro.

La résistance totale d'entrée étant proportionnelle au déterminant de la matrice générale et les gains de conversion de la fréquence signal sur une quelconque

$$T_T \simeq nT_s \left[\frac{1-2x_k}{2x_k} \right]^2 + T_d$$

des fréquences de sortie étant eux-mêmes inversement proportionnels à ce déterminant, on obtiendra ainsi, en plus du gain de conversion de fréquence, un gain par résistance négative qui peut être aussi élevé que l'on désire.

Remarquons qu'avec les hypothèses précédentes :

$$S_{01} = S_{10}, Z_{sx} = R_s+r, Z_{iy} = R_i+r \text{ et } \frac{\omega_{s0}}{\omega_{sx}} \simeq 1, \frac{\omega_{iy}}{\omega_{i0}} \simeq 1,$$

la matrice générale a ses lignes et ses colonnes égales deux à deux. Les mineurs $\Delta_{s0, iy}$ sont donc sensiblement égaux, ainsi que les mineurs $\Delta_{s0, sx}$ et $\Delta_{s0, iy}$. Les gains de conversion du signal f_{s0} sur une quelconque des fréquences de sortie f_{iy} sont donc sensiblement égaux, ainsi que les gains de conversion des fréquences f_{s2} sur f_{s0} et f_{iy} sur f_{s0} . Cette approximation est d'autant plus valable que le rang n de la matrice est plus élevé.

On peut écrire le développement de la matrice générale sous la forme :

$$v_{s0} = (R_s+r) \left[\begin{array}{c} 1-2 \frac{k_s k_i}{1 - \frac{k_s k_i}{1 - \frac{k_s k_i}{\dots}}} \\ \dots \\ \dots \end{array} \right] i_{s0}$$

$$\underbrace{\left[\begin{array}{c} \dots \\ \dots \\ \dots \end{array} \right]}_{|K_0|}$$

$$-j \frac{k_i}{1 - \frac{k_s k_i}{1 - \frac{k_s k_i}{\dots}}} \left[\begin{array}{c} v_{i-1} - j \frac{k_s}{1 - \frac{k_s k_i}{\dots}} \\ \dots \end{array} \right]$$

$$\underbrace{\left[\begin{array}{c} \dots \\ \dots \\ \dots \end{array} \right]}_{|K_1|} \quad \underbrace{\left[\begin{array}{c} \dots \\ \dots \\ \dots \end{array} \right]}_{|K_2|}$$

$$-j \quad |K_1| \quad \left[\begin{array}{c} v_{i0} - j \\ \dots \end{array} \right] \quad |K_2| \quad \left[\begin{array}{c} v_{s+1} - \dots \end{array} \right]$$

où $k_s = \frac{S_{01}}{\omega_s(R_s+r)}$ et $k_i = \frac{S_{01}}{\omega_i(R_i+r)}$.

On a entre les différents coefficients de cette équation les relations :

$$|K_0| = |K_1| k_s \quad |K_1| = \frac{k_i}{1 - k_i |K_2|} \dots$$

Les gains de conversion d'une des fréquences de sortie sur le signal sont alors :

$$|G_{iy, s0}|^2 \simeq |K_1|^2 = \left| \frac{K_0}{k_s} \right|^2 \rightarrow \frac{1}{4k_s^2} = \frac{1}{4x_k} \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{r+R_s}{r+R_i}$$

et les gains de conversion des battements signal sur le signal fondamental sont :

$$|G_{sx, s0}|^2 \simeq |K_1 K_2|^2 = \left| \frac{k_i - |K_1|}{k_i} \right|^2 \rightarrow \left| \frac{1-2x_k}{2x_k} \right|^2$$

L'expression de la température de bruit devient alors :

$$\frac{r}{R_s} \left[1+n \left| \frac{1-2x_k}{x_k} \right|^2 + \frac{n}{4x_k} \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{r+R_s}{r+R_i} \right] + T_i \frac{R_i}{R_s} \frac{n}{4x_k} \frac{\omega_s}{\omega_i} \frac{r+R_s}{r+R_i}$$

Nous avons vu que, lorsque $k_s k_i \rightarrow x_k$, les gains de conversion $G_{s0, iy}$ du signal sur une des fréquences de sortie sont élevés, puisque Z_e tend vers zéro, donc avec les notations précédentes : K_0 tend vers $1/2$.

3. Conclusion

Le calcul du mélangeur à double pompe, à bande latérale inférieure n'a été développé que dans le cas d'une jonction abrupte pompée en courant.

Si, en pratique, on dispose de jonctions abruptes, il est difficile, aux fréquences élevées, de les pomper effectivement en courant. Cependant ce cas a l'avantage de simplifier considérablement les calculs et de permettre ainsi de bien mettre en évidence le phénomène fondamental de couplage du type gyroscopique, entre les différentes fréquences véhiculées par les circuits d'entrée et de sortie du mélangeur, créant des résistances négatives, principe de l'amplification.

— On obtiendra le nombre maximal de combinaisons de fréquence d'égales amplitudes, donc le nombre maximal de pinceaux de réception, en utilisant des pompes d'amplitudes égales et maximales et des réactifs d'accord du circuit d'entrée et de sortie à pôles multiples, tels que l'impédance du circuit d'entrée et l'impédance du circuit de sortie soient réelles dans des bandes les plus larges possibles et égales. Cette bande maximale est limitée par la capacité moyenne de la diode et par la valeur des résistances de source et de charge nécessaires pour obtenir un gain donné.

Le nombre de combinaisons de fréquences retenu, donc le nombre de pinceaux de l'antenne, est limité : c'est une fonction des caractéristiques de la diode utilisée, du gain désiré et de l'écart des fréquences de pompe choisi.

— Le gain de l'amplificateur sera obtenu, pour une diode donnée, en réglant le produit des résistances de source et de charge du mélangeur. Leur rapport sera réglé pour obtenir des bandes passantes du circuit d'entrée et du circuit de sortie identiques. La fréquence centrale de pompage, donc le rapport de conversion du mélangeur, pourra être choisie afin d'optimiser le produit gain \times bande du mélangeur.

— La température de bruit de cet ensemble de réception multicanal est due :

a) A la température de l'antenne T_s ramenée sur la fréquence fondamentale par les différentes combinaisons des fréquences signal. Elle est proportionnelle à ce nombre de combinaisons et dépend du réglage de l'amplificateur. Remarquons que si $x_k \rightarrow 1/2$, la contribution de l'antenne au bruit total tend vers 0.

b) A la diode elle-même pouvant être refroidie, de température T_d , qui bruite aux différentes fréquences véhiculées par les circuits d'entrée et de sortie du mélangeur. Ce bruit est proportionnel au rapport résistance de perte de la diode / résistance de source du circuit. La contribution de bruit due aux fréquences signal tend également vers zéro lorsque x_k tend vers $1/2$. La contribution des fréquences de sortie, sera d'autant plus faible que la fréquence de pompe, donc que le rapport de conversion du mélangeur, sera élevé.

c) A la température de bruit de la charge du mélangeur qui peut être également refroidie (cas d'un isolateur refroidi entre le mélangeur et l'étage qui suit), ce bruit est proportionnel au rapport de conversion du mélangeur et au rapport résistance de charge du mélangeur / résistance de source. Ce dernier rapport peut être choisi élevé tout en conservant la largeur de bande de l'amplificateur si la fréquence de pompe est élevée.

Remarquons cependant que R_i ne peut être nul car le gain de conversion $G_{s_o, i_y} = 4R_s R_i \Delta_{s_o, i_y} / \Delta$, serait lui-même nul. On aura également ici un rapport de fréquence de pompe donc un rapport de conversion du mélangeur qui optimisera le facteur de bruit.

Le mélangeur à double pompe, sortant sur sa bande latérale inférieure, est donc un système à résistance négative qui doit permettre d'obtenir des gains de conversion égaux et élevés, de la fréquence signal sur un nombre fini de combinaisons de fréquences de sortie f_{im} , avec une température équivalente de bruit qui peut être rendue très faible.

4. Résultats expérimentaux

Nous avons envoyé sur un mélangeur paramétrique à simple accord, de résistance de source et de charge réglable, deux fréquences de pompe distantes de quelques mégacycles, délivrées par deux klystrons de pompe soigneusement découplés.

Ce mélangeur paramétrique, de type classique, est constitué par une diode au silicium en boîtier cartouche placée à l'extrémité d'un coaxial amenant le signal (derrière un filtre passe-bas changeur d'impédance) et en parallèle dans un guide bande X permettant d'amener d'un côté les deux pompes et de sortir de l'autre côté les combinaisons de fréquence f_{im} (entre deux filtres \mathcal{F}_p et \mathcal{F}_i permettant de séparer les circuits de pompe et le circuit de sortie). La fréquence centrale signal $f_s = 2,6$ GHz et la fréquence centrale de sortie $f_i = 8,2$ GHz ont été choisies respectivement au voisinage de la résonance série et parallèle de la jonction avec son boîtier.

Le nombre de combinaisons de fréquence f_{im} apparaissant sur un analyseur de spectre placé à la sortie du mélangeur est maximal (24 environ) lorsque les fréquences des deux klystrons de pompe sont proches, lorsque leur puissance sont identiques et lorsque le gain du mélangeur est suffisamment élevé pour masquer le facteur de bruit de l'analyseur de spectre. Les résistances de source et de charge optimales sont alors voisines des résistances de source et de charges optimales du mélangeur à pompe unique.

La figure 6, photographie prise sur l'analyseur de spectre, montre le spectre constitué par les différentes raies f_{im} obtenues pour un signal sinusoïdal. On remarquera que ce spectre est symétrique et que le gain de conversion G_{s_o, i_y} décroît régulièrement avec le rang m de la fréquence f_{im} , le mélangeur étudié étant un mélangeur à simple accord.

FIG. 6. — Amplificateur seul.
Signal - 70 dB/mW.
Gain 50 dB.
 $\Delta f_p = 2$ MHz.

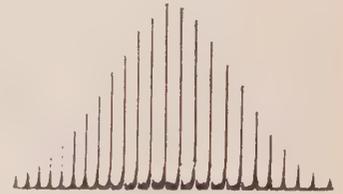


FIG. 7. — Amplificateur seul.
Signal - 110 dB/mW.
Gain 50 dB.
 $\Delta f_p = 2$ MHz.



Lorsqu'on diminue le niveau du signal et qu'on pousse le gain de l'analyseur de spectre, on constatera sur la photographie (fig. 7), que les vingt premières combinaisons de fréquence sortent également du bruit. Les combinaisons d'ordre supérieur sont noyées progressivement dans le bruit, le gain de l'amplificateur sur ces fréquences n'étant plus suffisant pour masquer le facteur de bruit de l'analyseur de spectre.

4.1. GAIN DU MÉLANGEUR A DOUBLE POMPE

— Le gain très élevé du mélangeur sur les fréquences centrales f_{i0} et f_{i1} (40 à 60 dB), nécessaire pour obtenir un gain suffisant sur les combinaisons de fréquences de rang élevé, est aussi stable que le gain d'un amplificateur paramétrique classique à pompe unique, de gain compris entre 15 et 20 dB. Ceci peut être interprété en remarquant que l'on aurait le même phénomène si on avait utilisé une seule fréquence de pompe, modulée en amplitude. On aurait alors un amplificateur à résistance négative modulée périodiquement, du type des amplificateurs à super-réaction, bien connus pour leur propriété de gain stable très élevé.

Notons que le mélangeur à deux fréquences de pompe et à grand gain, se sature beaucoup plus

rapidement que l'amplificateur paramétrique classique.

4.2. BANDE DU MÉLANGEUR A DOUBLE POMPE

— La bande du mélangeur à deux pompes, distantes de 2 MHz, pour un gain de 40 dB est sensiblement égale à la bande passante du mélangeur à pompe unique pour un gain de 20 dB.

Le produit gain \times bande du mélangeur à double pompe de niveau donné est sensiblement constant en fonction de l'écart des fréquences des deux pompes.

Lorsque les fréquences de pompe sont rapprochées, le gain augmente, et la bande diminue; lorsqu'on écarte les deux fréquences de pompe, le gain diminue et la bande augmente. Il existe donc un écart de fréquence de pompe maximal permettant d'obtenir un gain minimal donné, et la bande maximale.

Le produit gain \times bande est évidemment lié à la surtension propre du circuit signal et du circuit de sortie du mélangeur. Comme pour l'amplificateur paramétrique classique, il faudra réduire au minimum toutes les surtensions parasites des circuits: éléments réactifs parasites des diodes, effet de longue ligne, changement d'impédance. Il est également ici tout particulièrement intéressant de chercher à utiliser des circuits à accords multiples.

4.3. SENSIBILITÉ DE RÉCEPTION

— Le facteur de bruit du mélangeur à deux pompes, non refroidi, mesuré au tube à bruit, est légèrement plus élevé que celui du mélangeur à pompe unique. Remarquons cependant que la mesure au tube à bruit d'un amplificateur à plusieurs canaux, ne peut pas donner directement sa sensibilité tangentielle.

Nous avons donc également mesuré les performances du mélangeur au signal tangentiel, en utilisant un amplificateur sélectif à bande étroite intercalé dans la moyenne fréquence du récepteur superhétérodyne qui le suit, permettant de sélectionner successivement les impulsions des différents canaux centrés sur les fréquences f_{im} .

Nous avons obtenu dans les dix canaux, de part et d'autre de la fréquence centrale d'accord du circuit de sortie, des impulsions doublant le bruit pour un niveau de signal légèrement supérieur à celui de l'amplificateur à pompe unique mais nettement inférieur (4 à 5 dB) à celui du mélangeur standard seul. Pour les combinaisons de fréquence d'indice supérieur ($m > 10$), le rapport signal/bruit se dégrade rapidement: le mélangeur n'a plus assez de gain pour masquer le facteur de bruit du récepteur classique qui suit.

Notons que ces mesures ne sont pas effectuées dans les conditions exactes d'exploitation du mélangeur multicanal. Il faudrait simuler la réception d'une antenne froide réelle, en utilisant, par exemple, un atténuateur signal, porté à la température de l'azote ou de l'hydrogène liquide.

4.4. VÉRIFICATION DES LOIS DE PHASE

— La vérification des lois de phase et la reproductibilité des mélangeurs ont été étudiées sur deux mélangeurs identiques insérés dans le circuit de test dont le schéma est donné figure 8.

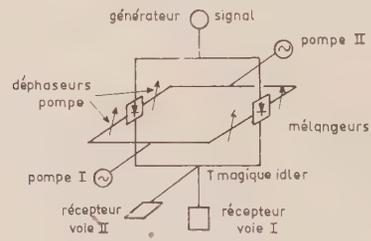


FIG. 8.

Le signal est divisé en deux voies identiques en amplitude et phase vers les deux mélangeurs. Les deux pompes sont également divisées en deux voies identiques vers les mélangeurs mais avec des déphaseurs variables dans chaque voie. Les sorties du mélangeur sont reconstituées grâce à des voies identiques sur un T magique. Un récepteur est placé sur la voie somme et un autre sur la voie différence. La figure 9 donne la vue d'ensemble du montage de test.

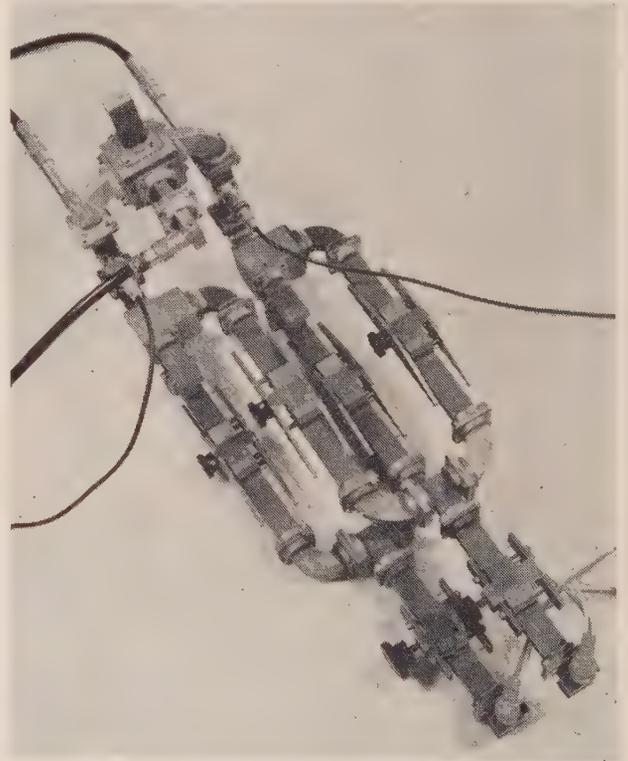


FIG. 9.

Lorsque le signal et les deux pompes arrivent en phase sur le mélangeur, les fréquences f_{in} s'ajoutent dans la voie somme du T magique et on ne retrouve rien dans la voie différence. Ainsi que le montre la figure 10 photographies prises sur un analyseur de spectre placé dans chacune des voies de sortie du T magique.

Comparaison des phases de deux mélangeurs

signal - 50 dB/mW

$\Delta F_q = 5 \text{ MMz} - G_{80,10} = 30 \text{ dB}$.

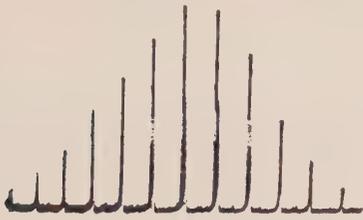


FIG. 10a. $\Delta\phi_\rho = 0$; voie différence.



FIG. 10b. $\Delta\phi_\rho = 0$, voie somme.

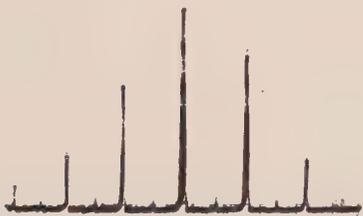


FIG. 11a. $\Delta\phi_\rho = \pi$.

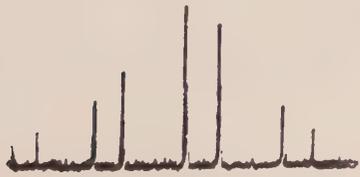


FIG. 11b. $\Delta\phi_\rho = \frac{\pi}{3}$.

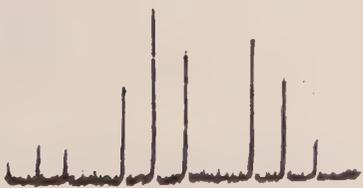


FIG. 11c. $\Delta\phi_\rho = \frac{\pi}{2}$.

Si on déphase de π une des pompes, les fréquences différences fondamentales $f_p - f_s$ correspondantes sortant des deux mélangeurs arrivent en opposition de phase sur le T magique, elles sont sommées dans la voie différence, et s'annulent dans la voie somme. Les différentes combinaisons de fréquences se retrouvent alternativement dans

la voie somme et dans la voie différence, selon la loi théorique $\Delta\phi_{im} = m\Delta\phi_p = m\pi$, ainsi que le montre la figure 11a.

Si on déphase de $\pi/3$ une des pompes, on supprimera alors une combinaison sur trois dans la voie différence (fig. 11b). Si on déphase de $\pi/2$, on supprime alors une combinaison de fréquence sur quatre (fig. 11c).

Du niveau maximal des ondes en opposition de phase, on peut déduire la différence d'identité des deux mélangeurs en amplitude et phase.

L'erreur maximale entre les deux mélangeurs utilisés ici est inférieure à 1 dB en amplitude et 8° en phase dans toute la bande passante.

5. Conclusion

Notons que si les résultats expérimentaux confirment la possibilité d'obtenir simultanément 12 à 24 pinces de réception, selon l'écart de fréquence de pompe désiré, avec une sensibilité nettement supérieure à celle d'un récepteur superhétérodyne classique et avec des erreurs de phase largement inférieures à la précision exigée par le type d'antenne réseau, cette antenne de réception exige un réglage assez délicat de chaque mélangeur.

Les amplitudes de la pompe doivent être réglées et constantes à 0,2 dB près. Un isolateur de taux d'onde stationnaire inférieur à 1,2 doit être placé à l'entrée de chaque mélangeur. On doit également conserver, en plus du choix du point de polarisation de la diode, un réglage fin de chaque circuit de sortie des mélangeurs.

Remarquons bien que l'ensemble des précautions précédentes, indispensables pour obtenir les performances annoncées, sont malheureusement dues au principe même de fonctionnement. Ce sont des mélangeurs à résistances négatives. Leur sensibilité à toute variation de l'amplitude de la pompe ou de l'impédance des circuits de source et de charge est due au fait que, pour obtenir un gain important, on est obligé de travailler au voisinage de l'auto-oscillation du mélangeur. Le double pompage présente cependant une stabilité à grand gain grâce à son fonctionnement du type « super-réaction », bien meilleure que celle des amplificateurs paramétriques classiques. Ce système n'en demeure pas moins un système de haute performance, mais de réglage délicat.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MANLEY J. and ROWE E. — Some general properties of non linear elements. *Proc. IRE*. Vol. 44, July 1956.
- [2] GETSINGER and MATTHAEI. — Design of up converter and Parametric amplifier. *IEE Transaction MTT*, janvier 64.
- [3] PONFIELD et RAFUSE. — Varactor Applications. M.I.T. Press.

BRUITS COSMIQUES EN MICRO-ONDES

PAR

A. BOISCHOT

Observatoire de Meudon

1. Introduction

Il est bien connu que la sensibilité des systèmes de réception radioélectrique est limitée par la quantité de bruit qui s'ajoute au signal, à la sortie des récepteurs. Ce bruit provient, d'une part du récepteur lui-même, d'autre part de tous les bruits incohérents captés par l'antenne, et qui sont principalement des bruits naturels, cosmiques ou terrestres.

Jusqu'à ces dernières années, le bruit des récepteurs était bien supérieur à cette deuxième composante et le problème des bruits cosmiques ne se posait guère. Avec l'apparition des récepteurs à faible bruit, il en est autrement et il est intéressant de faire l'inventaire des différentes sources de bruit qui peuvent être captées.

Mis à part ce côté nuisible du bruit cosmique, son étude est importante, car ses sources peuvent être utilisées pour l'étude du diagramme des antennes, et la mesure de leur rendement. En effet, l'étalonnage des systèmes de grandes dimensions que l'on utilise de plus en plus couramment est difficile, sinon impossible, à l'aide d'un émetteur terrestre auxiliaire. Celui-ci doit, en effet, être placé dans la zone de Fraunhofer de l'antenne, pour éviter de faire des corrections trop importantes, c'est-à-dire à une distance de l'ordre de

$$D \# 4 \frac{d^2}{\lambda}$$

d étant la dimension de l'antenne et λ la longueur d'onde utilisée. Cette distance étant souvent considérable, il est préférable d'utiliser les sources naturelles, mais cela oblige alors à bien connaître leurs caractéristiques : direction, intensité, variations, polarisation, etc.

2. Bruits naturels

Les bruits naturels peuvent être divisés en deux grandes classes : les bruits d'origine terrestre et les bruits extraterrestres. La liste en est donnée sur le tableau I. Leur importance respective dépend de la fréquence que l'on considère. Les bruits cosmiques ont un spectre généralement décroissant avec la fréquence, à l'inverse du bruit terrestre. Il en résulte que la contribution des premiers, qui est prépondérante sur ondes décimétriques et métriques, devient beaucoup plus faible sur ondes plus courtes.

TABLEAU I

BRUITS NATURELS	
BRUITS D'ORIGINE TERRESTRE	BRUITS D'ORIGINE COSMIQUE
Vapeur d'eau atmosphérique	Bruit galactique
Autres constituants de l'atmosphère	Soleil
Nuages	Lune
Précipitations	Planètes
Sol	
Radome	Radiosources diverses

3. Le bruit galactique [1]

Sa découverte par l'Américain K. JANSKY en 1932 marque le début de la Radioastronomie. On sait maintenant qu'il est dû à deux composantes distinctes, l'une à symétrie à peu près sphérique, qui provient d'un halo de particules relativistes entourant toute notre galaxie, l'autre qui se superpose à la

précédente dans la région du plan galactique. Vue de la Terre cette dernière se présente comme une bande brillante, de quelques degrés de largeur, suivant le tracé de la Voie Lactée.

Ces sources ayant des dimensions étendues devant les lobes des antennes généralement utilisées, on peut exprimer leur intensité par leur température de brillance, température que devrait avoir un corps noir pour émettre, sur la fréquence considérée, le flux d'énergie observé. Comme la galaxie n'est pas un corps noir, la température de brillance sera variable

avec la fréquence. La température de brillance est aussi celle que prendra une antenne dirigée dans la direction correspondante, si son lobe est plus étroit que la source, au rendement de l'antenne près.

La figure 1 montre un exemple de carte d'isophotes de la galaxie déterminées sur 400 MHz, en coordonnées équatoriales célestes, ascension droite et déclinaison. On y remarque un fond à peu près continu, de l'ordre de 10 unités (25 °K) et une bande beaucoup plus brillante suivant la Voie Lactée. Il se superpose d'ailleurs à cette bande des sources de petites dimensions dont nous parlerons tout à l'heure.

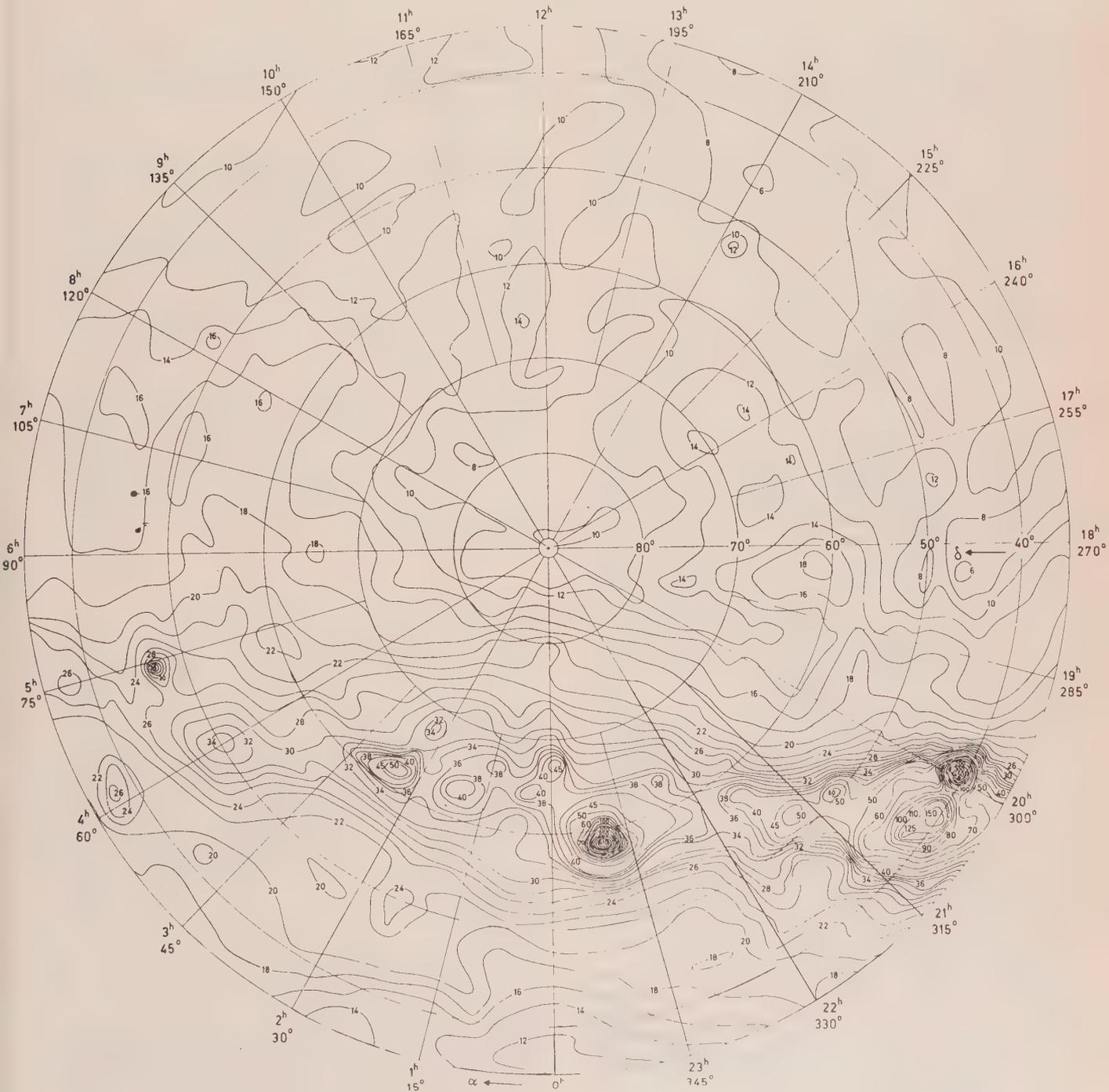


FIG. 1. — Carte du bruit galactique sur 400 MHz dans les régions de déclinaisons supérieures à 35°.

La figure 2 donne le spectre de l'émission galactique (température de brillance en fonction de la fréquence) sur la crête galactique et dans une région éloignée. On constate que le bruit correspondant est très important sur ondes métriques, pouvant atteindre plusieurs centaines ou milliers de degrés. C'est la raison principale du peu d'intérêt des récepteurs à très faible bruit dans cette gamme d'ondes : si l'antenne reçoit déjà plusieurs centaines de degrés du ciel, peu importe que le récepteur en fournisse 10 ou 50.

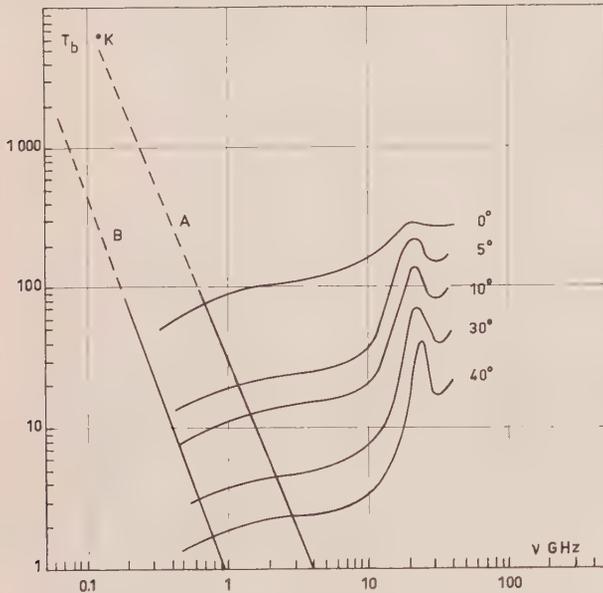


FIG. 2. — Spectre du bruit galactique dans la direction du centre galactique (A) et dans la direction du pôle (B). Les autres courbes donnent la température de bruit provenant de l'atmosphère terrestre pour différentes élévations de la direction visée.

Mais on constate aussi que ce bruit diminue rapidement quand la fréquence augmente. La température de brillance varie en $\nu^{-2,5}$, en première approximation suivant la même loi en tous les points du ciel. Il en résulte qu'en micro-ondes (par exemple pour $\nu > 1$ GHz) le bruit galactique sera faible. Il est cependant susceptible d'ajouter au bruit du système une température de quelques degrés, qui peut n'être pas négligeable dans le cas où on utilise des masers. Mais la contribution de l'atmosphère terrestre est alors bien supérieure, comme le montre la figure 2.

4. Le soleil [2], [3]

C'est la source la plus intense du ciel dans le domaine qui nous intéresse. Il constitue une source importante de bruit même quand il est reçu dans les lobes secondaires de l'antenne.

On peut encore diviser son émission en deux composantes : une émission quasi stable qui est l'émission thermique de l'atmosphère solaire, et des « sursauts radioélectriques » qui ne s'observent qu'après quelques grandes manifestations de l'activité solaire, les éruptions chromosphériques.

La première est due au rayonnement free-free (par transitions hyperboliques) des électrons de la

chromosphère et de la couronne, les deux couches les plus externes de l'atmosphère solaire. Mais l'origine de l'émission est d'autant plus élevée que la fréquence est basse. Cela est dû au fait que le gaz solaire, qui est un plasma, constitue un filtre passe-haut pour les ondes radio, la fréquence de coupure étant fonction de la densité électronique. Cette fréquence est la fréquence propre du plasma, soit :

$$f_0 = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\epsilon_0 m}},$$

ou
$$f_0 = 9\sqrt{N_e} \text{ (MKS)} .$$

Puisque N_e décroît quand on s'éloigne du Soleil, il en sera de même de f_0 : les fréquences basses seront émises à des altitudes plus élevées que les hautes fréquences.

Sur ondes métriques, le diamètre apparent du soleil sera donc supérieur à son diamètre visible (qui est égal à $30'$), et la température observée sera celle de la couronne solaire, de l'ordre du million de degrés. Par contre l'émission des ondes millimétriques et centimétriques se fera dans les couches basses de l'atmosphère solaire, photosphère et chromosphère, dont les températures sont beaucoup plus faibles, de 5 000 à 25 000 °K. Le Soleil radio sera alors pratiquement égal au disque visible.

Sur la figure 3, on a porté la densité de flux du soleil en fonction de la fréquence. C'est la densité spectrale d'énergie au niveau de la terre, et elle est exprimée en watts par mètre carré de surface réceptrice et par hertz de bande passante. On peut exprimer facilement l'intensité du rayonnement dans la bande B d'une source de densité de flux S par la valeur du champ E en $\mu\text{V/m}$:

$$E = (Z_0 S B)^{1/2}$$

Z_0 étant l'impédance du vide (377Ω).

En réalité, cette composante n'est pas parfaitement constante. D'une part parce que les caractéristiques de l'atmosphère solaire varient légèrement pendant le cycle d'activité de 11 ans ; d'autre part parce qu'il se superpose à l'émission de l'atmosphère dans son ensemble, celle de régions plus chaudes et plus denses de la couronne situées au-dessus des taches. Cela donne une composante lentement variable quasi périodique à 27 jours (période de rotation du soleil sur lui-même) qui est très intense entre 50 cm et 3 cm de longueur d'onde. Pour des longueurs d'onde plus courtes elle ne dépasse guère quelques pourcents du rayonnement total du soleil.

Les sursauts solaires sont extrêmement intenses sur ondes métriques où ils peuvent atteindre plus de 1 000 fois le flux total du soleil calme, mais leur importance décroît avec la longueur d'onde. En micro-ondes, ils atteignent parfois le niveau du soleil calme, mais sont beaucoup moins intenses, en général. Leur durée est de quelques heures au plus, ce qui les rend peu nuisibles d'un point de vue brouillage, mais inutilisables pour l'étalonnage des antennes. Cependant, si l'on veut calibrer une antenne à l'aide du Soleil,

il faudra y prendre garde, surtout en période de maximum d'activité solaire où on peut en observer plusieurs dans une même journée.

La figure 3 donne le spectre des principales émissions solaires. Pour les fréquences inférieures à 10 GHz le soleil est difficile à utiliser comme étalon, car son émission varie sensiblement avec le nombre de taches visibles à sa surface. Par contre, en ondes millimétriques, sa température est pratiquement constante, et voisine de celle de la photosphère, soit 6 000 à 8 000 °K.

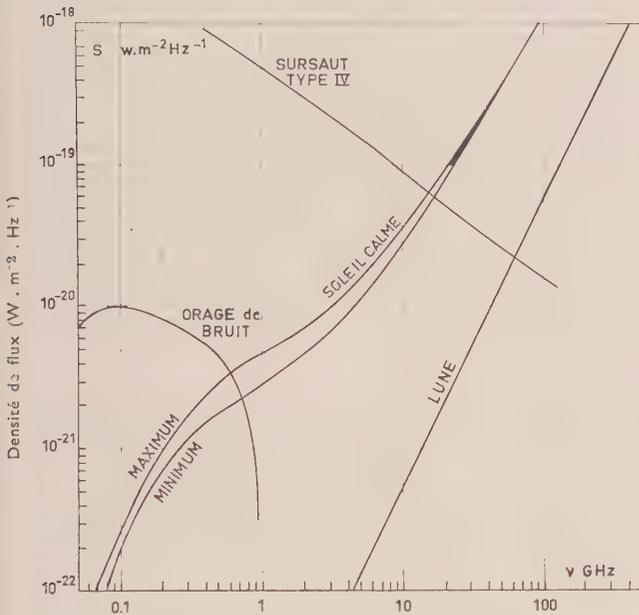


FIG. 3. — Spectre des émissions solaires.

5. La lune [4]

C'est aussi une source intense en micro-ondes. Elle émet le rayonnement thermique d'un corps noir, et la mesure du flux reçu sur Terre permet de mesurer la température de sa surface.

A cause des différences d'éclairement des différents points de cette surface par le Soleil, la Lune ne se présentera pas comme un disque de brillance uniforme. Si nous considérons la température moyenne du disque celle qui intervient quand on utilise une antenne dont le lobe est supérieur aux 30' du diamètre lunaire, on s'aperçoit qu'elle varie avec la lunaison, de manière différente suivant la fréquence.

On peut, en première approximation, représenter cette température par une formule du type :

$$T = T_{e0} + T_{e1} \cos(\Omega t - \zeta)$$

T_{e0} est une constante égale à 220 ± 10 °K sur toutes les fréquences. T_{e1} est l'amplitude de la modulation au cours de la lunaison. Elle croît quand la fréquence augmente, d'une valeur nulle pour $\nu = 3$ GHz à 100 °K pour $\nu = 100$ GHz. De plus, sur les très hautes fréquences, la modulation n'est plus sinusoïdale, mais suit une loi plus complexe.

Les variations de la température lunaire en micro-ondes sont donc loin d'être négligeables, et il faudra en tenir compte si on utilise la Lune comme source étalon pour calibrer les antennes.

Si le lobe à étudier est très étroit, bien inférieur à 30', il faudra aussi tenir compte de la distribution des températures sur le disque lunaire, car des différences sensibles existent entre les différents reliefs, comme les « mers » et les « cratères ». Ajoutons que la distance de la Terre à la Lune varie légèrement au cours de la lunaison, et que la correction correspondante sur ses dimensions et son flux devra être apportée.

REMARQUE

Une remarque doit être faite au sujet du calcul de la température d'antenne que l'on obtient en observant la Lune ou le Soleil. Les antennes utilisées ont souvent un lobe principal de dimensions inférieures à celle de la source.

La température d'antenne est alors liée à la température de brillance par la formule :

$$T_a = \rho T_b$$

où ρ est le rendement en lobe de l'antenne.

On définit habituellement le rendement d'un réflecteur par le rapport de son aire effective à sa surface physique. Mais ceci définit le rendement « en surface » qui caractérise seulement l'antenne dans la direction du maximum du diagramme.

Si la source couvre à peu près le lobe principal, ce n'est pas ce rendement qu'il faudra utiliser mais le rendement en lobe, qui doit tenir compte du gain de l'antenne dans tout le lobe principal.

A l'émission, par exemple, il se définit, comme le rapport de l'énergie émise dans tout le lobe principal à l'énergie totale émise par l'antenne.

Si $g(\theta, \varphi)$ est le gain de l'antenne dans une direction (θ, φ) , on aura :

$$\rho = \frac{\int_{L.ppl} g(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{4\pi} g(\theta, \varphi) d\Omega}$$

ce rendement est généralement supérieur au rendement en surface.

Si on connaît seulement la forme du lobe principal, et le rendement en surface η , il est possible de calculer ρ par la formule :

$$\rho = \eta \times \frac{\text{Surface de l'antenne}}{\lambda^2} \int_{L.ppl} g'(\theta', \varphi) d\Omega$$

g' étant le gain de l'antenne normalisé de façon à être égal à l'unité dans la direction du maximum du lobe.

6. Les planètes [5]

Ce sont des sources radio assez intenses, particulièrement sur les ondes les plus courtes, et qui peuvent être utilisées pour l'étalonnage des systèmes très

sensibles. Elles ont l'avantage d'être des sources très petites dont les dimensions sont bien connues.

Leur émission principale est aussi celle du corps noir, dont le spectre est donné par la loi de Planck, ou, avec une approximation suffisante en radio, par la loi de Rayleigh

$$B = \frac{2kT}{\lambda^2}$$

B est la brillance spectrale énergétique sur la source. La densité de flux reçue sur Terre varie comme la surface apparente de la source, c'est-à-dire comme le carré de sa distance. L'intensité des planètes sera donc très variable au cours de l'année, suivant leur position par rapport à la Terre. Elles seront le plus facilement détectables lors de leur opposition, pour des planètes extérieures, et de leur conjonction inférieure pour Vénus et Mercure.

La figure 4 montre l'intensité que l'on reçoit des planètes lorsqu'elles occupent ces positions. Le trait continu correspond à la loi de Rayleigh dont la formule a été donnée ci-avant, et le trait interrompu aux densités de flux effectivement observées.

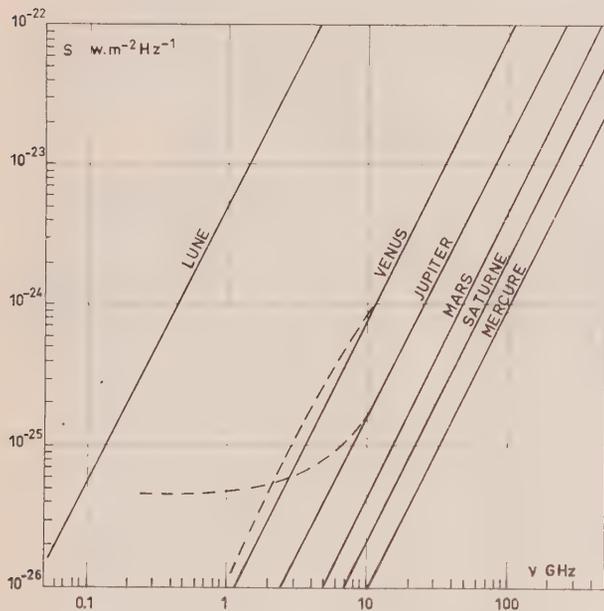


FIG. 4. — Emission de la Lune et des planètes.

Vénus et Jupiter sont les deux planètes les plus faciles à observer. Sur fréquence supérieure à 10 GHz, leur température est égale à celle que l'on peut déterminer en infrarouge, et leurs dimensions correspondent bien à la surface visible des planètes. Sur les fréquences inférieures à 10 GHz, apparaissent des émissions de caractères différents.

Pour Vénus, la température de brillance, qui est normalement de 225 °K, s'élève à 550 °K, valeur qu'elle conserve jusqu'aux fréquences les plus basses sur lesquelles Vénus a été observée. On explique ce phénomène de la manière suivante :

En infrarouge et ondes très courtes, c'est la couche nuageuse qui entoure la planète que l'on observe,

car elle est opaque aux ondes correspondantes. Sa température est de 225 °K, par contre, elle devient transparente aux ondes plus longues, et c'est alors la surface solide de la planète qui est observée. Par suite d'un effet de serre, justement introduit par la couche nuageuse, la température de cette surface est bien plus élevée, soit 550 °K.

L'émission supplémentaire de Jupiter a une origine plus complexe. C'est une émission non thermique, cyclotron ou synchrotron, due à des ceintures de particules de grandes énergies piégées dans le champ magnétique de Jupiter. Ces ceintures sont analogues aux ceintures de Van Allen découvertes autour de la Terre, mais beaucoup plus intenses. Il en résulte que la source d'émission ne sera plus la surface de la planète mais son atmosphère et qu'elle aura une dimension deux à trois fois supérieure au diamètre visible. De plus, ce rayonnement sera en grande partie polarisé linéairement, suivant un axe parallèle à l'équateur jovien. L'émission non thermique de Jupiter s'observe jusqu'aux très basses fréquences. Il s'y superpose un autre type d'émission encore plus intense, sur fréquences inférieures à 30 MHz. Jupiter devient alors une source plus intense que le soleil et même que toute la galaxie.

7. Les radiosources galactiques et extragalactiques [6]

Elles sont peu intenses en micro-ondes, et ne peuvent constituer une source de brouillage que dans le cas des antennes de très grandes dimensions qui regardent juste dans leur direction.

La figure 5 donne le spectre des plus intenses d'entre elles. Leur intensité reste supérieure à celle des planètes pour des fréquences inférieures à 20 ou 30 GHz, mais leurs dimensions atteignent souvent plusieurs minutes d'arc, ce qui peut être un inconvénient pour l'étalonnage des antennes à très grand pouvoir séparateur.

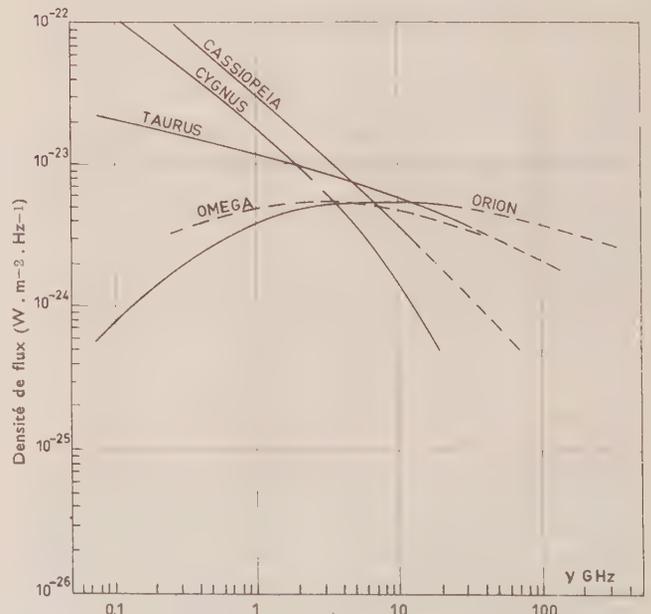


FIG. 5. — Spectre des radiosources les plus intenses en micro-ondes.

Certaines de ces radiosources ont une émission non thermique dont le spectre décroît rapidement quand la fréquence croît, suivant une loi en $\nu^{-\alpha}$ avec α compris entre 0,7 et 1,0. Ces sources seront rapidement inobservables en ondes très courtes. Ce sont, soit des restes d'étoiles ayant explosé dans notre galaxie, soit des galaxies qui, pour une raison encore inconnue, émettent un flux radio énorme.

Une autre classe de radiosources est formée des grands nuages d'hydrogène ionisé qui existent dans le plan de la galaxie, c'est-à-dire au voisinage de la Voie Lactée. Ils émettent le rayonnement thermique d'un gaz optiquement mince à 10 000 °K, et ont un spectre sensiblement constant avec la fréquence. Ils deviennent alors plus intenses que les sources non thermiques sur fréquences de quelques dizaines de GHz. Mais ce sont généralement des sources d'assez grandes dimensions (plusieurs minutes d'arc) et de forme assez irrégulière.

Il existe des catalogues résumant toutes les observations faites à ce jour, et donnant les positions et les intensités de ces sources. Mais il est bien évident que

ces données ne devront pas être utilisées directement. L'atmosphère terrestre va en effet modifier d'une façon sensible aussi bien la position, à cause de la réfraction, que l'intensité des radiosources, en absorbant une partie de leur rayonnement. Cet effet sera particulièrement important en micro-ondes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MILLS B.Y. — Non thermal Radio Frequency Radiation from the galaxy. *Annual review of Astronomy and Astrophysics*. Vol. 2, p. 185, 1964.
- [2] KUNDU M. — *Solar Radio Astronomy*. Interscience Publishers, 1965 (New York), London).
- [3] BOISCHOT A. et DENISSE J.F. — Solar Radioastronomy. *Advances in Electronics and Electron Physics*. Vol. 20, p. 147, 1964.
- [4] TROITSKY V.S. — *Radio Sciences*. 69D, 1585, 1965.
- [5] Special Issue on Planetary atmospheres and Surfaces. *Radio Sciences*, 69D, n° 12, 1965.
- [6] HOWARD III W.E., MARAN S.P. — General catalogue of discrete Radio sources. *Astrophys. Journal Suppl. Series* n° 93. Vol. X, p. 1, 1965.

UNE ANTENNE A FORT GAIN ET FAIBLE TEMPÉRATURE DE BRUIT POUR STATION DE TÉLÉCOMMUNICATIONS SPATIALES

PAR

P. MANDEL, G. ROGER, Y. TOCQUEC

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

1. Introduction

Les performances exceptionnelles demandées aux ensembles de réception des stations terriennes de télécommunications par satellites, ont été fixées dans leurs grandes lignes, en 1958, par PIERCE et KONPFNER, des Laboratoires BELL.

Depuis cette date, les progrès importants réalisés ont permis la mise en orbite de charges utiles de plus en plus lourdes. Il n'en est pas résulté pour autant un accroissement significatif de la densité des signaux reçus au sol. L'augmentation des hauteurs orbitales et celle de la capacité d'information ont contrebalancé l'accroissement de la puissance apparente rayonnée vers le sol par les satellites de télécommunications.

Les problèmes des antennes de réception et ceux de la température de bruit des récepteurs sont restés, de ce fait, à peu près inchangés, au moins en ce qui concerne les stations de télécommunications à grande capacité.

Nous pensons, pour cette raison, que l'exposé de l'ensemble des travaux exécutés par le CENTRE DE RECHERCHES DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE D'ÉLECTRICITÉ, en collaboration avec le CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS, dans le domaine des antennes à gain élevé et à température de bruit faible, présente un certain intérêt.

Les phases essentielles des études en question ont été les suivantes :

- dégagement des lois physiques qui gouvernent le fonctionnement de telles antennes,
- choix de la configuration géométrique optimale de la structure,

- étude théorique et optimisation des dimensions des éléments constituant l'aérien,
- essais expérimentaux et vérification des calculs par mesure du gain, à l'aide d'un modèle à échelle réduite,
- calcul de la température de bruit en fonction de l'angle d'élévation.

2. Rappel des principes et choix de la solution

Une station terrienne de télécommunications spatiales est destinée à faire partie d'un réseau à l'échelle mondiale. Elle doit donc satisfaire à un certain nombre de caractéristiques minimales afin que la qualité des liaisons qu'elle assure corresponde aux normes admises pour l'ensemble du réseau. Parmi ces caractéristiques, la plus importante est le rapport signal/bruit mesuré à la réception.

Alors que la puissance du signal recueilli dépend principalement du gain de l'antenne, diminué des pertes de la liaison de l'antenne au récepteur, la puissance du bruit, que l'on exprime par la « température de bruit » du système, ne dépend qu'en partie des caractéristiques de l'antenne. Diverses sources de bruit interviennent en effet, parmi lesquelles : le bruit galactique, l'absorption atmosphérique, les pertes de la liaison antenne-récepteur, le récepteur, éventuellement le radome s'il existe. Le bruit apporté par l'antenne elle-même, c'est-à-dire le bruit dû au rayonnement du sol, recueilli par ses lobes secondaires, ou aux pertes ohmiques de sa surface ou de son dispositif d'excitation, n'intervient, en général, que pour moins d'un quart du bruit total, même si on utilise des récepteurs à très faible bruit, du type maser.

Le rapport gain/température de bruit, appelé encore facteur de mérite, s'il peut définir la station, ne peut, à lui seul, mesurer la qualité d'une antenne ; c'est-à-dire qu'on ne peut définir l'antenne que par son gain *et* sa température de bruit, le rapport de ces deux quantités étant, à lui seul, inutilisable.

Si on considère, en effet, le cas de deux antennes de même rapport G/T , dont l'une a, à la fois, une température de bruit et un gain supérieurs à ceux de l'autre, celle dont le gain est le plus fort est toujours plus avantageuse lorsqu'on considère le rapport G/T de la station à laquelle on les incorpore.

Il est donc important que, pour une antenne dont la surface d'ouverture est donnée, le gain soit aussi proche que possible du maximum théorique, c'est-à-dire que l'ouverture soit éclairée uniformément en amplitude, en phase et en polarisation. Par ailleurs, la température de bruit de l'antenne provenant principalement des lobes secondaires susceptibles de recueillir le rayonnement du sol, il est nécessaire de réduire au strict minimum le niveau de ces lobes. Cette condition paraît contradictoire avec la précédente puisqu'une loi d'illumination uniforme provoque des lobes secondaires élevés.

En fait, les lobes adjacents au lobe principal ne voient pas le sol dès que l'antenne pointe à quelques degrés au-dessus de l'horizon, et les seuls lobes qui contribuent vraiment à la température de bruit sont les lobes latéraux et les lobes arrière dus aux débordements d'énergie autour du réflecteur principal ou, éventuellement, des réflecteurs auxiliaires.

L'étude d'une antenne pour télécommunications par satellites se ramène donc à la recherche d'un compromis entre son rendement d'illumination et le niveau de ses lobes de débordement (spill over). L'examen des solutions possibles montre que, d'une manière générale, les antennes du type « offset » permettent d'obtenir des lobes de débordement soit très réduits, c'est le cas du cornet réflecteur, soit dirigés principalement vers le ciel, mais que leur rendement d'illumination est limité. Les antennes à réflecteur principal de révolution, par contre, permettent théoriquement d'obtenir un rendement très proche de l'unité, mais les lobes de débordement autour des surfaces réfléchissantes sont moins aisément contrôlables. Le fait que, dans la plupart des cas, une légère élévation de la température de bruit peut être compensée par une amélioration du rendement d'illumination et qu'une antenne centrée permet, pour une surface utile égale, un encombrement plus réduit et une plus grande simplicité mécanique, nous a amenés à préférer cette solution.

Une étude théorique qui fit l'objet d'une communication au colloque de l'URSI en 1961, nous permit de vérifier qu'on pouvait effectivement obtenir d'une antenne de révolution à la fois un rendement d'illumination voisin de l'unité et une température de bruit suffisamment réduite pour qu'une antenne de ce type puisse être utilisée dans une station de réception de télécommunications par satellites en donnant des performances convenables. Cette étude montrait aussi que la source d'illumination devait présenter certaines caractéristiques sur lesquelles nous reviendrons plus loin.

La considération des données pratiques nous amena à choisir, plutôt qu'une antenne illuminée par une source située au foyer, une antenne à faible rapport F/D du type Cassegrain. Cette antenne comporte un réflecteur auxiliaire hyperbolique situé sur l'axe, au voisinage du foyer du réflecteur principal, la source primaire étant ainsi ramenée près du sommet du paraboloïde. La liaison entre les équipements et la source se trouve ainsi raccourcie sans présenter les problèmes d'accessibilité posés par des récepteurs ou des émetteurs placés au foyer du paraboloïde.

De plus, l'existence du réflecteur auxiliaire apporte un paramètre supplémentaire qui permet d'améliorer les performances du système d'illumination.

Enfin, cette configuration est plus avantageuse au point de vue de l'énergie débordant autour des réflecteurs. En effet (fig. 1), l'énergie qui déborde autour du réflecteur Cassegrain a un effet négligeable dès que l'antenne pointe à quelques degrés au-dessus de

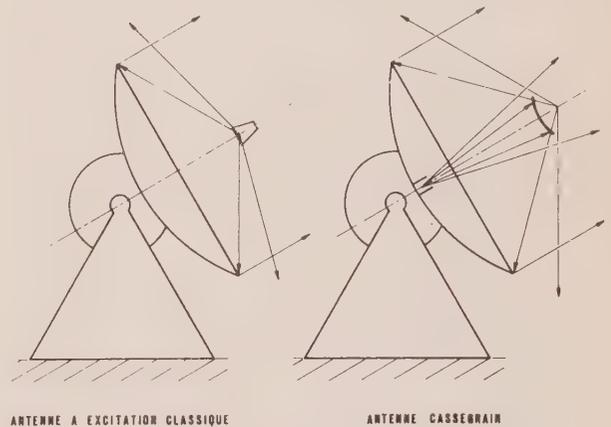


FIG. 1. — Systèmes d'illumination.

l'horizon, et l'énergie re-rayonnée par le miroir Cassegrain et débordant autour du réflecteur principal peut être très atténuée si la loi d'illumination décroît suffisamment vite sur les bords du réflecteur principal. Par contre, une source classique, c'est-à-dire un cornet placé au foyer du paraboloïde, ne permet pas facilement une telle décroissance, ce qui fait que l'antenne reçoit du sol un fort rayonnement dans les positions de pointage voisines de l'horizontale, c'est-à-dire dans un cas déjà défavorable.

Le choix du type d'antenne étant déterminé essentiellement à partir des considérations qui précèdent, il restait à définir les paramètres qui permettent de préciser la géométrie de l'antenne.

3. Choix du rapport F/D

En première approximation, le choix du rapport F/D (distance focale sur diamètre) du réflecteur principal n'est pas crucial : on peut démontrer qu'une antenne Cassegrain est équivalente, en optique géométrique, à une antenne classique présentant la même surface d'ouverture et la même loi d'illumination, c'est-à-dire le même gain et le même diagramme de

rayonnement, du moins pour les premiers lobes. Ce sont d'autres considérations, par exemple de mécanique, qui peuvent intervenir pour favoriser le choix d'un certain rapport F/D . Afin de limiter au possible le rayonnement arrière de l'antenne, on a choisi de construire le réflecteur principal avec un rapport F/D égal à 0,25, c'est-à-dire que le foyer du paraboloïde se trouve dans le plan de son ouverture.

Dans ces conditions, le rayonnement issu du réflecteur auxiliaire et débordant autour du réflecteur principal part perpendiculairement à l'axe de révolution. Les lobes arrière dus à la diffraction sur le bord de ce réflecteur sont alors plus faibles que ceux qu'on observerait avec un réflecteur auxiliaire placé en avant de l'ouverture.

Le choix du diamètre du réflecteur Cassegrain résulte d'un compromis : un réflecteur auxiliaire fonctionne d'autant mieux suivant les lois de l'optique géométrique qu'il est grand devant la longueur d'onde. Il transforme alors l'onde sphérique issue du paraboloïde en une onde sphérique convergeant vers la source primaire ; par contre, un réflecteur trop grand crée un masque important dans le plan d'ouverture de l'antenne, diminue le gain de l'antenne et donne lieu à des lobes secondaires de niveaux élevés. Le diamètre du réflecteur Cassegrain a été choisi égal au 1/10 du diamètre du réflecteur principal, ce qui réalise un compromis satisfaisant.

4. Source primaire

La mise au point de la source primaire a constitué un des points essentiels de l'étude.

Afin de déterminer avec précision les dimensions optimales que doit avoir la source primaire, on peut considérer l'antenne utilisée en réception, et étudier la répartition de champ qui se produit au voisinage du foyer.

Dans le cas d'un paraboloïde de révolution, on peut effectuer le calcul et connaître la répartition de champ (fig. 2). Cette répartition comporte plusieurs anneaux concentriques d'énergie décroissante, qui sont connus en optique sous le nom de taches d'Airy. On peut évaluer la fraction d'énergie contenue dans chacun de ces anneaux : la tache centrale renferme une fraction importante (83 %) de l'énergie interceptée par le paraboloïde ; l'énergie comprise dans les anneaux successifs décroît au fur et à mesure qu'ils sont éloignés du centre. La figure 2 indique précisément le pourcentage d'énergie traversant un cercle de rayon R du plan focal centré sur le foyer.

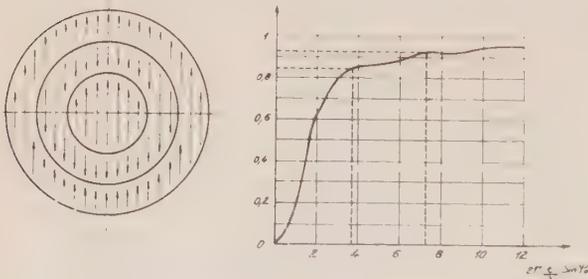


FIG. 2. — Structure de la tache focale.

On voit ainsi qu'en limitant les dimensions transversales de la source primaire au diamètre de la tache centrale, on ne peut espérer recueillir plus de 83 % de l'énergie concentrée au voisinage du foyer, c'est-à-dire que le rendement de l'antenne ne pourra pas dépasser 83 %. On arrive aux mêmes conclusions par une voie toute différente qui consiste à considérer la source primaire utilisée en émission (Réf. Microwave Antenna Theory and Design. SILVER, page 426).

Une première étude de source fut engagée avec, comme objectif, la construction d'une source primaire permettant de reproduire, au foyer du paraboloïde, la configuration des taches d'Airy. En fait, il apparut que cette approche était difficile avec des solutions simples et qu'une telle source ne pourrait être satisfaisante qu'à une fréquence unique.

Etant donné que les dimensions des taches focales sont fonction de la longueur d'onde et que la gamme des fréquences utilisées à la réception des signaux émis par les satellites est assez large (10 %), on s'est donc, en fait, contenté de ne capter que la tache centrale d'Airy. Pour arriver à ce résultat, il faut encore que la distribution de champ réalisée dans la source primaire, considérée cette fois en émission, épouse le mieux possible celle de la tache centrale de rayonnement. Il faut, en particulier, que la répartition de champ soit de révolution et décroisse régulièrement vers l'extérieur de la source ; c'est ce qu'on a cherché à réaliser en utilisant un cornet à modes multiples (fig. 3). A l'ouverture de ce cornet existent deux modes de propagation qui sont voisins des modes H^{11} et E^{11} des guides cylindriques. La combinaison de ces deux modes, avec des relations convenables d'amplitude et de phase, reconstitue sensiblement à l'ouverture du cornet la tache centrale de rayonnement.

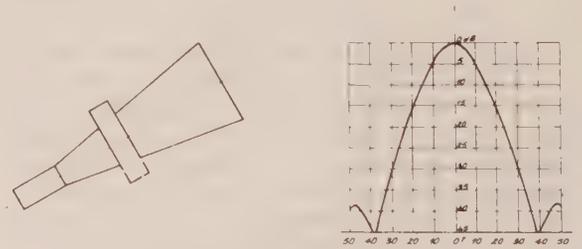


FIG. 3. — Source primaire. Diagramme d'amplitude
 $F = 35\ 000$ MHz. Plans E et H identiques.

La répartition de champ ainsi créée à l'ouverture du cornet conique fournit un diagramme de rayonnement ayant des propriétés intéressantes :

- 1°) le diagramme est très sensiblement de révolution autour de l'axe de rayonnement ;
- 2°) les lobes secondaires sont situés à un niveau très bas (37 dB) par rapport au lobe central ;
- 3°) le centre de phase est unique. Les surfaces de phase sont des sphères centrées en un point situé à l'intérieur du cornet ;
- 4°) le taux d'ondes stationnaires mesuré à l'entrée du cornet demeure inférieur à 1,2 dans toute la bande utile.

En partant des caractéristiques de rayonnement de la source primaire, on peut théoriquement calculer le diagramme de rayonnement de l'antenne complète. En fait, cette méthode de calcul, qui se base, en général, sur les lois de l'optique géométrique, n'est pas très précise et on a jugé préférable de mesurer les caractéristiques de rayonnement du dispositif de focalisation constitué par le réflecteur Cassegrain et la source primaire.

5. Mesure du rayonnement du système d'illumination

Pour étudier le rayonnement du système d'illumination en amplitude et en phase, on a constitué le dispositif indiqué sur la figure 4. Le réflecteur Cassegrain et la source primaire sont placés sur un socle tournant. L'axe de ce socle passe par le centre de phase présumé des ondes diffractées par l'hyperboloïde. La méthode de mesure de la phase est une

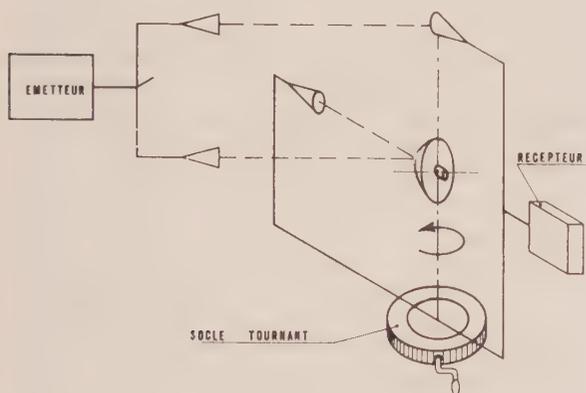


FIG. 4. — Mesure des surfaces d'ondes.

méthode interférométrique : on compare la phase de l'onde diffractée avec la phase d'une onde rayonnée par une source de petite dimension servant de référence et émettant une onde sphérique. Suivant le sens de l'erreur de phase constatée entre l'onde de référence et l'onde à mesurer, on déplace le miroir hyperbolique, de façon à réduire cette erreur. On a ainsi mesuré les caractéristiques de rayonnement de divers hyperboloïdes correspondant à des excentricités différentes.

On a pu vérifier que les lois de l'optique géométrique ne suffisent pas à expliquer complètement la forme des diagrammes de rayonnement obtenus, surtout dans les zones où les phénomènes de diffraction sont importants, comme par exemple sur les bords de l'hyperboloïde.

Le réflecteur auxiliaire fournissant la meilleure loi d'illumination en amplitude et en phase, c'est-à-dire assurant le gain le plus élevé pour l'antenne, a été retenu pour la suite des travaux. Ce réflecteur est constitué en fait de deux parties, comme l'indique la figure 5 : la zone centrale fait partie d'un hyperboloïde de révolution d'excentricité égale à 1,4, la périphérie a un profil parabolique qui permet d'améliorer la loi d'illumination vers l'extérieur du réflec-

teur principal ; on peut noter en effet (fig. 5) une remontée du champ dans ces directions qui n'existe pas en l'absence de bord parabolique. Les mesures effectuées ont également montré que les écarts de phase de l'onde diffractée par rapport à une onde sphérique ne dépassaient pas 10° .

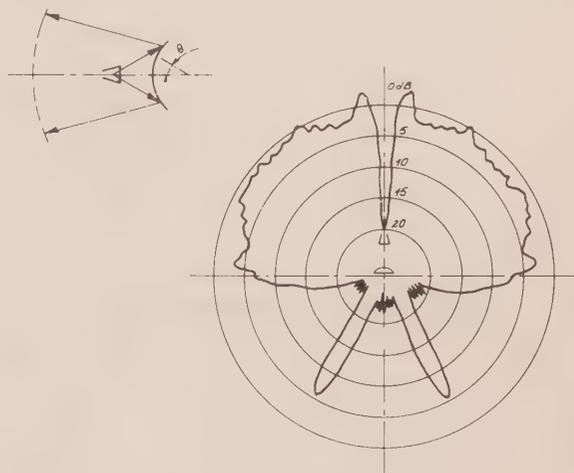


FIG. 5. — Diagramme de rayonnement du miroir Cassegrain.

A partir de ce diagramme d'illumination du réflecteur principal, on peut calculer les performances théoriques de l'antenne complète ; il faut évidemment tenir compte de certains effets nuisibles au bon fonctionnement de l'antenne, comme par exemple l'effet de masque du réflecteur auxiliaire et de ses bras-supports, le débordement de champ à la périphérie des réflecteurs. Cette méthode a donné des résultats concordants à 0,3 dB près avec les mesures effectuées sur la maquette complète.

Après la mise au point d'un système d'illumination satisfaisant aux conditions définies par l'étude théorique, il importait, en effet, de vérifier que l'antenne complète aurait bien les caractéristiques espérées. Il fut donc décidé d'effectuer des mesures d'ensemble sur une antenne Cassegrain homothétique dans le rapport 1/9 de l'antenne de 25 mètres définitive. La fréquence normale de fonctionnement de l'antenne étant 4 000 MHz, les mesures devaient se faire à 36 000 MHz, dans la bande des 8 mm. Les conditions à réunir pour mener à bien l'expérimentation étaient donc les suivantes :

- 1°) Disposer d'un réflecteur parabolique de 2,80 m de diamètre, usiné avec une précision de un dixième de millimètre.
- 2°) Trouver une base de mesure offrant, d'une part, une distance d'au moins deux kilomètres entre l'émission et la réception, cette valeur étant déterminée par le $2 D^2 / \lambda$ classique, et ayant, d'autre part, un dégagement suffisant des obstacles avoisinants, afin d'éviter les réflexions gênantes.

Le site choisi pour la base de mesure fut le fort de la Turbie, dans les Alpes-Maritimes, où le C.N.E.T. voulut bien mettre à notre disposition les emplacements nécessaires. Nous disposons ainsi, entre le fort lui-même et un sommet voisin, d'une distance de 2,5 km. Les deux points étaient séparés par

une vallée profonde de 200 m. Les conditions de mesure étaient donc excellentes (fig. 6).

Le réflecteur parabolique fut réalisé à partir d'une pièce fondue en alliage léger, usinée au tour vertical avec machine à reproduire. La coulée d'une pièce de cette dimension, pesant environ une tonne, posait quelques problèmes et fut considérée, à l'époque, comme une performance.

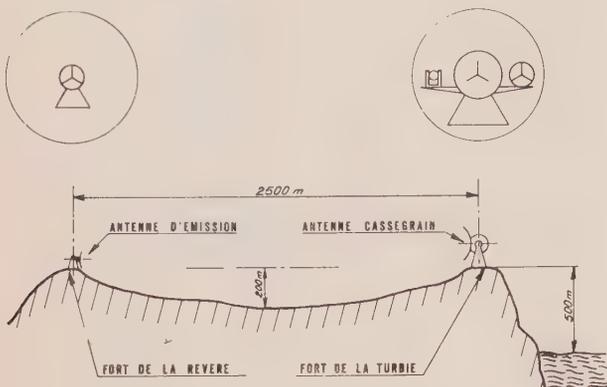


FIG. 6. — Site de mesure.

La figure 7 est un croquis de l'antenne et de son support. Les diagrammes étaient relevés en faisant pivoter l'antenne autour d'un axe vertical. Le support était réglable en site sur quelques degrés pour permettre l'alignement de l'axe radioélectrique sur l'antenne d'émission. Le réflecteur parabolique pouvait, en outre, pivoter autour de son axe de révolution, ce qui permettait de relever les diagrammes pour des orientations diverses du plan de polarisation.

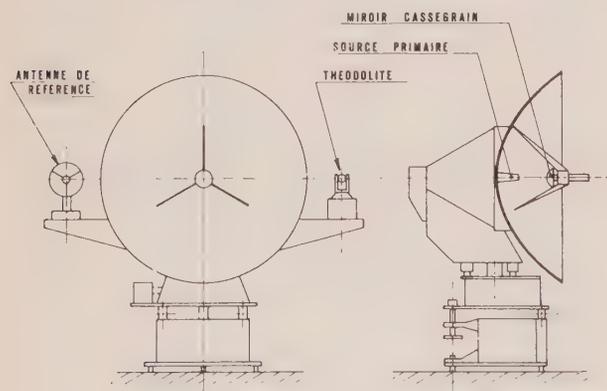


FIG. 7. — Antenne à échelle réduite

Deux bras latéraux supportaient : l'un une antenne de référence, l'autre un théodolite.

Le réflecteur Cassegrain était supporté par trois bras à 120° légèrement réglables en longueur pour permettre son centrage qu'on pouvait vérifier à l'aide d'une lunette placée sur l'axe du paraboloïde.

Le miroir Cassegrain était mobile suivant l'axe focal, ainsi que le cornet d'illumination.

L'enregistrement des diagrammes pouvait s'effectuer avec deux vitesses de déroulement permettant

soit l'examen fin du lobe principal et des premiers lobes secondaires, soit le relevé rapide du diagramme sur 360° des lobes latéraux et arrière.

6. Les mesures

L'objectif principal de l'expérimentation était la mesure du gain de l'antenne dont la valeur devait justifier les études effectuées sur la source et déterminer les performances de l'antenne définitive en grandeur réelle.

L'autre objectif était l'évaluation de la température de bruit, à partir du diagramme de rayonnement.

On décida donc de mesurer le gain par comparaison avec une antenne de référence. Cette antenne était fixée sur un bras latéral du support de l'aérien principal, les deux antennes étant pointées vers une source commune située à 2 500 m de la position de mesure. On opérait par substitution en plaçant le système de détection successivement à la sortie de l'une et de l'autre antenne, et en rétablissant le niveau à l'aide d'un atténuateur de précision. La précision de la mesure du gain était liée aux erreurs sur le gain de l'antenne de référence, à l'imprécision sur l'atténuation apportée par le cornet et l'élément de guide qui lui faisait suite et au bout duquel on branchait le détecteur.

Afin d'obtenir la meilleure précision sur l'antenne de référence, on construisit trois antennes paraboliques identiques, de 48 cm de diamètre, donnant un gain de l'ordre de 40 dB, qu'on put comparer entre elles en mesurant deux, côte à côte, face à la troisième, puis en opérant une permutation circulaire. On vérifia ainsi, par plusieurs mesures successives, que les gains de ces antennes étaient identiques à mieux que 0,1 dB près.

Il suffisait ensuite de placer deux telles antennes à une distance connue, de calculer la perte en espace libre, et d'en déduire le gain des antennes par mesure du niveau émis et reçu, ce niveau étant mesuré à l'endroit où se branche le cristal détecteur, avec le même détecteur et le même atténuateur que ceux des mesures définitives.

On aboutit ainsi, après plusieurs séries de mesures effectuées tout d'abord à Marcoussis, entre deux terrasses, puis à la Turbie, sur la base de 100 m, à la valeur de gain 41,4 dB \pm 0,1 dB.

Les mesures commencèrent par plusieurs tracés de diagramme qui permirent de mettre en évidence et de rectifier un défaut de positionnement du miroir Cassegrain et une erreur matérielle dans le montage du cornet d'illumination. On régla ensuite aux valeurs optimales la position du cornet et du Cassegrain sur l'axe. Ces valeurs coïncidaient à mieux que 1 mm près avec les positions théoriques. La position du miroir Cassegrain était d'ailleurs beaucoup plus critique que la position du cornet.

La figure 8 montre le diagramme relevé finalement en polarisation verticale. Les bras supportant le miroir Cassegrain sont alors symétriques par rapport à un plan vertical. On observe que le diagramme est également symétrique avec des lobes bien détachés. On note cependant que la loi de décrois-

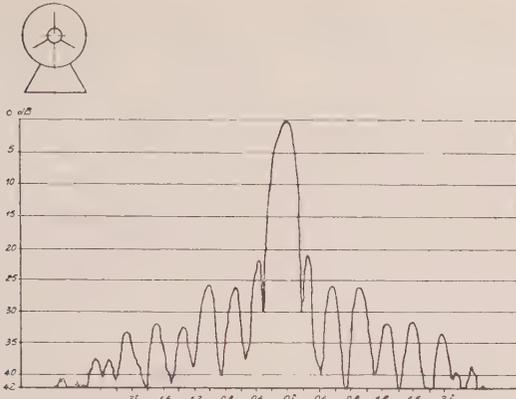


FIG. 8. — Diagramme de rayonnement, azimut.

sance de ces lobes n'est pas régulière, ce qui s'explique par les perturbations apportées par le miroir Cassegrain et son support.

L'existence de cette perturbation est confirmée par le diagramme relevé en polarisation horizontale (fig. 9). Les bras ne présentent plus de plan de symétrie vertical et on voit apparaître une dissymétrie dans les lobes secondaires. La comparaison des deux diagrammes montre cependant une largeur égale du lobe principal dans les deux conditions de mesure. Les diagrammes relevés dans les plans à 45° confirment également que le lobe est de révolution.

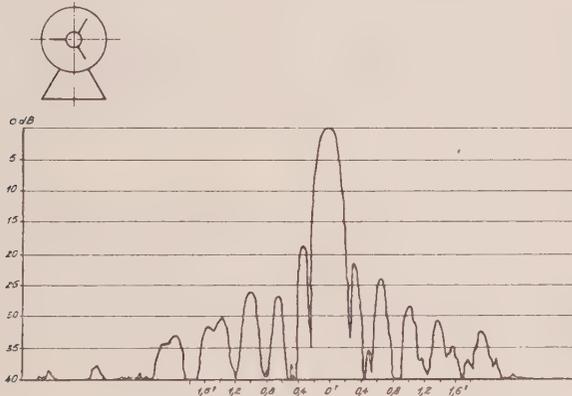


FIG. 9. — Diagramme de rayonnement, élévation.

On effectua ensuite plusieurs mesures de gain qui, toutes, se tenaient dans un intervalle de 0,2 dB.

Le gain de l'antenne à la fréquence centrale, mesuré à la base de son cornet d'excitation, était de 59 dB ± 0,3 dB. Cette valeur correspond à un rendement de 72 % si on la compare au gain d'une antenne de surface égale éclairée uniformément en amplitude et en phase.

Deux autres procédés furent employés par la suite pour contrôler cette valeur. Tout d'abord, l'intégration du diagramme de rayonnement à partir des enregistrements qui donna 58,7 dB, mais avec une erreur estimée à ± 0,5 dB, car cette mesure fait intervenir un certain nombre d'erreurs. Enfin, le calcul théorique à partir de la loi d'illumination mesurée de l'ensemble cornet/Cassegrain qui donne 58,9 dB à ± 0,3 dB près. Cette méthode consiste, en fait, à calculer le rendement théorique de l'antenne soumise à l'illumination donnée, puis à en déduire les pertes

de gain dues aux divers défauts, tels que : blocage d'ouverture, erreur de phase, cross polarisation, pertes ohmiques, énergies de débordement, etc. Son application constitue, à notre avis, plutôt une vérification de cette méthode qu'un contrôle de la mesure directe du gain.

7. Température de bruit

L'impossibilité de disposer d'un récepteur à faible température de bruit dans la bande des 8 mm empêchait toute mesure directe de la température de bruit de l'antenne. Nous ne pouvions donc que l'évaluer à partir des diagrammes de rayonnement de l'aérien. Il était nécessaire de connaître ce diagramme jusqu'à des niveaux s'étendant au moins à 20 dB au-dessous du niveau isotrope, soit 80 dB au-dessous du niveau correspondant au lobe principal. L'ensemble émission-réception ne permettait pas une telle dynamique de mesure.

On fut donc amené à examiner de plus près le problème de l'évaluation de la température de bruit de l'antenne. On s'aperçut que, pour l'élévation minimale de 5° au-dessus de l'horizon, les lobes provenant de la loi d'illumination du paraboloïde sans obstruction étaient déjà au voisinage du niveau isotrope et qu'en fait, les lobes de rayonnement intervenant dans l'intégration conduisant à la température de bruit provenaient principalement des énergies de débordement et de la diffraction sur des éléments plus petits que le paraboloïde, par exemple sur le miroir Cassegrain et sur ses supports. On décida donc d'effectuer le relevé des diagrammes conduisant à la température de bruit en utilisant un émetteur rapproché. Ce procédé permettait, en effet, de conserver un rapport signal/bruit suffisant pour effectuer une mesure convenable des niveaux inférieurs au niveau isotrope et, si la forme des lobes s'en trouvait modifiée, la densité moyenne d'énergie des lobes latéraux et arrière ne pouvait pas être altérée de façon sensible.

On opéra donc le relevé de cette façon, en prenant comme niveau de référence le niveau isotrope qu'on relevait avec un cornet de gain connu. L'examen des diagrammes ainsi relevés montre (fig. 10) la complexité des lobes enregistrés parmi lesquels on peut

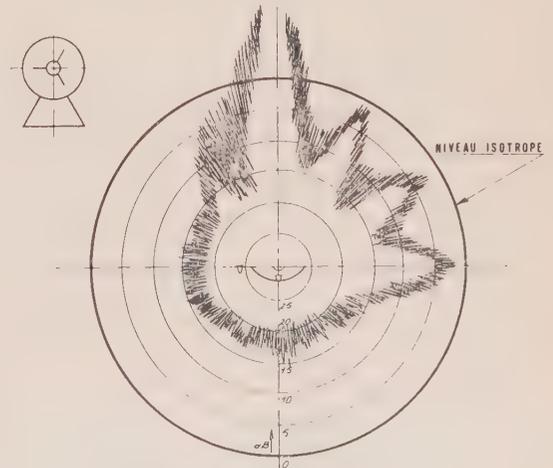


FIG. 10. — Lobes éloignés, azimut.

remarquer, entre 20 et 30° de l'axe, une remontée au niveau isotrope due au débordement d'énergie autour du miroir Cassegrain, puis à 90° de l'axe une autre remontée due au débordement autour du miroir principal. Cette remontée n'apparaît pas de l'autre côté, à cause du masque créé par le support du théodolite.

Le diagramme relevé en polarisation horizontale (fig. 11) montre la dissymétrie apportée par le trépied du Cassegrain qui n'est plus symétrique par rapport au plan principal vertical.

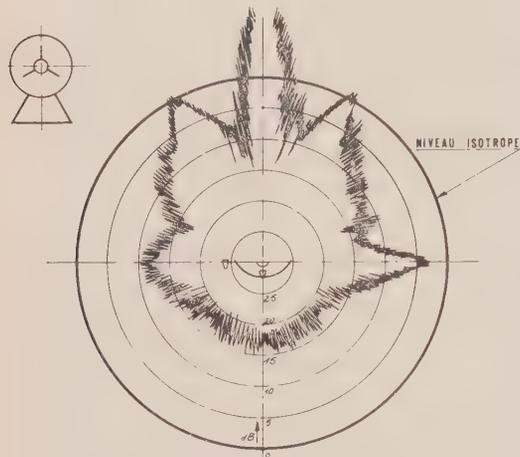


FIG. 11. — Lobes éloignés, élévation.

Nous avons exploité ces diagrammes de la façon suivante :

Nous avons admis que les zones où le champ était à plus de 30 dB au-dessous du niveau isotrope ne contribuaient pas de façon appréciable à la température de bruit.

Pour les zones présentant une suite serrée de lobes distincts, nous avons tracé une courbe moyenne située à 3 dB au-dessous des crêtes, ce qui correspond à la puissance moyenne en négligeant la structure fine.

Enfin, en supposant le diagramme de révolution, nous avons effectué l'intégration sur une sphère, après avoir pris des valeurs moyennes pour chaque couronne, compte tenu des diagrammes relevés dans les divers plans passant par l'axe de symétrie du paraboloïde.

Nous avons ainsi obtenu les résultats donnés par le tableau I, en admettant que la température équivalente du sol était de 230 °K (compte tenu de sa température physique et de sa réflectivité), et pour des élévations supposées de 5° et de 30° au-dessus de l'horizon.

Ce tableau montre que la contribution essentielle vient des lobes de débordement autour du miroir Cassegrain.

8. Conclusions

Plusieurs conclusions sont à tirer de ce qui précède :

Tout d'abord, les résultats obtenus montrent qu'il est possible d'obtenir d'un système Cassegrain un rendement d'illumination intéressant, tout en réduisant l'énergie de débordement.

Par contre, le rayonnement provenant du débordement autour du réflecteur Cassegrain et de la diffraction sur ses supports apporte une élévation de la température de bruit.

En fait, lorsque l'antenne est intégrée dans un ensemble de réception où les guides de liaison et les récepteurs (éventuellement le radome) apportent leur contribution à la température totale, ce désavantage tend à disparaître.

Ensuite, l'expérimentation a mis en évidence l'influence des bras supports dont la conception n'était pas la meilleure. Il y a un intérêt certain à ramener les points d'appui de ces bras vers la périphérie du miroir parabolique, ce qui est plus aisé avec des paraboloïdes à distance focale plus élevée. Un calcul

TABLEAU I
Température de bruit

			Elévation 5° au-dessus de l'horizon		Elévation 30° au-dessus de l'horizon	
	Angle	Intensité	Angle solide	Température de bruit (°K)	Angle solide	Température de bruit (°K)
Lobes ordinaires.....	5-10°	+ 10 dB	0,016	2,9	0	0
Lobe du cornet primaire	10-35°	- 1 dB	0,50	7,4	0,02	0,3
Rayonnement parasite	35-80°	- 15 dB	2,03	1,2	2,03	1,2
Lobe à 90°	80-90°	- 8 dB	0,51	1,5	0,51	1,5
Rayonnement arrière	90-180°	- 20 dB	3,14	0,6	4,7	0,9
Sommes des températures de bruit dû au sol.....				13,6		3,9

approché montre qu'on peut ainsi gagner environ 2/10 de dB en gain et quelques degrés de température.

Enfin, on peut dire que les résultats obtenus ont confirmé la validité des études théoriques que nous avons faites précédemment et qu'il est possible d'améliorer le rendement d'un aérien par une étude poussée du dispositif d'excitation.

Nous avons pu vérifier que les performances de l'aérien, déduites par le calcul à partir des caractéristiques de la source, correspondaient aux performances mesurées tout en mettant en évidence quelques points critiques à ne pas négliger.

Nous pouvons ainsi déduire des résultats obtenus les caractéristiques de l'antenne en grandeur nature :

Le paraboloïde aura une distance focale plus grande afin d'améliorer la disposition des bras supports du Cassegrain.

Compte tenu du fait que la surface sera moins régulière et davantage soumise aux déformations, on peut s'attendre à une perte du gain de l'ordre de 0,3 dB. Cette perte sera compensée en portant le diamètre du réflecteur de 25 à 26 mètres. On peut donc espérer d'une telle antenne un gain égal ou légèrement supérieur à 59 dB.

Les résultats présentés dans cet exposé ne sont significatifs que dans la mesure où ils sont suivis par une réalisation à l'échelle des fréquences de travail, en l'occurrence dans la bande allant de 4 à 6 GHz.

Avant de construire une antenne de telles dimensions, de nombreux problèmes restent à résoudre, notamment :

— analyse structurale pour connaître les déformations du réflecteur sous l'effet de la gravitation et des conditions météorologiques,

— calcul des détériorations correspondantes des performances : gain, déviation des axes, température de bruit,

— intégration de l'ensemble du système de pointage.

Les résultats de ces études feront l'objet d'une publication ultérieure.

L'antenne parabolique, avec illumination axiale, du type Cassegrain, n'est certainement pas une solution unique au problème des antennes de stations terriennes de télécommunications par satellites. Elle apparaît toutefois comme un élément susceptible de satisfaire les exigences sévères qui lui sont demandées.

* * *

Les études, dont les résultats viennent d'être présentés, ont été exécutées en étroite collaboration avec les divers Services du CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS à Paris, à Lannion et à la Turbie. Nous sommes heureux de pouvoir les remercier à cette occasion pour l'aide qu'ils ont bien voulu nous apporter pour nous permettre de mener à bien ces travaux.

TECHNIQUES NOUVELLES DES ANTENNES EN RADIOMÉTRIE HERTZIENNE

PAR

E. SPITZ

Cie générale de TSF (C.E.P.C.A.)

1. Introduction

La captation du rayonnement thermodynamique des objets dans la bande des ondes hertziennes, la radiométrie hertzienne, suscite aujourd'hui un intérêt considérable. Issue surtout des techniques radio-astronomiques, elle acquiert toute son importance dans les problèmes de détection passive à travers le brouillard et les nuages où les techniques optiques et infrarouges deviennent impuissantes.

En particulier, un radiomètre aéroporté peut dresser une carte du sol sans émettre le moindre signal. Ceci apporte, en comparaison avec un radar actif, une économie de poids et de puissance à bord de l'avion (ou d'un engin ou satellite), une discrétion totale et une protection accrue contre le brouillage.

Cette cartographie hertzienne radiométrique exige des systèmes d'antennes appropriés dont les performances ne sont pas nécessairement les mêmes que celles employées dans la technique radar.

Cette note donne un aperçu sur ces antennes radiométriques et le traitement de leurs signaux en vue d'une cartographie aérienne du sol.

Remarquons encore que la bande de fréquences intéressante se situe entre 8 et 110 GHz. Ceci résulte de considérations exposées ailleurs [1] sur l'émissivité des objets, la transparence de l'atmosphère et les performances des récepteurs.

2. Systèmes d'antennes classiques

2.1. SYSTÈME A UN RÉCEPTEUR

Le système le plus simple est évidemment une antenne classique, par exemple parabolique, dont la source primaire est reliée à un récepteur à faible bruit.

Le rayonnement du sol peut être caractérisé par une distribution de température équivalente $f(x, y)$ (comprenant la température thermodynamique et l'émissivité) en fonction des coordonnées angulaires x, y . Si la fonction de gain (en puissance) de l'antenne est $g(x, y)$, nous avons montré (annexe B) que la puissance délivrée au récepteur est donnée par une convolution :

$$h(x, y) = f(x, y) \otimes g(x, y).$$

En appelant x_0, y_0 la direction de l'axe de l'antenne, on voit que l'on ne mesure pas seulement la température dans la direction x_0, y_0 mais une quantité correspondant à toutes les directions autour de x_0, y_0 et déterminée par la largeur du lobe de l'antenne.

En orientant l'antenne dans différentes directions, on peut enregistrer le rayonnement correspondant, toutefois aplani par la largeur de lobe de l'antenne. Pour des antennes très directives, cet aplanissement est plus faible et $h(x, y)$ ressemble davantage à $f(x, y)$. Il faudrait une antenne dont g soit une fonction delta pour que $h(x, y)$ soit exactement $f(x, y)$. L'étude de la réponse $h(x, y)$ en fonction des propriétés directives de l'antenne est souvent facilitée en passant par la fonction de transfert ou la sensibilité spectrale de l'antenne $G(u, v)$. Cela est expliqué en détail dans l'annexe B - partie a.

Pour des explorations rapides d'une certaine région angulaire, on peut remplacer le mouvement de l'antenne par le mouvement de la source primaire. Il faut alors choisir un système aplanétique. Ainsi on utilise des réflecteurs sphériques (avec correction de l'aberration sphérique), des lentilles obeissant à la condition d'Abbe, etc. On peut aussi entièrement remplacer le mouvement par une commutation entre un certain nombre de sources primaires et le récepteur.

2.2. SYSTÈME A PLUSIEURS RÉCEPTEURS

Jusqu'ici nous n'avons pas parlé de la sensibilité du récepteur. Pour dresser une carte, il faut pouvoir déceler les variations de température ΔT de l'ordre de 10°K .

On peut montrer [1] que cet écart minimal de température décelable est proportionnel, entre autre, à la racine carrée du temps d'intégration du détecteur. Cela limite la vitesse d'exploration. Par exemple, un récepteur, d'une bande passante de 60 MHz, d'un facteur de bruit de 10 dB, nécessite un temps d'intégration de l'ordre de 0,1 s pour $\Delta T = 10^\circ\text{K}$. Pour explorer 10° carrés avec une antenne ayant un pinceau conique de 1° , il faudrait 10 s, ce qui est souvent un temps trop long.

En détectant simultanément l'énergie de N pinceaux par N récepteurs, le temps d'exploration est réduit N fois. (On peut ainsi dire que la cadence d'information est multipliée par N).

C'est la raison pour laquelle on construit, par exemple, des réflecteurs paraboliques avec plusieurs sources primaires, chacune suivie par un récepteur. On peut aussi grouper plusieurs réflecteurs paraboliques et constituer ainsi un réseau d'antennes dont la direction de rayonnement est déterminée par les relations de phases de ces antennes. Si les antennes individuelles sont immobiles, la région qui peut être explorée est déterminée par le diagramme de l'antenne élémentaire. On peut, de nouveau, recevoir en même temps plusieurs directions en ajoutant les tensions des antennes élémentaires avec des relations de phase correspondant aux différentes directions.

3. Antennes à corrélation

Au lieu de faire une somme simple des contributions de chaque élément de l'antenne, on peut traiter des signaux d'une façon différente. En particulier, on peut diviser l'antenne en deux parties et accomplir une corrélation des signaux de chaque partie. Nous allons donner quelques exemples des systèmes à corrélation en montrant les avantages qu'on peut obtenir par rapport au traitement classique.

L'annexe B, partie b, montre qu'on peut calculer la fonction de transfert d'un système à corrélation et que cette fonction est donnée par la convolution des ouvertures des deux éléments de l'antenne.

3.1. CORRÉLATION DES SIGNAUX

La réponse des récepteurs classiques est proportionnelle au carré de la somme des signaux présents à l'entrée du récepteur. Plus précisément, l'opération au carré est suivie d'une intégration et la réponse n'est qu'une tension aux variations lentes dont la rapidité n'est limitée que par la bande passante de l'intégrateur.

Par contre, la réponse d'un corrélateur à deux signaux $f_1(t)$ et $f_2(t)$ est proportionnelle au produit de deux signaux, suivie d'une intégration. Si le temps d'intégration est très long par rapport à la réciproque

de la largeur de bande HF du signal, la réponse $h(\tau)$ est donnée par :

$$h(\tau) = \int_0^\infty f_1(t) f_2(t-\tau) dt$$

où τ est un délai de temps.

L'annexe A compare la sensibilité des récepteurs classiques et des corrélateurs. La sensibilité d'un récepteur classique serait $\sqrt{2}$ fois meilleure que celle d'un corrélateur. Mais du fait qu'il faut employer un système de Dicke pour s'affranchir des variations de gain d'un récepteur classique, la sensibilité d'un corrélateur devient $\sqrt{2}$ fois supérieure.

Il est évident que la détection classique aussi bien que la multiplication peuvent être accomplies, après un changement de fréquence, à la fréquence moyenne.

Remarquons encore que la tension de sortie d'un corrélateur peut avoir des valeurs positives et négatives, tandis que la tension de sortie d'un récepteur classique ne peut être que positive.

3.2. ABAISSEMENT DES LOBES SECONDAIRES

Considérons une ligne d'antennes élémentaires identiques. On sait que, par la technique classique (addition), le diagramme de l'antenne est donné par :

$$g(x) = |\gamma_i(x) \cdot \gamma_r(x)|^2$$

où γ_i est le diagramme en amplitude de chacun des éléments,

γ_r est le facteur de réseau

x est proportionnel à $\sin \theta$.



FIG. 1.

Si chaque antenne élémentaire a une directivité faible, la largeur du lobe et le niveau de premiers lobes secondaires sont donnés par $\gamma_r(x)$.

On sait que, pour un nombre d'éléments assez grand et une distribution d'amplitudes et de phases uniformes sur tous les éléments, le niveau du premier lobe secondaire est d'environ 13 dB au-dessous du lobe principal. On peut abaisser ce niveau, par exemple, par une distribution d'amplitude en cosinus carré. Les lobes secondaires seront alors à 32 dB mais la largeur du lobe principal augmente de 60 %. Il existe différentes distributions mais la tendance à élargir le lobe principal avec la baisse des lobes secondaires subsiste toujours.

La technique de corrélation permet d'abaisser le niveau des lobes secondaires sans élargir le lobe principal.

Considérons à nouveau un réseau d'antennes élémentaires (fig. 2). Divisons l'énergie de chaque élément en deux parties A et B (soit directement ou après amplification ou changement de fréquence).

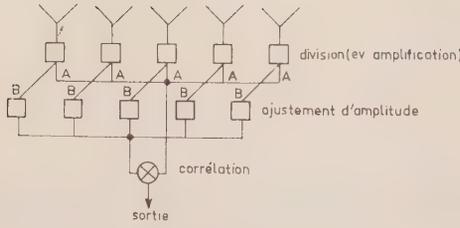


FIG. 2.

Les parties *A* sont ajoutées en phase avec des amplitudes égales donnant donc le même diagramme qu'auparavant. Les parties *B* sont ajustées de telle façon qu'elles donnent une répartition en cosinus carré. Si les deux sommes sont multipliées dans un corrélateur, le diagramme résultant aura un lobe principal légèrement plus étroit que celui correspondant à la répartition uniforme et le niveau du premier lobe secondaire sera de 25 dB (fig. 3).

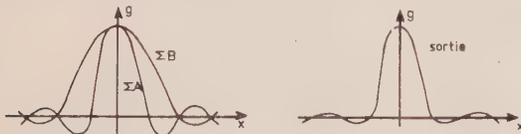


FIG. 3.

3.3. RÉDUCTION DE LA LARGEUR DU LOBE

3.3.1. Le diagramme en amplitude d'une ouverture de longueur *D* (fig. 4), uniformément éclairée en amplitude et phase, est donné par :

$$\gamma(x) = \frac{\sin k \frac{D}{2} x}{k \frac{D}{2} x}$$

avec $x = \sin \theta$

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

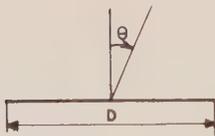


FIG. 4.

Prenons la même ouverture *D* en faisant une corrélation de $\gamma(x)$ avec la réponse d'une source omnidirectionnelle placée très près à côté de l'ouverture (fig. 5), la dimension de l'ensemble reste, dans ce cas, pratiquement la même et la sortie du corrélateur donne :

$$\frac{\sin k \frac{D}{2} x}{k \frac{D}{2} x} \cdot \cos k \frac{D}{2} x = \frac{\sin k D x}{k D x}$$

Cela représente donc le diagramme d'une ouverture classique de dimension $2D$.

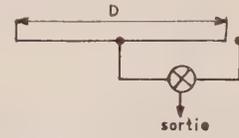


FIG. 5.

3.3.2. Le même phénomène se produit avec un réseau de huit sources (fig. 6A). Si la distance entre les sources est de *d*, le réseau simple donne un diagramme :

$$E(\psi) = \frac{\sin 8\psi}{8 \sin \psi}$$

avec

$$\psi = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta$$

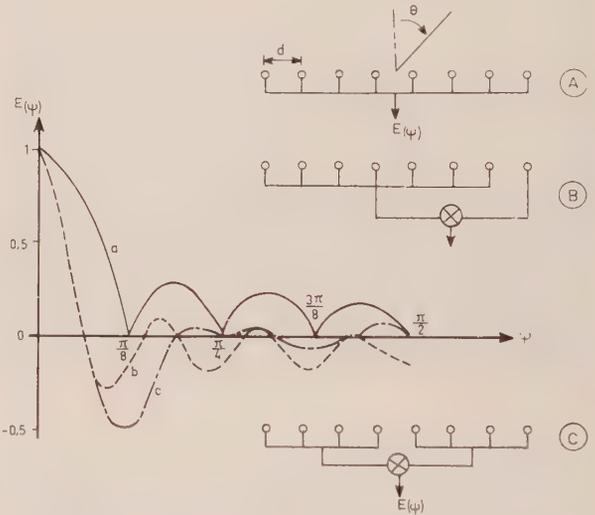


FIG. 6.

Dans le cas où la tension de la dernière source est multipliée par la réponse du réseau constitué par les sept sources restantes (fig. 6B), le diagramme devient :

$$E(\psi) = \frac{\sin 7\psi}{7 \sin \psi} \cos 8\psi$$

3.3.3. Nous avons tracé sur la figure 6C le cas où on divise les huit sources en deux groupes de quatre.

Ici :

$$E(\psi) = \frac{\sin 4\psi}{4 \sin \psi} \cos 8\psi.$$

Remarquons que le premier lobe secondaire est relativement très haut et négatif. On peut imaginer un dispositif qui ne serait sensible qu'à la tension positive et le système aurait alors un niveau des lobes secondaires très bas.

3.3.4. Citons encore l'exemple très intéressant d'une structure composée d'une ouverture de dimension D et d'un interféromètre de longueur D (fig. 7).

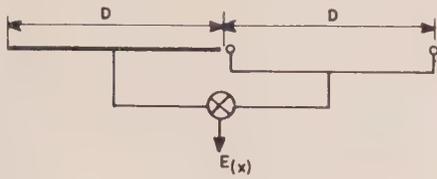


FIG. 7.

En multipliant la réponse de l'ouverture par celle de l'interféromètre, on trouve :

$$E(x) = \frac{\sin k \frac{D}{2} x}{k \frac{D}{2} x} \cos k \frac{D}{2} x \cdot \cos kDx = \frac{\sin 2kDx}{2kDx}$$

Bien que la dimension de l'ensemble soit seulement $2D$, le résultat est celui d'une ouverture de dimension $4D$. En plus, en comparant avec une ouverture $2D$ entièrement remplie de sources élémentaires, on réalise l'économie de $3/4$ des éléments.

L'analyse de cette structure dans le domaine spectral (en fréquences spatiales) est donnée dans l'annexe B, partie b).

3.3.5. Dans le cas précédent, l'opération de multiplication n'a été effectuée qu'une fois. On peut concevoir un système avec deux multiplications successives :

Prenons, par exemple, le système décrit en 3.3.4. et multiplions sa réponse par celle d'un interféromètre à corrélation comme indiqué sur la figure 8.

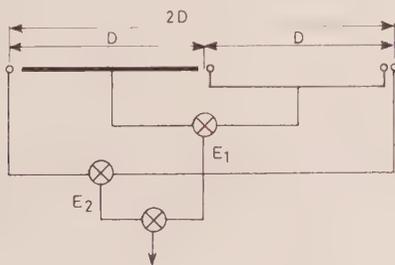


FIG. 8.

La réponse du système décrit en 3.3.4. est :

$$E_1(x) = \frac{\sin 2kDx}{2kDx}$$

celle de l'interféromètre, $E_2(x) = \cos 2kDx$,

ce qui donne :

$$E(x) = \frac{\sin 2kDx}{2kDx} \cos 2kDx = \frac{\sin 4kDx}{4kDx}$$

Le diagramme résultant est équivalent au diagramme d'une ouverture continue d'une dimension $8D$. Le système permet donc de réduire la dimension de

l'ouverture par un facteur 4 sans augmenter la largeur du diagramme.

Mais le raisonnement qui vient d'être fait n'est valable que pour le rayonnement d'une source unique. En cartographie, on est presque toujours en présence de rayonnement d'objets multiples et le procédé de double multiplication introduit des phénomènes non linéaires indésirables.

3.4. SYSTÈME EN DEUX DIMENSIONS

Pour former un pinceau unique dans l'espace, la technique classique des antennes utilise une ouverture à deux dimensions, par exemple une ouverture rectangulaire (fig. 9).

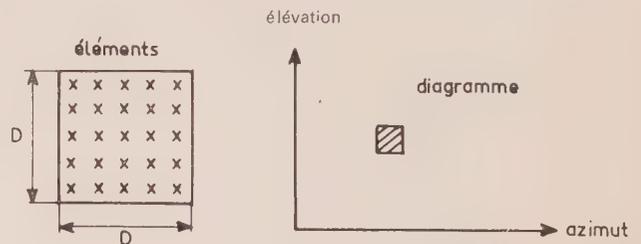


FIG. 9.

Si une des dimensions comporte n éléments, l'antenne exige n^2 éléments, ce qui devient souvent prohibitif.

Si on dispose d'une énergie rayonnée suffisante, la technique de corrélation permet de réduire le nombre d'éléments à $2n$ sans changement de forme du diagramme (croix de Mills).

En effet, imaginons une croix constituée de deux ouvertures unidimensionnelles orthogonales (fig. 10), et multiplions les réponses de ces deux ouvertures. La seule partie commune est dans la direction de l'axe de l'antenne. On a donc produit le même diagramme qu'avec une ouverture rectangulaire.

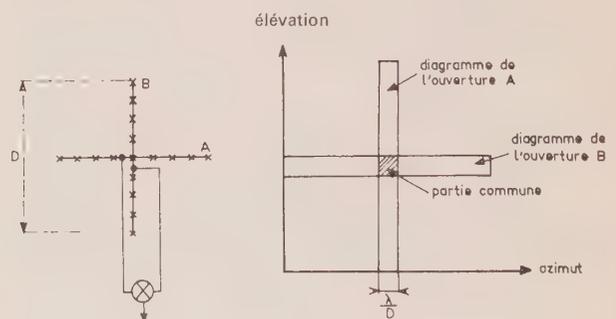


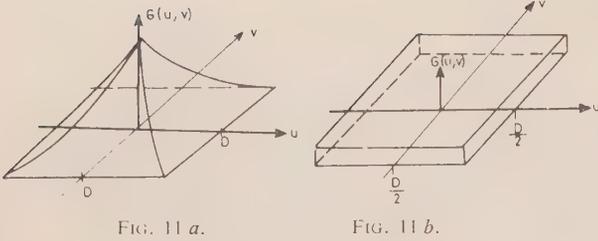
FIG. 10.

On peut aussi analyser cette configuration à l'aide de la fonction de transfert, comme indiqué dans l'annexe B.

Le spectre de l'ouverture rectangulaire classique s'obtient par la convolution de l'ouverture avec elle-même (fig. 11a).

Le spectre de la croix à corrélation est produit par la convolution d'une ouverture avec l'autre (fig. 11b).

On voit que toutes les fréquences spatiales sont présentes pour former un lobe unique.



$$\Delta T = \sqrt{2} \frac{l}{a} \sqrt{\frac{2b}{B}} \left[T_R + T_A \left(1 + \frac{a}{l} \right) \right]$$

Choix de b

La valeur de la bande passante après détection *b* est déterminée par la cadence d'informations arrivant sur l'antenne. L'avion de notre exemple se déplace avec une vitesse de 100 m/s. En créant simultanément cinq pinceaux synthétiques couvrant une surface de longueur globale de 30 m, nous pourrions prendre une bande minimale de 3 Hz.

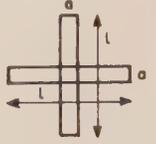


FIG. 13.

On peut encore supprimer la moitié d'un bras (fig. 12) sans changer la forme du spectre utile. La seule différence entre les deux systèmes est que, dans la croix complète, chaque fréquence apparaît deux fois tandis que, dans le deuxième cas, elle n'apparaît qu'une seule fois.

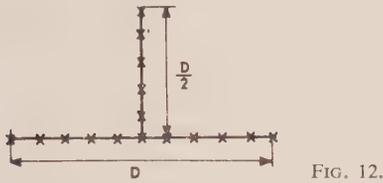


FIG. 12.

4. Système d'antenne immobile à grande résolution sur l'avion

Après ces considérations générales sur les antennes à corrélation, nous décrivons un système d'antennes à bord d'un avion, applicable à la cartographie radiométrique du sol.

Pour fixer les idées, nous allons considérer l'exemple-type d'un avion volant à l'altitude de 2 000 m et avec une vitesse de 360 km/h.

Nous souhaitons détecter des écarts minimaux de températures de l'ordre de 10°, sur des surfaces carrées d'environ 6 m de côté.

Une telle résolution demanderait, pour une antenne classique travaillant sur une longueur d'onde de 8 mm, une surface de 2,5 x 2,5 m et par conséquent difficilement aéroportable.

Nous allons décrire un système d'antennes synthétiques ayant la même résolution et qui pourrait être facilement monté sur l'avion.

Il s'agit d'un système à corrélation, composé de deux ouvertures longitudinales en croix (croix de Mills). En effet, dans un tel système, deux ouvertures étroites, de 2,5 m, de longueur, permettent d'obtenir la même résolution qu'une antenne classique de 2,5 x 2,5 m comme nous l'avons montré dans le chapitre 3.4.

La largeur de chaque ouverture est déterminée par les performances des récepteurs (leur température de bruit *T_R*, leur largeur de bande avant détection *B* et leur bande passante après détection *b*) et la température du fond *T_A* qui, en cas du sol, est de l'ordre de 300 °K.

Comme nous l'avons montré dans l'annexe A, Remarque 3, pour une croix formée de deux ouvertures identiques de longueur *l* et de largeur *a* (fig. 13). l'écart minimal de température détectable est :

Choix de B et T_R

Nous disposons actuellement, dans notre laboratoire, d'un système amplificateur à 8 mm (mélangeur + amplificateur MF) dont la bande est 60 MHz et le facteur de bruit, de 10 dB (correspondant à 2 000 °K) (1). L'ensemble est entièrement transistorisé et peut être fabriqué en série.

Pour une valeur *l/q* = 5, la formule nous donne pour Δ*T* une valeur de :

$$\Delta T \approx 3^\circ,$$

ce qui permet de détecter les variations de température de 10° à peu près avec un facteur signal/bruit de 3.

Les ouvertures des antennes auraient donc la forme donnée par la figure 14.

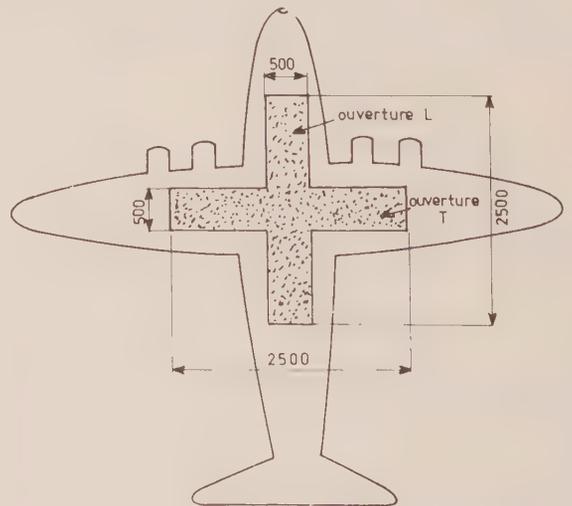


FIG. 14.

Pour pouvoir former simultanément cinq pinceaux dans le plan de l'axe de l'avion, on divise l'ouverture *L* en cinq antennes élémentaires. Le signal de chaque antenne est amplifié (après changement de

(1) Il est aussi probable que les performances s'amélioreront dans un proche avenir. Un récepteur transistorisé travaillant à 8 mm d'une bande passante de 600 MHz et d'un facteur de bruit de 10 dB existe aux Etats-Unis [4]. Nous avons néanmoins pris les chiffres du système existant dans notre laboratoire.

fréquence) et divisé en cinq parties. Une matrice forme cinq sommes S_1 à S_5 correspondant aux cinq pinceaux se recoupant à 3 dB (fig. 15).

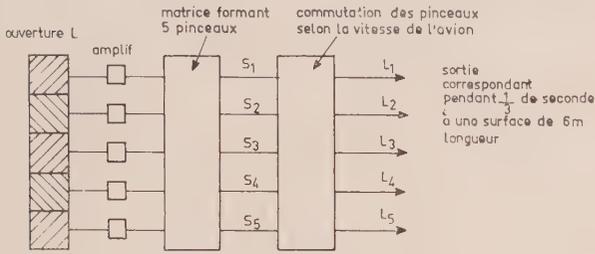


FIG. 15.

Les signaux S_1 à S_5 sont commutés aux sorties L_1 à L_5 de façon que la même surface élémentaire (de 6 m de longueur) corresponde à une sortie L pendant 30 m de déplacement de l'antenne (commutation chaque 6 m). La vitesse de commutation dépend donc de la vitesse de l'avion.

Pour pouvoir observer, dans le plan transversal, plusieurs directions à la fois, on divise également l'ouverture T en cinq parties (après amplification) et une matrice forme les sorties T_1 à T_5 correspondant aux cinq pinceaux (fig. 16).

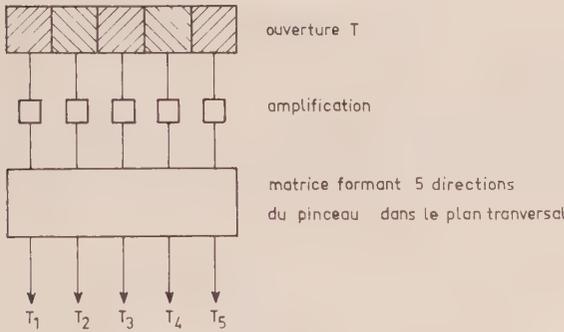


FIG. 16.

Chaque signal T_1 à T_5 est ensuite multiplié avec chaque signal L_1 à L_5 dans 25 multiplicateurs dont les sorties donnent 25 valeurs de température correspondant aux 25 surfaces élémentaires de 6×6 m pendant un cycle de durée de 1/3 s (fig. 17).

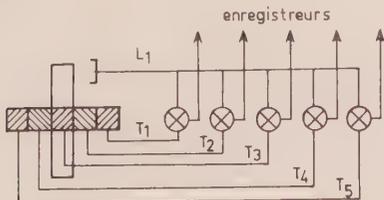


FIG. 17.

Pour pouvoir examiner, avec la même résolution, une surface globale plus étendue, on peut diviser l'ouverture T en un plus grand nombre de parties élémentaires ou utiliser des antennes élémentaires qui peuvent simultanément recevoir l'énergie de différentes directions (un paraboloïde multisource par exemple).

Par contre, le nombre des antennes élémentaires dans le réseau L n'est déterminé que par la sensibilité du récepteur et par le temps d'intégration (donc par la vitesse de l'avion). En utilisant un récepteur dont la bande HF est supérieure à 300 MHz, le temps d'intégration peut être réduit à 1/30 s et on pourrait utiliser une ouverture L unique. Dans ce cas, le schéma serait celui de la figure 18.

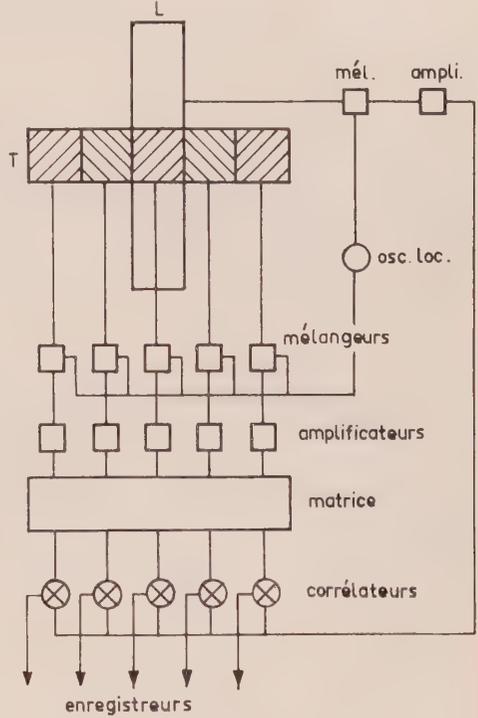


FIG. 18.

Le nombre de multiplicateurs serait égal au nombre de pinceaux reçus simultanément.

Remarques

1) Les matrices ne comportent pas beaucoup de difficultés étant donné qu'on travaille avec des signaux suffisamment forts et en MF. Il s'agit essentiellement de branchement par des câbles de longueurs différentes.

2) Les antennes élémentaires peuvent être de simples paraboloïdes, mais l'implantation sur avion des antennes du type plaqué conviendrait mieux. Il existe un type d'antenne qui paraît particulièrement bien

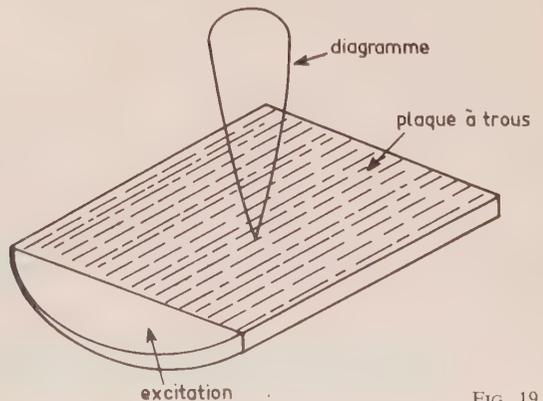


FIG. 19.

adapté à ce problème. Il s'agit de l'antenne plaquée [3] étudiée dans notre laboratoire. Elle est composée de deux plaques métalliques formant un guide d'onde. La plaque supérieure est percée de trous qui agissent comme sources rayonnantes (fig. 19).

L'antenne peut rayonner perpendiculairement à

son plan et son épaisseur peut être très faible (de l'ordre de quelques millimètres).

3) L'enregistrement simultané pourrait être fait sur une bande de film, si le nombre de voies transversales était très grand.

ANNEXE A

Sensibilité des récepteurs radiométriques

La sensibilité des systèmes radiométriques est limitée par le bruit engendré dans le système lui-même et par le bruit du milieu entourant l'antenne.

La puissance de bruit du récepteur est donnée par :

$$P_r = kT_r B$$

où

k est la constante de Boltzmann ($1,38 \cdot 10^{-23}$ J/°K),

B est la largeur de bande du récepteur avant détection

T_r est la température du bruit rapportée à la sortie de l'antenne.

Cette température est (fig. 20) :

$$T_r = T_l + T_{A\text{HF}} A_l + T_{\text{MF}} \frac{A_l}{G_r}$$

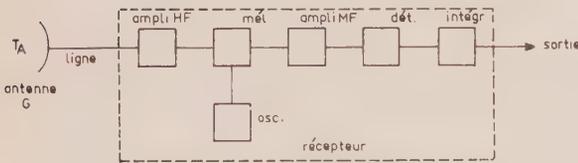


FIG. 20.

où

T_l est la température de bruit de la ligne de transmission.

$T_{A\text{HF}}$ est la température de bruit de l'amplificateur de HF.

A_l est l'atténuation de la ligne de transmission

T_{MF} est la température de bruit du système mélangeur-amplificateur MF.

G_r est le gain de l'amplificateur HF.

L'antenne elle-même délivre une puissance de bruit qui dépend de la température du milieu entourant l'antenne (température du sol, du ciel, bruit atmosphérique, etc.), des lobes secondaires et des pertes de l'antenne. Cette puissance s'exprime par la température de bruit de l'antenne T_A . On exclut de T_A la puissance de bruit de l'objet mesuré, correspondant à ΔT .

La puissance de bruit du système radiométrique rapporté à l'entrée du récepteur est alors donnée par :

$$P_b = k(T_A + T_r)B$$

et la puissance du bruit de l'objet mesuré :

$$P_o = k\Delta T B$$

La sensibilité du récepteur radiométrique peut être définie comme la température de l'objet ΔT qui donnerait la même réponse à la sortie du radiomètre que les fluctuations dues au bruit du système.

Dans ce cas, on peut démontrer [1, 2] que :

$$\Delta T = (T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}}$$

où b est la largeur de bande de fréquence après la détection.

En dehors des fluctuations dues au bruit du système, il en existe d'autres, causées par les variations de gain $\Delta G/G$ du récepteur.

Etant donné que les deux fluctuations sont indépendantes on peut écrire :

$$\Delta T = (T_A + T_r) \sqrt{\left(\sqrt{\frac{2b}{B}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta G}{G}\right)^2}$$

Dans la plupart des cas, les variations $\Delta G/G$ sont prédominantes, même pour des récepteurs stabilisés avec soin et on emploie toujours un procédé pour les éliminer :

A.a. PROCÉDÉ PAR COMMUTATION (récepteur de Dicke)

On branche périodiquement au récepteur soit l'antenne, soit une source étalon de bruit. Si la fréquence de commutation est suffisante (par rapport à la vitesse de variations de gain) et les bruits de l'antenne et de l'étalon, à peu près identiques, $\Delta G/G$ disparaît. Mais la vraie mesure n'étant faite que pendant la moitié du temps, on perd un facteur de 2 :

$$\Delta T = 2(T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}}$$

A.b. PROCÉDÉ PAR CORRÉLATION

Le signal de l'antenne (ou des antennes) passe par deux amplificateurs dont les sorties sont corrélées

(multipliées et intégrées). La sortie du corrélateur ne contient que la partie venant de l'antenne qui est la même dans les deux récepteurs. Les puissances de bruit des deux récepteurs ne sont pas corrélées et ne donnent pas une composante continue à la sortie du corrélateur.

La sensibilité de ce système est [2] :

$$\Delta T = \sqrt{2} (T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}} \sqrt{1 + \left(\frac{T_A}{T_A + T_r}\right)^2}$$

Si T_A est très petit, par rapport à T_r , $\left(\frac{T_A}{T_A + T_r}\right)^2$ est négligeable et on trouve :

$$\Delta T = \sqrt{2} (T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}}$$

valeur à peu près $\sqrt{2}$ meilleure que pour le récepteur de Dicke.

Si T_r est très petit par rapport à T_A ,

$$\Delta T = 2(T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}}$$

valeur identique au récepteur de Dicke.

Remarque 1

On peut utiliser aussi deux récepteurs de Dicke (récepteur de Graham) qui donnent :

$$\Delta T = \sqrt{2} (T_A + T_r) \sqrt{\frac{2b}{B}}$$

Remarque 2

ΔT n'est le vrai écart minimal de température mesurable que dans le cas où le lobe de l'antenne Ω est plus petit ou égal à l'angle solide ω sous lequel on voit l'objet mesuré (fig. 21).

Dans le cas contraire, si $\omega < \Omega$, l'écart minimal détectable est pondéré par le rapport Ω/ω et le vrai

$$\Delta T' = \frac{\Omega}{\omega} \Delta T$$

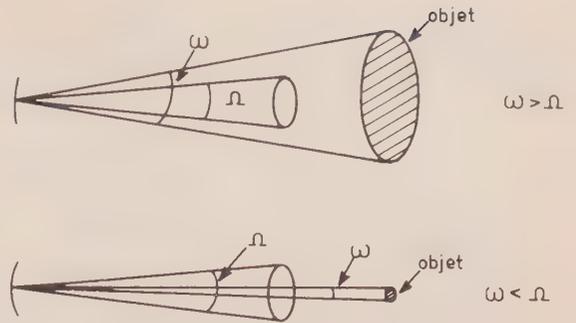


FIG. 21.

Remarque 3

Dans certains systèmes à corrélation, comme par exemple la croix de Mills, la largeur du lobe synthétique est très différente de la largeur du lobe des antennes employées. Il est utile de calculer ΔT dans ce cas.

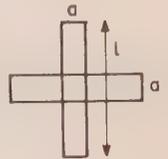


FIG. 22.

Pour simplifier, considérons que la croix de Mills est composée de deux bras égaux ayant des dimensions a et l (fig. 22).

L'angle solide synthétique (correspondant à la partie corrélée du signal) est de $\Omega_1 = \lambda^2/l^2$. L'angle solide correspondant à la surface de l'antenne est de $\Omega_2 = \lambda^2/2al$. L'augmentation de température ΔT dans le lobe synthétique doit donc être pondérée par

$$A = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \frac{l}{2a}$$

Dans ce cas :

$$\Delta T = A\sqrt{2} \sqrt{\frac{2b}{B}} \left[T_r + T_A \left(1 + \frac{1}{A} \right) \right] \times \sqrt{1 + \left(\frac{\frac{T_A}{A}}{T_A + T_r + \frac{T_A}{A}} \right)^2}$$

et pour $T_r \gg T_A$.

$$\Delta T = A\sqrt{2} \sqrt{\frac{2b}{B}} \left[T_r + T_A \left(1 + \frac{1}{A} \right) \right]$$

ANNEXE B

Fonction de transfert ou sensibilité spectrale d'une antenne [5]

Les propriétés directives d'une antenne sont généralement décrites par son diagramme de rayonnement. Mais, dans le cas où l'antenne est utilisée comme

instrument de cartographie, il est plus commode d'introduire la notion de la fonction de transfert. Celle-ci n'est rien d'autre que la transformée de Fourier du diagramme de rayonnement, mais son interprétation physique permet mieux d'analyser et de synthétiser une antenne cartographique.

B.a. FONCTION DE TRANSFERT D'UN SYSTÈME CLASSIQUE

Imaginons une distribution de température (ou de rayonnement incohérent) donné par $f(x, y)$ (fig. 23).

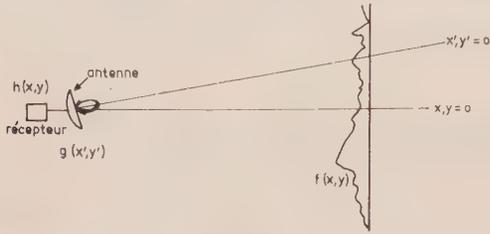


FIG. 23.

Si x, y sont les cosinus directeurs d'une certaine direction et $dx dy$ une petite région entourant cette direction, l'antenne reçoit une puissance :

$$h_1(x, y) = f(x-x', y-y') g(x', y') dx' dy'$$

où $g(x', y')$ est la fonction diagramme de l'antenne en puissance, et x', y' les coordonnées par rapport à l'axe de l'antenne.

En vertu de la linéarité de l'antenne, la puissance totale de la région vue par l'antenne est donnée par :

$$h(x, y) = \iint f(x-x', y-y') g(x', y') dx' dy'.$$

Ceci peut s'écrire comme une convolution :

$$h(x, y) = f(x, y) \otimes g(x, y)$$

En définissant les transformées de Fourier :

$$H(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} h(x, y) e^{2\pi j(xu+yv)} dx dy,$$

$$H(u, v) \xrightarrow{\text{TF}} h(x, y)$$

$$F(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{2\pi j(xu+yv)} dx dy,$$

$$F(u, v) \xrightarrow{\text{TF}} f(x, y)$$

$$G(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{2\pi j(xu+yv)} dx dy,$$

$$G(u, v) \xrightarrow{\text{TF}} g(x, y)$$

on peut écrire :

$$H(u, v) = F(u, v) \cdot G(u, v)$$

où u, v sont les fréquences spatiales en longueurs d'onde.

$G(u, v)$ est la fonction de transfert et nous allons montrer qu'il existe un procédé simple pour la déterminer.

Si on appelle $e(x, y)$ le diagramme en amplitude complexe de l'antenne, on a :

$$g(x, y) = |e(x, y)|^2 = e(x, y) e^*(x, y)$$

Nous savons également que le diagramme $e(x, y)$ est la transformée de Fourier de la distribution du champ sur l'antenne $E(\xi, \eta)$ où ξ et η sont les coordonnées sur l'antenne :

$$e(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(\xi, \eta) e^{-2\pi j(x\xi+y\eta)} d\xi d\eta$$

$$E(\xi, \eta) \xrightarrow{\text{TF}} e(x, y)$$

et $E^*(-\xi, -\eta) \xrightarrow{\text{TF}} e^*(x, y)$

On peut alors écrire :

$$G(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(\xi, \eta) E^*(\xi-u, \eta-v) d\xi d\eta$$

ou

$$G(u, v) = E(\xi, \eta) \otimes E^*(-\xi, -\eta).$$

La fonction de transfert est l'auto-corrélation de la répartition sur l'antenne, ou le produit de convolution de la répartition avec sa valeur conjuguée.

La fonction de transfert peut être facilement déterminée par une méthode graphique selon la figure 24.

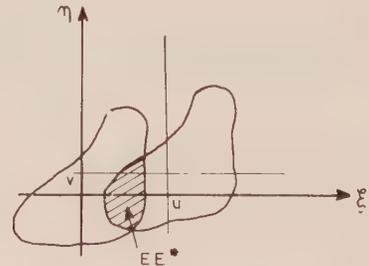


FIG. 24.

Pour chaque valeur de u et v , elle est donnée par la somme des produits de EE^* qui se trouvent sur un support (u, v) commun.

Par exemple, pour une ouverture de longueur D à répartition uniforme (dans une dimension) la fonction de transfert est triangulaire (fig. 25).

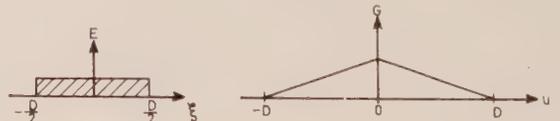


FIG. 25.

La fréquence spatiale maximale que le système peut transmettre :

$$u_{\text{max}} = D.$$

L'antenne agit donc d'une façon analogue à un système temporel, comme un filtre passe-bas.

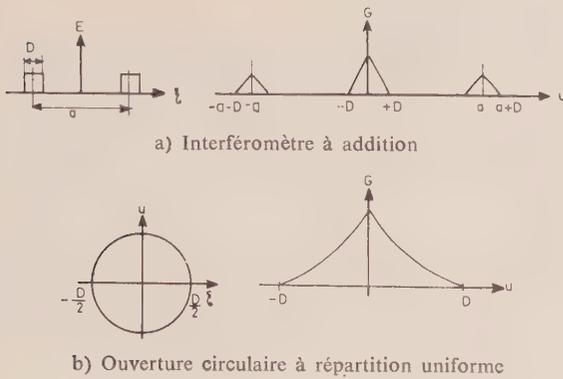


FIG. 26.

B.b. FONCTION DE TRANSFERT D'UN SYSTÈME A CORRÉLATION

Considérons le système composé des deux antennes 1 et 2. Chaque antenne délivre une tension complexe, $e_1(x, y)$ et $e_2(x, y)$ respectivement. Si la distance entre les deux centres de phase des antennes est de a , la tension sortant d'un corrélateur s'écrit :

$$g(x, y) \approx e_1 e_2^* e^{2\pi jax}$$

Avec les mêmes notations pour la transformée de Fourier :

$$E_1 \xrightarrow{TF} e_1$$

$$E_2 \xrightarrow{TF} e_2$$

$$E_2^*(a - \xi, -\eta) \xrightarrow{TF} e_2^* e^{2\pi jax}$$

$$G(u, v) \xrightarrow{TF} g(x, y)$$

$$G(u, v) \approx \iint_{-\infty}^{\infty} E_1(\xi, \eta) E_2^*(a + \xi - u, \eta - v) d\xi d\eta$$

ou

$$G(u, v) = E_1(\xi, \eta) \otimes E_2^*(a - \xi, -\eta)$$

Dans le cas d'un système à corrélation, la fonction de transfert n'est plus une autocorrélation de la répartition sur l'antenne, mais une corrélation de la répartition sur une antenne, avec la valeur conjuguée de la répartition sur la deuxième antenne.

Il existe de nouveau une méthode graphique simple pour la détermination de la fonction de transfert (fig. 27).

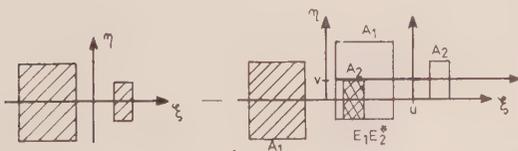


FIG. 27.

En déplaçant les deux antennes dans le plan ξ, η , il existe pour chaque u et v une valeur de $E_1 E_2^*$ qui correspond à l'aire commune de E_1 et E_2 .

Par exemple, pour une ouverture uniforme avec une source omnidirectionnelle adjacente, la fonction de transfert est rectangulaire (fig. 28).

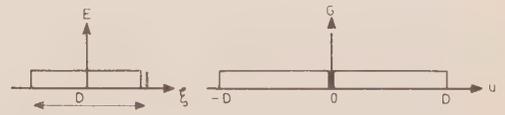


FIG. 28.

La fréquence spatiale maximale d'une ouverture D est la même que dans le système classique :

$$u_{\max} = D$$

mais cette fois le spectre est plat et le système est aussi sensible aux fréquences hautes qu'aux fréquences basses.

Autres exemples :

Interféromètre à corrélation (fig. 29)

Par rapport à l'interféromètre à addition, il n'y a pas de composante continue ni fréquences spatiales basses. Le système à corrélation peut donc fonctionner comme un système passe-bande, pourvu que les ouvertures de deux antennes ne se recouvrent pas.

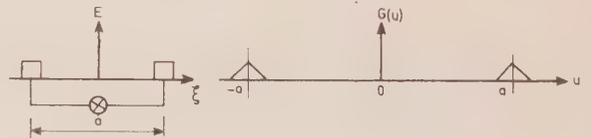


FIG. 29.

Système dont la sensibilité est proportionnelle à la fréquence spatiale (fig. 30).

Une application typique du système à corrélation est un système dont la sensibilité spectrale est proportionnelle à la fréquence spatiale. Effectivement, si l'ouverture d'une antenne a une distribution représentée sur la figure 30 et si on effectue la corrélation avec une source omnidirectionnelle, on voit immédiatement que le $G(u)$ croît linéairement avec u . Le système serait donc plus sensible à une répartition des petits objets.

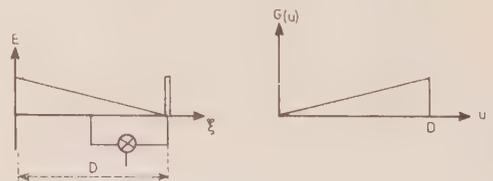


FIG. 30.

Interféromètre composé à corrélation

Un système possédant des propriétés intéressantes peut être conçu en juxtaposant un interféromètre et une ouverture continue (fig. 31).

En considérant l'interféromètre à addition comme antenne 1 et l'ouverture continue comme antenne 2,

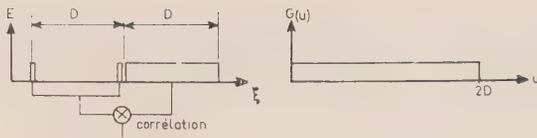


FIG. 31.

un système à corrélation donne un spectre uniforme avec une fréquence de coupure de $2D$. Le système se comporte comme une ouverture uniforme de longueur égale à $2D$, corrélée avec une source omnidirectionnelle, mais la moitié de l'ouverture a été remplacée par une source supplémentaire, d'où une économie considérable.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BROUSSAUD G., RICHARD B. — Intérêt comparé des radiométries infrarouges et hertziennes. *Annales de Radioélectricité*, tome XVIII, n° 72, avril 1963.
- [2] BLUM J.E. — Sensibilité des radiotélescopes et récepteurs à corrélation. *Annales d'Astrophysique*, 22, n° 2, mars-avril 1959.
TURIN M.E. — Radio-Astronomy Receivers. *IEEE Trans. AP* 12, n° 7, déc. 64, p. 930-938.
- [3] BROUSSAUD G. — Etude de la diffraction des ondes électromagnétiques par un réseau de plaques percées de trous. *Annales de Rad.* N° 39, janvier 1955, et n° 43, janvier 1956.
- [4] JORDAN P.R., PASCOLAR H.G. — The Radiometer Performance of a Solid State 35 Gc Receiver. *Proc. IEEE* Oct. 1965, pp. 1655-6.
- [5] ARSAC J. — Transmission des fréquences spatiales dans les systèmes récepteurs d'ondes courtes. *Optica Acta*, vol. 2, pp. 112-118, 1955.

DISCRIMINATION DE SOURCES DE RADIATIONS rectangulaires et circulaires de grande étendue au moyen D'ANTENNES RADIOMÉTRIQUES

PAR

E. SCHANDA

*Institut de Physique Appliquée
Université de Berne. Suisse.*

1. Introduction

C'est la largeur des lobes principaux des antennes directives qui donne la possibilité de discriminer les radio-sources voisines.

Dans le cas de radio-sources de surfaces étendues — comme par exemple dans le domaine de l'analyse radiométrique — la largeur et la forme du faisceau d'antenne détériorent sensiblement les possibilités de discrimination des rayonnements provenant de surfaces d'émission différentes, ainsi que des limites qui les séparent.

En microondes, les largeurs de rayonnement de l'antenne — même dans le cas où on utilise des diamètres d'antenne de quelques mètres — ne sont pas aussi petites qu'on désirerait les avoir pour obtenir une discrimination satisfaisante de tous les contrastes.

Pour connaître aussi bien que possible la répartition des radiances de sources de surface étendue, il est nécessaire de procéder au calcul de l'atténuation provoquée par le pouvoir limité de résolution de l'antenne.

MATT et KRAUS ont traité le problème d'une source ponctuelle ; il concerne la réception d'un rayonnement provenant d'une source unique s'étendant le long d'un réseau linéaire. Dans ce cas, le diagramme du réseau est plus étroit dans une direction ou, du moins, comparable à l'angle sous-tendu par la source mais il est plus large dans une direction perpendiculaire.

Dans ce qui suit, on traitera un problème à trois dimensions ; il consistera à admettre qu'une antenne à réflecteur parabolique à symétrie axiale reçoit un rayonnement de sources dont la largeur angulaire est comparable à celle de l'antenne.

2. La fonction gain et la puissance reçue

Pour une antenne à réflecteur parabolique avec symétrie axiale, on peut trouver la fonction gain [2] d'après :

$$G(\theta) = \left| \frac{\tilde{J}_{n+1} \left(\frac{2\pi\rho_0}{\lambda} \sin \theta \right)}{\left(\frac{2\pi\rho_0}{\lambda} \sin \theta \right)^{n+1}} \cdot 2^{n+1} \cdot n! \right|^2 \quad (1)$$

où θ est l'angle polaire dans le système de coordonnées sphériques, λ la longueur d'onde, ρ_0 le rayon de l'ouverture, \tilde{J}_{n+1} la fonction de Bessel d'ordre $n + 1$. L'équation (1) est valable à condition de supposer que le diagramme de rayonnement primaire de l'alimentation produit une densité de rayonnement, à l'ouverture du réflecteur parabolique, égale à :

$$D(l) = \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \right]^n$$

L'exposant est compris entre 1 et 3 pour les alimentations normales.

En ce qui concerne l'application à la radio-astronomie et à la radiométrie, un choix convenable de ρ_0 et $D(l)$ permet de réduire tous les lobes latéraux et de les abaisser à moins de -20 dB du lobe principal. Cela signifie que nous pouvons nous contenter du lobe principal pour les calculs qui suivent. En outre, il est légitime de remplacer $\sin \theta$ par θ parce que la largeur du lobe principal n'est seulement que de quelques degrés pour les antennes qui nous intéressent.

En définitive, on peut montrer que l'équation (1) est assez proche de la fonction plus facilement intégrable :

$$G(\theta) = A \exp(-h^2\theta^2) \quad (2)$$

qui abaisse de $1/10$ le maximum du lobe principal. A est une constante de normalisation et h est la moitié de la largeur du diagramme défini par les points à mi-puissance (θ_n), c'est-à-dire :

$$h = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\theta_n} \quad (3)$$

L'antenne utilisée dans nos expérimentations a un diamètre d'environ 100 longueurs d'onde ($2\theta_n = 48' \pm 2'$) et possède un lobe principal qui peut être représenté d'une manière approchée par la courbe de Gauss jusqu'à moins de -17 dB avec une précision meilleure que 2 % de la valeur crête.

L'angle solide qui est sous-tendu par un rayonnement de source de grande étendue peut être subdivisé en plusieurs sections Ω_i , de telle manière qu'à l'intérieur de Ω_i , la radiance $S_i(\theta_i, \phi_i)$ puisse être considérée comme constante : à l'extérieur de Ω_i , on supposera $S_i = 0$. θ_i et ϕ_i sont les coordonnées sphériques du point caractéristique de l'angle solide partiel Ω_i ; elles le situent par rapport à l'axe du lobe principal de l'antenne ($\theta = 0$).

La puissance reçue par la section $i^{\text{ème}}$ de la source sera :

$$B_i(\theta_i, \phi_i) = A \int_{\Omega_i} \exp(-h^2\theta^2) \cdot S_i(\theta_i, \phi_i) d\Omega \quad (4)$$

3. Puissance reçue provenant de sources homogènes de configurations particulières

On peut obtenir une simplification du calcul en utilisant des coordonnées rectangulaires (θ_x, θ_y) au lieu des coordonnées polaires (θ, ϕ). L'axe du lobe principal sera pris comme axe des z et le plan θ_x, θ_y pourrait être assimilé au plan tangent à la sphère unité dans le système de coordonnées polaires.

L'expression de la puissance reçue par la section d'indice i , en provenance de la source, peut alors être écrite sous la forme :

$$B_i(\theta_{xi}, \theta_{yi}) = A \int_0^\infty \int_0^\infty \exp[-h^2(\theta_x^2 + \theta_y^2)] \times S_i(\theta_x, \theta_y) d\theta_x d\theta_y \quad (5)$$

Dans (5), les coordonnées rectangulaires sont utilisées sans faire de distinction entre angles et tangentes, car B n'est pas affecté de façon significative par ce qui provient des régions extérieures à $3\theta_n$. D'après ce raisonnement simple, il est légitime de prendre l'infini comme limite supérieure d'intégration.

Nous pouvons à présent tenir compte de la source de rayonnement rectangulaire homogène en prenant comme radiance normalisée $S = 1$ à l'intérieur des limites $\theta_A, \theta_B, \theta_C, \theta_D$ et $S = 0$ à l'extérieur (fig. 1).

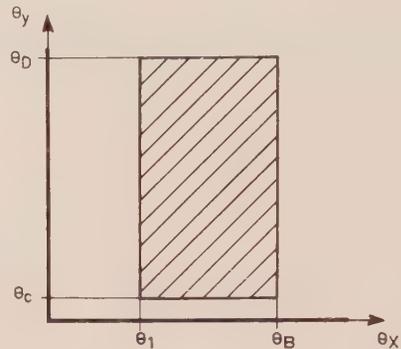


FIG. 1. — Source uniforme rectangulaire rayonnant de manière homogène et ses coordonnées angulaires par rapport à l'axe du lobe principal de l'antenne.

Le rectangle peut prendre une position arbitraire par rapport à l'axe du lobe principal ($\theta_x = \theta_y = 0$).

Les directions des axes des coordonnées θ_x, θ_y sont habituellement choisies parallèles aux côtés de ce rectangle.

La puissance reçue devient :

$$B(\theta_A, \theta_B, \theta_C, \theta_D) = \frac{\pi A}{4h^2} [\operatorname{erf}(h\theta_B) - \operatorname{erf}(h\theta_A)] \times [\operatorname{erf}(h\theta_D) - \operatorname{erf}(h\theta_C)] \quad (6)$$

où l'expression de la fonction de Gauss (fonction d'erreur) est définie par :

$$\operatorname{erf} v = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^v \rho^{-\lambda^2} dx.$$

Si le rectangle est assimilable à une lamelle de longueur infinie, parallèle, par exemple, à l'axe des θ_y , la seconde parenthèse de l'expression (6) prend la valeur 2. On peut considérer la longueur infinie si la condition :

$$\theta_0 - \theta_c > 6\theta_M$$

est remplie, et si la lamelle se présente symétriquement par rapport à l'axe des x_M .

Nous sommes dans le cas d'un rayonnement demi-plan, s'il n'y a qu'une seule limite, par exemple θ_1 , à l'intérieur du lobe de l'antenne.

La puissance reçue devient alors :

$$B(\theta_A) = \frac{\pi A}{2h^2} [1 - \text{erf}(h\theta_A)]. \quad (7)$$

La figure 2 représente les courbes de puissance résultante pour deux largeurs de bande différentes et pour un demi-plan rayonnant. Le plan circulaire rayonnant de manière homogène dans une position

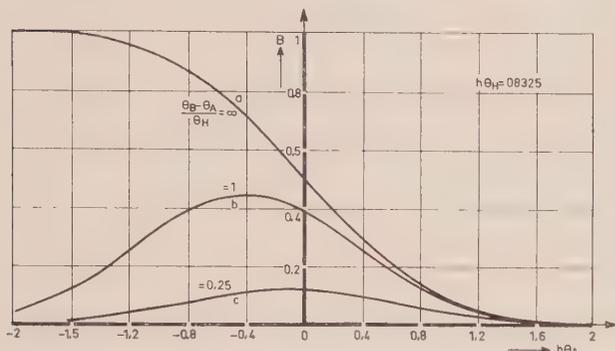


FIG. 2. — Diagramme résultant de la puissance reçue (B) coupant l'antenne dans le cas d'une source uniforme. « a » est le cas d'un demi-plan « b » et « c » sont deux bandes de largeurs relatives différentes. Le mouvement se fait perpendiculairement aux limites.

Normalisation : $\frac{\pi A}{h^2} = 1$.

arbitraire à l'axe du lobe principal (fig. 3) donne une puissance reçue de

$$B(\theta_A, \theta_B, \theta_R) = \frac{\sqrt{\pi A}}{2h} \int_{\theta_A - \theta_R}^{\theta_A + \theta_R} d\theta_{(B)} \exp(-h^2\theta^2) \text{ etc.} \quad (8)$$

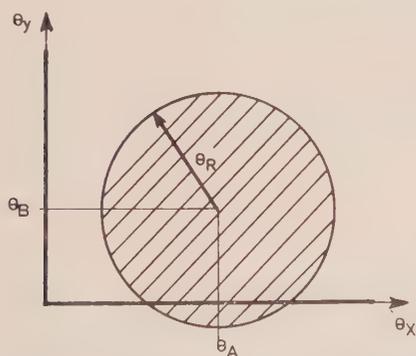


FIG. 3. — Source circulaire uniforme rayonnant de manière homogène et ses coordonnées angulaires par rapport à l'axe du lobe principal de l'antenne.

Dans l'équation (8) l'intégration sur θ_y a été faite, mais l'intégration sur θ_x doit être résolue numériquement. La figure 4 représente les courbes de puissance résultant de l'équation (8) pour $\theta_B = 0$ avec différents diamètres de disques quand θ_A est variable. $\theta_R = 0$ indique la source ponctuelle et donne le diagramme d'antenne original. On reconnaît que le diagramme résultant ne diffère pas beaucoup du diagramme original jusqu'à des valeurs de $\theta_R = 1/2 \theta_H$. Pour de grandes valeurs de θ_R/θ_H , les courbes ressemblent

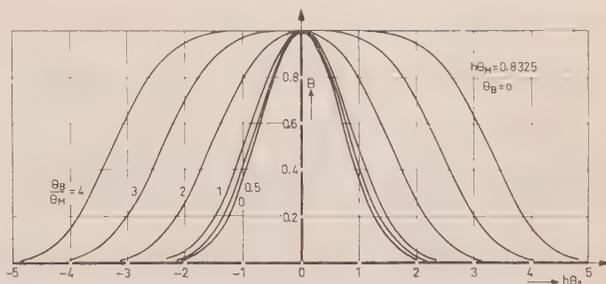


FIG. 4. — Diagramme résultant de sources homogènes circulaires de rayons relatifs différents θ_R/θ_H pour un faisceau d'antenne coupant le centre du disque ($\theta_B = 0$).

de plus en plus à celles que nous avons pour le demi-plan (fig. 2).

La figure 5 représente les diagrammes $\theta_B \neq 0$ pour un rayon de disque relatif $\theta_R/\theta_H = 2/3$. On a choisi cette valeur, car elle correspond au rapport du diamètre du soleil et de la largeur de l'antenne à 3 dB.

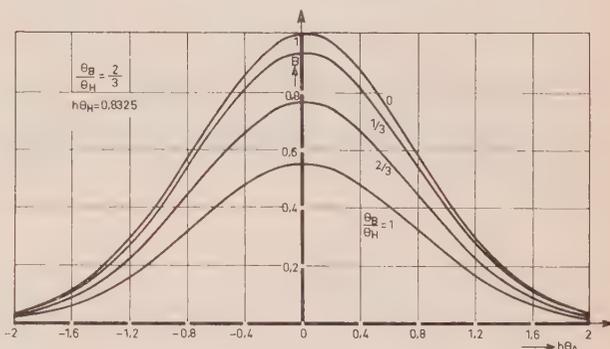


FIG. 5. — Diagramme résultant d'une source homogène circulaire de rayon relatif $\theta_R/\theta_H = 2/3$ le coupant avec des angles différents θ_B/θ_H entre l'axe de l'antenne et le centre du disque.

Dans le cas particulier où l'antenne est dirigée exactement vers le centre du disque rayonnant circulaire, on peut obtenir une formule très simple pour la puissance reçue si on se réfère aux coordonnées polaires de l'équation (4). Avec la condition $\sin \theta \approx \theta$, nous avons :

$$B(\theta_R) = A \frac{\pi}{h^2} [1 - \exp(-h^2\theta_R^2)]. \quad (9)$$

Le rapport entre la puissance reçue provenant d'un disque rayonnant circulaire placé sur l'axe des Z et celle provenant d'une source rayonnante de même radiance vue sous un angle solide $\theta > 3 \theta_H$, est donnée par :

$$\frac{B(\theta_R)}{B(3\theta_H)} = 1 - \exp(-h^2\theta_R^2) \quad (10)$$

formule dans laquelle $\exp(-h^2\theta^2) \approx 0$ pour $\theta > 3 \theta_H$.

Il est difficile de confirmer expérimentalement les relations évaluées, avec des sources rayonnantes artificielles, car on a de grandes chances d'avoir des sources d'erreurs importantes : ou bien des rayonnements perturbateurs proviennent des régions voisines

de la source, ou bien les fronts d'onde sont incurvés dans le plan de l'ouverture si la distance entre l'antenne et la source est trop petite.

Cependant, le soleil calme est valable pour vérifier les formules des disques circulaires. C'est, à une longueur d'onde de 3 cm, un disque rayonnant bien homogène [3] devant un arrière-plan froid. Mais, le diamètre du soleil apparaît comme n'étant que les $2/3$ de la largeur de notre antenne. Avec ce petit rapport, on ne peut pas parler d'une vérification précise des calculs. Néanmoins, nous avons mesuré un grand nombre de passages. Les points d'une courbe représentative sont tracés sur la figure 6 et comparés aux courbes calculées avec le même diamètre normalisé $\theta_R/\theta_H = 2/3$ et la source ponctuelle. Même dans ce cas défavorable, il y a un accord significatif.

Une version un peu plus détaillée de cet article a paru durant l'été 1966 dans « *Archiv der elektrischen Übertragung* ».

L'auteur remercie le Pr K.P. MEYER pour sa collaboration et l'intérêt continu qu'il a porté à ce travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MATT S., KRAUS J.D. — *Proc. IRE* 43, 1955, 821.
- [2] KUHN R. — *Mikrowellenantennen*, VEB-Verlag Berlin 1964, pp. 293 und 472.
- [3] KUNDU M.R. — *Solar Radio Astronomy*, J. Wiley & Sons, New York 1965.

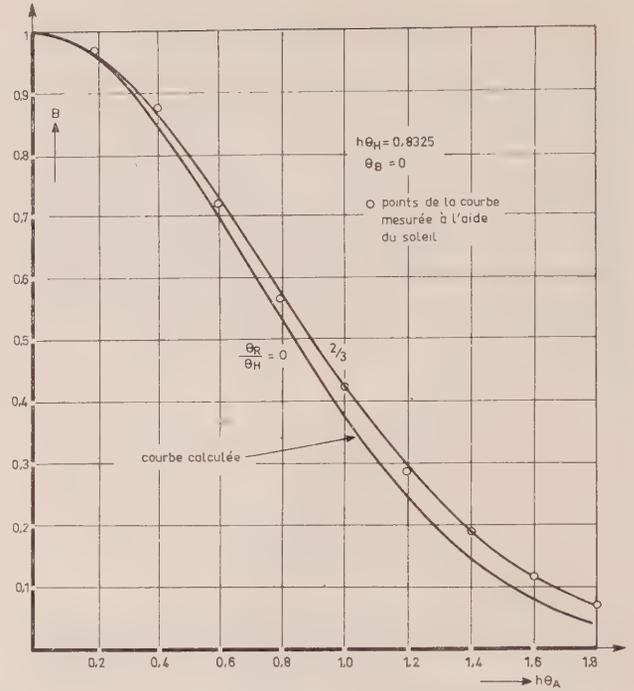


FIG. 6. — Diagramme calculé pour la source ponctuelle et la source circulaire de rayon relatif $\theta_R/\theta_H = 2/3$ pour une position centrale. Pour les points de comparaison d'un diagramme mesuré avec le soleil comme source ($\theta_R/\theta_H = 2/3$).

OPTIMISATION D'UNE ANTENNE FROIDE PAR L'EMPLOI DE SOURCES MULTIMODES

PAR

S. DRABOWITCH

Compagnie Française Thomson-Houston

PREMIÈRE PARTIE

Optimisation du facteur de qualité d'une antenne froide

Cas d'un réflecteur parabolique

Le but de cette première partie est de déterminer, dans le cas d'un réflecteur parabolique, les lois d'illumination primaire conduisant au facteur de qualité maximal et de montrer que les conditions d'optimisation sont généralement différentes de celles qu'on obtient pour une antenne classique où le bruit thermique terrestre est négligeable.

Les calculs ont été poursuivis jusqu'aux applications numériques, grâce à l'emploi d'un ordinateur électronique GE225.

La méthode suivie peut servir de modèle dans le cas d'une structure d'antenne plus complexe, comme l'antenne Cassegrain.

1. Problème posé

Considérons une antenne parabolique. L'image d'une radiosource située à l'infini sur l'axe est une figure de diffraction qui définit la loi de répartition du flux énergétique dans le plan focal. On y distingue habituellement un lobe central et des anneaux périphériques (fig. 1). Cette loi est fixée (en amplitude complexe) par une fonction $\psi(r)$ ($r =$ distance d'un point P du plan focal au foyer F , $F =$ distance focale).

Dans les antennes classiques, où le bruit du rayonnement thermique terrestre n'entre pas en considération, le rôle de l'ouverture primaire placée au foyer est d'intercepter le maximum du flux énergétique utile réparti par la figure de diffraction. Le facteur de gain d'une antenne est défini par la fraction de flux énergétique intercepté par la source primaire, soit $f(r)$ la loi d'illumination qu'aurait l'ouverture primaire si elle fonctionnait à l'émission (fig. 1).

On démontre alors que l'expression mathématique du facteur de gain est donnée par le produit de convolution normé entre $\psi(r)$ et $f(r)$:

$$\eta = \frac{\left| \iint f(r) \psi(r)^* dS \right|^2}{\iint f^2 dS \iint \psi^2 dS} \quad (1)$$

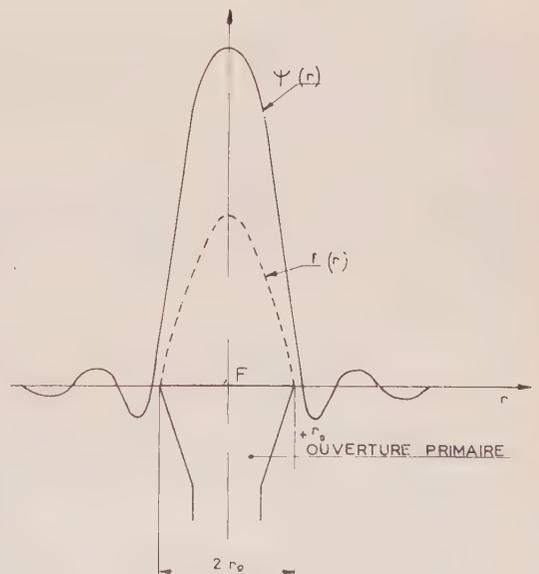


FIG. 1. — Facteur de gain

Le gain s'obtient en multipliant le facteur ci-dessus η par le gain théorique $4\pi A_0/\lambda^2$ (A_0 aire de l'antenne, λ longueur d'onde).

Le facteur de gain est unitaire et maximal si

$$f(r) \equiv \psi(r)$$

c'est-à-dire si la loi d'illumination primaire reproduit la forme de la figure de diffraction. On remarque l'analogie de ces considérations avec la théorie des filtres linéaires.

Pratiquement, les dimensions de la source primaire sont limitées à un rayon r_0 et il est impossible de reproduire rigoureusement la forme de la figure de diffraction.

En fait, dans les antennes classiques, on se contente d'utiliser une source primaire interceptant uniquement le lobe principal de la figure de diffraction et les facteurs de gain obtenu sont médiocres (50 à 60 %).

Dans le domaine des antennes froides, le rôle de la source primaire est plus complexe. Considérons à nouveau le paraboloïde orienté vers le ciel (fig. 2).

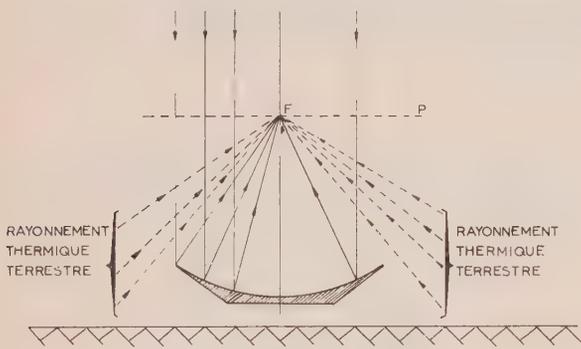


FIG. 2. — Facteur de qualité

Plan focal traversé par :

1° Flux de rayonnement utile. Fraction captée par l'antenne, facteur de gain η .

2° Flux de bruit thermique. Fraction captée : mesurée par la T_A .

Nous avons vu que son plan focal est traversé par un flux d'énergie utile réparti selon la figure de diffraction. Il y a lieu d'y ajouter un flux d'énergie de bruit provenant principalement du rayonnement thermique terrestre. Le rôle de l'ouverture primaire n'est plus seulement d'optimiser le facteur de gain, mais d'optimiser le rapport entre le facteur de gain et le bruit thermique total : flux de bruit terrestre intercepté et bruits d'origines diverses. Ce rapport est défini par ce que nous avons appelé le *facteur de qualité* de l'antenne :

$$Q = \frac{\eta}{T_A + T_L} \tag{2}$$

avec η facteur de gain,

T_A température de bruit provenant du rayonnement thermique terrestre,

T_L température de bruit réunissant toutes les autres sources de bruit (bruits cosmiques, atmosphériques, récepteur, pertes, etc.).

Le problème est alors le suivant : étant donné une source primaire de diamètre limité ($2 t_0$), trouver la loi d'illumination $f(t)$ telle que le facteur de qualité Q soit maximal. Ce maximum ne coïncide avec celui de η que dans le cas particulier où T_A est nul. En général, il sera distinct. En fait, seuls les facteurs η et T_A dépendent de la forme de la fonction f . Nous allons donc être amenés à rechercher l'optimisation de Q avec diverses hypothèses relatives à T_L (par exemple $T_L = 10^\circ\text{K}$, 25°K , 50°K).

2. Expression de la température de bruit d'origine terrestre T_A

Comme il a déjà été expliqué, le réflecteur étant orienté vers le zénith, le bruit terrestre atteignant la source primaire provient principalement des directions extérieures à la périphérie du réflecteur. Par conséquent, la température de bruit T_A est mesurée par la fraction du diagramme primaire extérieure à la périphérie du réflecteur (fig. 3).

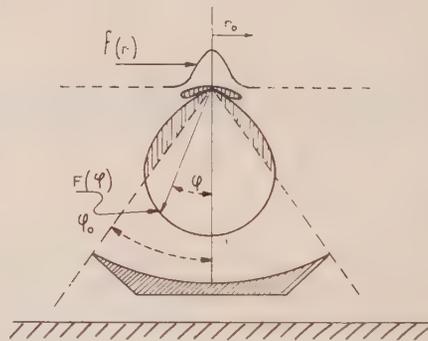


FIG. 3. — Température de bruit.

Si $F(\varphi)$ est le diagramme primaire et φ_0 le demi-diamètre apparent du réflecteur vu du foyer, la température de bruit due au rayonnement terrestre s'exprime par la formule :

$$T_A = T_0 \left[1 - \frac{\int_0^{\varphi_0} |F(\varphi)|^2 \sin \varphi \, d\varphi}{\int_0^{\pi/2} |F(\varphi)|^2 \sin \varphi \, d\varphi} \right] \tag{3}$$

(T_0 température du sol : 290°K environ).

Le diagramme $F(\varphi)$ est relié à l'illumination du plan focal $f(r)$ par la relation :

$$F(\varphi) = \frac{1 + \cos \varphi}{2} \int_0^{r_0} f(r) J_0 \left(\frac{2\pi r}{\lambda} \sin \varphi \right) r \, dr \tag{4}$$

Si la distance focale est assez grande, on peut négliger le facteur $\frac{1 + \cos \varphi}{2}$ ce qui permet d'utiliser les variables réduites : $v = \sin \varphi$, $t = \frac{r}{\lambda}$.

Cette notation exprime l'analogie entre les propriétés de l'antenne et celles d'un filtre où t est le temps et v la fréquence :

$$F(v) \simeq \int_0^{t_0} f(t) J_0(2\pi vt) \, dt \tag{4 bis}$$

Les formules (1), (2), (3) et (4) donnent les éléments nécessaires pour rechercher l'optimisation du facteur Q .

3. Degré d'approximation N de la figure de diffraction

La recherche de la loi d'illumination optimale $f(r)$ est un problème du « filtre optimal » tel qu'on le formule dans le cadre de la théorie de l'information [1]. La détermination directe de la fonction $f(r)$ ne sera pas abordée ici. Nous allons rechercher une solution approximative au moyen de deux notions physiques :

- le degré d'approximation N de la figure de diffraction par l'illumination primaire,
- le coefficient de directivité α du diagramme primaire.

Le réflecteur de diamètre D et de distance focale F est illuminé de façon uniforme par la radiosource considérée. Sa loi d'illumination peut être représentée par une fonction rectangulaire : constante pour $v < v_0$, nulle pour $v > v_0$. La figure de diffraction qui en résulte est le spectre de cette illumination au sens de la transformée de Fourier. Son expression est, à une constante près :

$$\psi(t) = \Lambda_1(2\pi v_0 t) = \Lambda_1(u) \tag{5}$$

avec :

$$u = 2\pi v_0 t \text{ et } \Lambda_1(u) = 2 \frac{J_1(u)}{u}$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce de l'ordre 1. Cette figure de diffraction s'étend, en principe, jusqu'à l'infini (voir fig. 4). Si l'on désire maximiser le facteur de gain η , la formule (1) montre qu'il faut identifier l'illumination primaire $f(t)$ à la loi $\psi(t)$. Mais l'ouverture de la source primaire étant limitée au rayon r correspondant au paramètre $t = t_0 = r_0/F$, cette identification n'est possible que pour $t < t_0$.

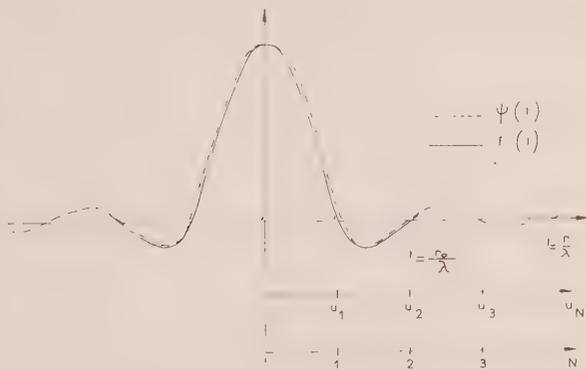


FIG. 4. — Degré d'approximation de la figure de diffraction.

Au-delà : $f(t) = 0$. Il en résulte que le diagramme primaire associé, spectre de la fonction $f(t)$ ne reconstitue pas exactement l'illumination rectangulaire uniforme, mais une loi approchée : on peut dire que cette loi résulte du filtrage de la loi rectangulaire à travers un filtre spatial dont le spectre est limité à t_0 .

La formule (5) montre que le degré d'approximation n'est pas mesuré par t_0 , mais par le produit $v_0 t_0$. Pratiquement, il est commode d'introduire le nombre N de lobes de la figure de diffraction, reconstitués par la source primaire :

Ce nombre a approximativement pour valeur :

$$N \simeq 2v_0 t_0 = \frac{D}{\lambda} \frac{r_0}{F} \tag{6}$$

On reconnaît l'expression du nombre de degrés de liberté d'un signal de durée t_0 à spectre limité à la fréquence v_0 [2].

Le calcul de la transformée de Fourier des lois d'illumination ainsi définies, conduit à l'expression suivante des diagrammes pour les divers degrés d'approximation N :

$$F_N(v) = \frac{1}{2} \int_0^{u_N} \Lambda_1(u) \Lambda_0\left(\frac{v}{v_0} u\right) u \, du \tag{7}$$

u_N étant le N ième zéro de la figure de diffraction, c'est-à-dire de la fonction J_1 . L'allure des diagrammes correspondants est représentée figure 5. On constate

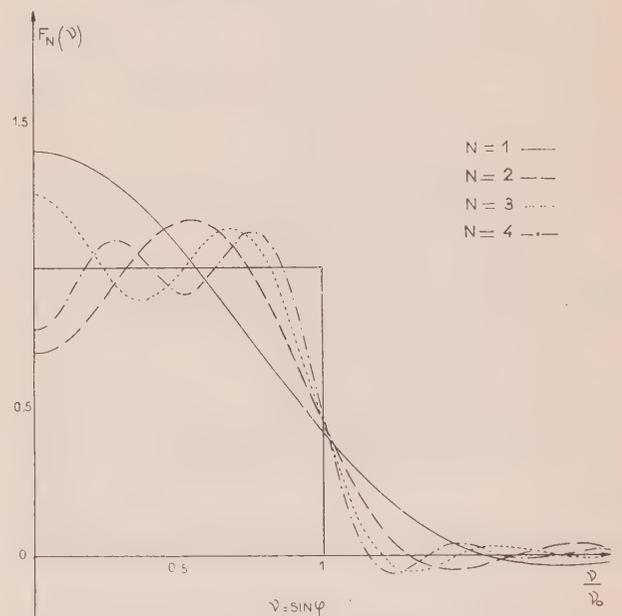


FIG. 5. — Diagrammes primaires d'une source en fonction du degré d'approximation.

que les « flancs » ne sont pas rigoureusement verticaux mais possèdent une pente croissant avec N . De plus, des oscillations apparaissent à l'intérieur et à l'extérieur du lobe principal, produisant ainsi des lobes latéraux. Ces diagrammes conduisent au facteur de gain η maximal qu'il est possible d'obtenir avec une source primaire de rayon r_0 donné, puisque celle-ci intercepte la totalité du flux énergétique jusqu'au N ième zéro. Avant de les discuter plus profondément, nous allons introduire le second paramètre.

4. Coefficient de directivité du diagramme primaire

Nous avons vu au chapitre 1 que le bruit thermique terrestre est mesuré par la portion des diagrammes précédents, extérieure au réflecteur. Pour réduire cette zone, on peut envisager d'augmenter la pente des diagrammes au voisinage de $v = v_0$. Mais pour cela, il faut augmenter N . Si N est fixé, il est possible de réaliser une « contraction » du diagramme en augmentant sa directivité relative sans changer sa forme (du moins au premier ordre) (fig. 6). Cela est possible en imposant, à la loi d'illumination $f(t)$, la « dilatation » inverse, c'est-à-dire une affinité telle que son expression soit la suivante :

$$\left\{ \begin{aligned} f_{N_1}\alpha(t) &= \Lambda_1\left(\frac{u}{\alpha}\right) & u \leq u_N \\ f_{N_1}\alpha(t) &= 0 & u > u_N \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$(u \equiv 2\pi v_0 t)$

Bien entendu, en réalisant cette opération, on améliore la température de bruit, mais on s'éloigne des conditions de gain maximal.

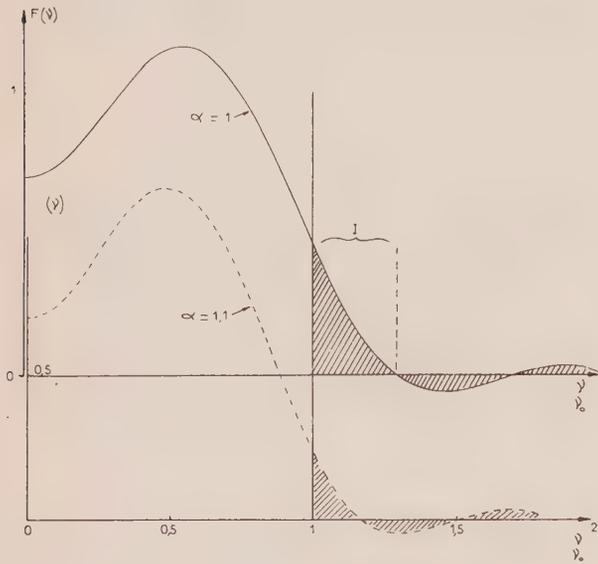


FIG. 6. — Diagrammes primaires d'une source pour N donné en fonction du coefficient de directivité α . Influence sur le bruit. La zone hachurée correspond à la zone de bruit thermique terrestre.

Nous allons maintenant rechercher l'influence des deux paramètres N et α sur le facteur de gain η , la température de bruit T_A et finalement sur le facteur de qualité Q , selon les hypothèses faites sur la température globale T_R . Tous les calculs nécessaires ont été faits au moyen de l'ordinateur GE 225 du Centre de Calcul de la Compagnie.

5. Influence des facteurs N et α sur les diagrammes primaires et sur le facteur de gain

5.1. DIAGRAMMES PRIMAIRES

Le calcul de la transformée de Fourier de l'illumination $f_{N_1}\alpha(t)$ que nous venons de définir, conduit

à l'expression suivante des diagrammes primaires :

$$F_{N_1}\alpha(v) = \int_0^{u_N} \Lambda_1\left(\frac{u}{\alpha}\right) \Lambda_0\left(\frac{v}{v_0}u\right) u \, du \quad (9)$$

u_N étant le N ième zéro de la fonction Λ_1 , c'est-à-dire de la fonction J_1 . Les diagrammes correspondants sont tracés figure 5 pour $\alpha = 1$. On constate que pour $N = 1$, c'est-à-dire lorsque la source primaire ne reconstitue que le lobe principal de la figure de diffraction, le niveau relatif de recouplement du diagramme primaire sur les bords du réflecteur par rapport au niveau maximal, est voisin de 10,5 dB : ceci correspond bien à la recommandation classique pour obtenir le gain maximal.

Par contre, lorsque N croît, on constate que le niveau de recouplement pour $v = v_0$, par rapport au niveau moyen, tend vers 1/2, c'est-à-dire 6 dB.

5.2. FACTEUR DE GAIN

La formule de convolution (1) conduit à l'expression suivante du facteur de gain :

$$\eta_N(\alpha) = \frac{1}{4\alpha^2} \frac{\left| \int_0^{u_N} \Lambda_1(u) \Lambda_1\left(\frac{u}{\alpha}\right) u \, du \right|^2}{1 - J_0^2\left(\frac{u_N}{\alpha}\right) - J_1^2\left(\frac{u_N}{\alpha}\right)} \quad (10)$$

Les variations de $\eta_N(\alpha)$ sont représentées figure 7.

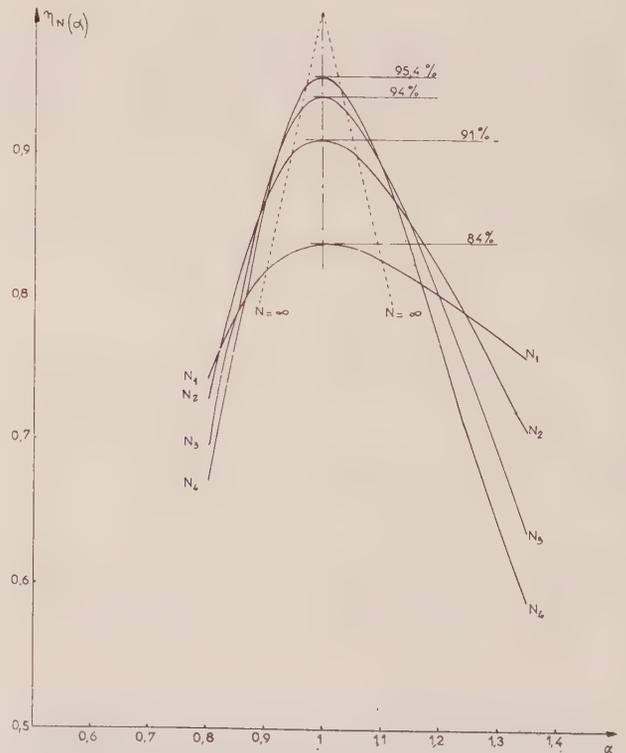


FIG. 7. — Facteur de gain d'une antenne focale.

α = facteur d'affinité entre la loi d'illumination primaire et la figure de diffraction.

N = nombre de lobes de la figure de diffraction englobés par la source primaire $\eta_{\infty}(\alpha) \approx 1 - 2|1 - \alpha|$.

On constate que le maximum est toujours obtenu pour $\alpha = 1$, c'est-à-dire sans affinité. De plus, ce maximum croît et devient de plus en plus aigu en fonction du degré d'approximation N , comme le montre le tableau I dont les chiffres ne tiennent pas compte des pertes de gain dues aux phénomènes secondaires : diffraction sur le pourtour du réflecteur, masque des structures primaires, etc.

TABLEAU I

N	η_{\max}
1	84
2	91
3	94
4	95,4

Rappelons que ce facteur de gain représente le pourcentage d'énergie contenu dans les anneaux successifs de la figure de diffraction.

A la limite ($N = \infty$), on obtient la courbe pointillée (1).

6. Température de bruit due au rayonnement thermique terrestre

Son expression est donnée par la formule (3) que nous rappelons ci-dessous :

$$T_A = T_0 \left[1 - \frac{\int_0^{\varphi_0} |F(\varphi)|^2 \sin \varphi \, d\varphi}{\int_0^{\pi/2} |F(\varphi)|^2 \sin \varphi \, d\varphi} \right] \quad (3)$$

Les calculs ont été faits numériquement et aboutissent aux résultats donnés figure 8.

On voit que, pour α donné, T décroît quand N croît et que pour N donné, T décroît *très vite* en fonction de la directivité α . Ceci justifie le choix du paramètre d'affinité α . A la limite, pour N infini, on obtient la courbe pointillée : T décroît linéairement avec α pour $\alpha < 1$ et reste constamment nul pour $\alpha > 1$ (2). Ceci provient du fait que le diagramme est alors rigoureusement rectangulaire et que la température de bruit est nulle s'il est compris dans l'intervalle $(0, \nu_0)$.

TABLEAU II

$N \backslash \alpha$	1	1,1
1	19 °K	11,5 °K
2	11 °K	5 °K
3	8,5 °K	2,5 °K
4	6 °K	2 °K

(1) $\eta_{\infty} = \alpha^2$ pour $\alpha < 1$
 $\eta_{\infty} = 1/\alpha^2$ pour $\alpha > 1$.
 soit approximativement $\eta_{\infty} \simeq 1-2(1-\alpha)$
 (2) L'équation de cette courbe est la suivante :
 $T_{A(N=\infty)} = T_0(1-\alpha^2) \simeq 2T_0(1-\alpha)$; ($\alpha < 1$)
 $T_{A(N=\infty)} = 0$ si $\alpha > 1$

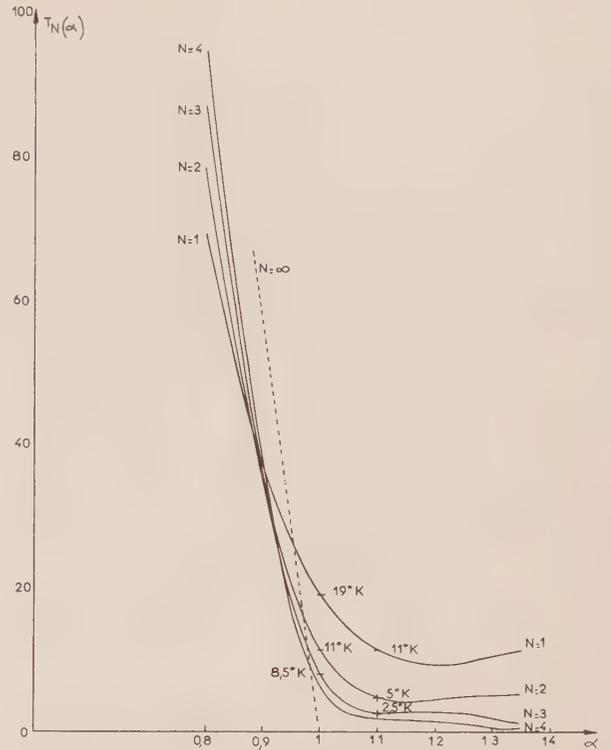


Fig. 8. — Température de bruit d'antenne due au « Spill over »
 α = facteur d'affinité entre illumination primaire et figure de diffraction.
 N = nombre de lobes de la figure de diffraction englobés par la source primaire $T_{\infty}(\alpha) \simeq T_0 2(1-\alpha)$; ($\alpha \leq 1$).

Il est instructif de considérer l'amélioration de température de bruit en fonction de N dans les conditions de gain maximal ($\alpha = 1$) et pour une valeur légèrement supérieure ($\alpha = 1,1$), tableau II.

L'amélioration qui est très nette lorsqu'on passe de $N = 1$ à $N = 2$, devient plus faible pour les valeurs supérieures de N . Par ailleurs, la comparaison de ces variations avec les courbes de facteur de gain montre qu'il est possible d'obtenir une nette amélioration de la température de bruit au prix d'une perte de gain : la recherche du meilleur compromis fait l'objet du paragraphe suivant.

7. Facteur de qualité de l'antenne

Le rapport signal/bruit à la réception est proportionnel au facteur de qualité de l'ensemble antenne plus récepteur défini au chapitre 1.

Du fait qu'il est impossible de mesurer les qualités propres à l'antenne par un seul facteur, nous sommes amenés à étudier l'influence des paramètres relatifs à l'antenne : N et α sur le facteur de qualité Q , en faisant diverses hypothèses sur le niveau de bruit dont l'origine n'est pas le rayonnement thermique du sol. Nous allons étudier les variations du facteur :

$$Q_N(\alpha) = \frac{\eta_N(\alpha)}{T_N(\alpha) + T_L}$$

Avec $T_L = 10 \text{ °K}, 25 \text{ °K}, 50 \text{ °K}$.

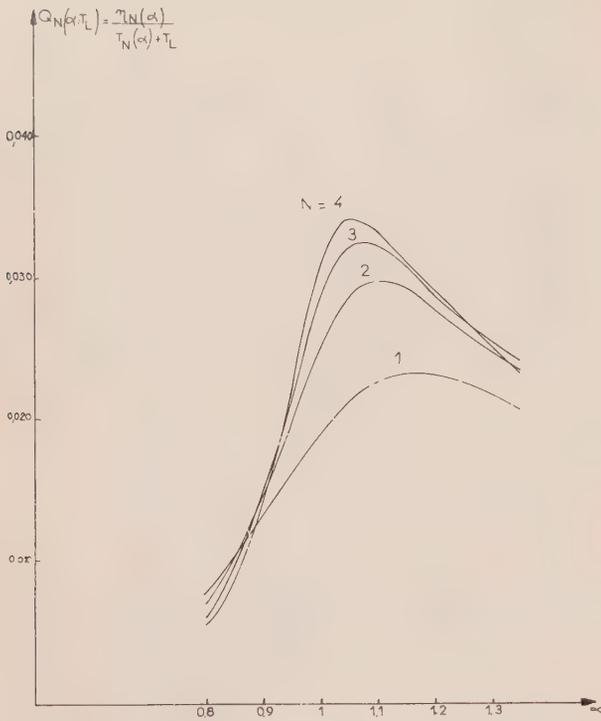


FIG. 9. — Variation du facteur de qualité d'un ensemble récepteur en fonction des caractéristiques de l'antenne (N, α) pour une température $T_L = 25^\circ$.

Ce facteur a été calculé à partir des expressions du facteur de gain et de la température de bruit. Les courbes résultantes sont tracées (fig. 9) pour $T_L = 25^\circ\text{K}$.

On constate des maximums assez *aigus* pour des valeurs de la directivité nettement *distinctes* de la valeur $\alpha = 1$ correspondant au gain maximal.

L'acuité des maximums montre que les diagrammes primaires doivent être soigneusement étudiés et rester stables, en fonction des divers paramètres variables : fréquence, polarisation : par exemple, pour $N = 2$ et $T_L = 25^\circ$, on voit que lorsqu'on passe de $\alpha = 1$ à $\alpha = 1,1$, le facteur de qualité augmente de près de 1 dB. En sens inverse, si α passe de $\alpha = 1$ à $\alpha = 0,9$, ce dernier décroît de moitié, soit 3 dB.

L'acuité des maximums croît avec N . Pour montrer l'influence de l'accroissement du degré d'approxi-

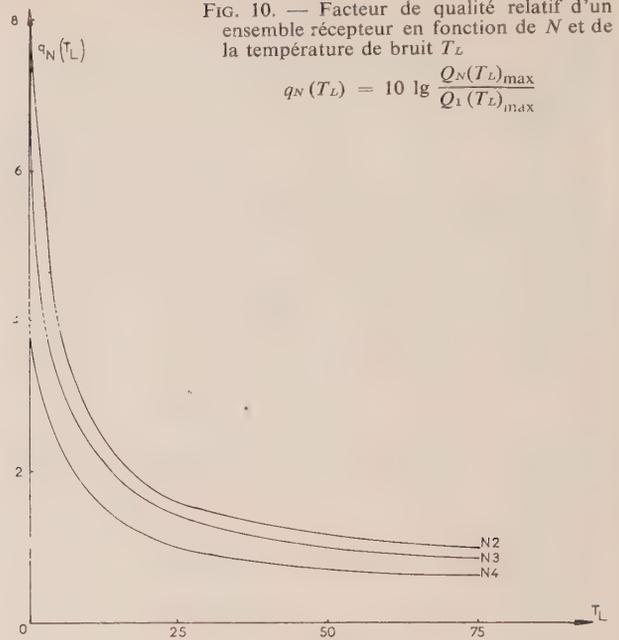


FIG. 10. — Facteur de qualité relatif d'un ensemble récepteur en fonction de N et de la température de bruit T_L

$$q_N(T_L) = 10 \lg \frac{Q_N(T_L)_{\max}}{Q_1(T_L)_{\max}}$$

mation N de la source primaire sur le rapport signal/bruit, nous avons tracé (fig. 10), les variations du facteur de qualité relatif :

$$q_N = 10 \lg \frac{Q_N(T_L)_{\max}}{Q_1(T_L)_{\max}} \quad (\text{dB}) .$$

On voit, par exemple, que pour $T_L = 25^\circ$, lorsqu'on passe de $N = 1$ à $N = 2$, le rapport signal/bruit augmente de plus de 1 dB, ce qui équivaut à un accroissement de la surface du réflecteur de 7 %. L'augmentation correspondante de la complexité de la source primaire est donc particulièrement rentable. Par contre, lorsqu'on passe de $N = 2$ à $N = 3$, l'augmentation n'est que de 0,4 dB. Elle est encore plus faible entre $N = 3$ et $N = 4$.

Finalement, il semble qu'on puisse se fixer comme base de projet d'antenne un coefficient de directivité $\alpha = 1,1$ et un degré d'approximation $N = 2$.

Les structures pratiques d'antennes primaires, permettant de réaliser ces conditions, sont étudiées dans la deuxième partie.

DEUXIÈME PARTIE

Sources primaires multimodes pour antennes froides

1. Principe des sources « multimodes »

Le principe des antennes multimodes repose sur l'utilisation du rayonnement simultané de divers modes de propagation guidée, engendrés au moyen de structures appelées « modeurs » et dont les amplitudes et phases sont contrôlées.

Ainsi, la synthèse des lois d'illumination résulte de la superposition des modes fondamental et harmonique, de la même façon qu'un signal temporel peut être élaboré par superposition des composantes de son spectre de fréquence.

La technique des antennes multimodes a été développée principalement pour améliorer les perfor-

mances des radars de poursuite [3] [4] [5], afin d'optimiser de façons indépendantes les diagrammes pairs et impairs utilisés dans la technique monopulse. Mais cette technique trouve des applications dans d'autres domaines et, en particulier, dans celui des antennes froides ; c'est ce que nous allons montrer maintenant.

2. Synthèse d'une loi d'illumination donnée par superposition de plusieurs modes de propagation (fig. 11)

Considérons un guide d'onde ouvert quelconque, susceptible de propager divers modes jusqu'à un rang maximal correspondant à la coupure au-delà de laquelle les modes sont évanescents.

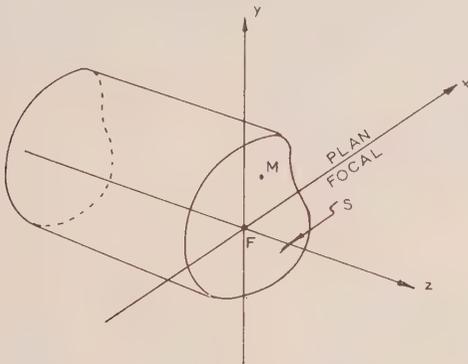


FIG. 11. — Synthèse d'une loi d'illumination par superposition des modes

- orthogonalité des modes : $f_i(M)f_j^*(M)dS = \delta_{i,j}$
- illumination résultante : $f(M) = \sum a_i f_i(M)$.
- coefficient des modes $a_i = \iint_S f(M)f_i^*(M)dS$.

Ces modes possèdent la propriété fondamentale suivante : les composantes transversales des champs sont des fonctions vectorielles orthogonales : un mode d'ordre i possède, en chaque point M d'une section droite S , des composantes transversales — électriques ou magnétiques — (M), dont les propriétés d'orthogonalités s'expriment, en résumé, de la façon suivante, en normant convenablement les fonctions f :

$$\iint_S f_i(M)f_j(M) dS = \delta_{i,j} . \tag{11}$$

$\delta_{i,j}$ étant le symbole de Kronecker : nul pour $i \neq j$, unitaire pour $i = j$. Il en résulte qu'une loi d'illumination quelconque sur l'ouverture, caractérisée par des composantes transversales $f(M)$, peut toujours être développée en série, au moyen des fonctions orthogonales $f_i(M)$ caractérisant les modes transmis :

$$f(M) = \sum a_i f_i(M) . \tag{12}$$

Les coefficients a_i caractérisant l'amplitude et la phase des modes correspondants se déduisent de l'illumination f , compte tenu des propriétés d'orthogonalité sous la forme :

$$a_i = \iint_S f(M)f_i^*(M) dS . \tag{13}$$

Si l'illumination f est l'illumination optimale définie dans la première partie, on voit qu'il est possible de déterminer la distribution a_i des modes à utiliser dans une source primaire formée d'un guide ouvert.

3. Génération des modes - modeurs

Nous appelons « modeur » toute structure formée de guides destinés à engendrer des modes supérieurs avec les amplitudes et phases voulues. La structure d'un modeur est généralement la suivante (fig. 12) : un ou plusieurs guides d'excitation, filtrant chacun leur mode de propagation fondamental, aboutissent à l'entrée d'un guide d'onde « principal » de longueur définie L , dont l'extrémité ouverte constitue, en principe, l'ouverture rayonnante. Ce dernier est susceptible de propager divers modes supérieurs.

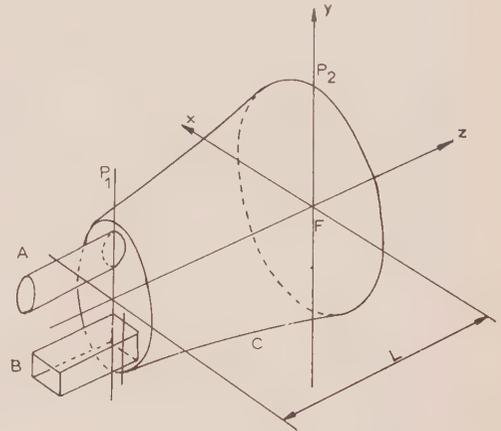


FIG. 12. — Structure générale modeur.

- A, B : Guides d'excitation.
- C : Guide principal multimode
- P₁ : Plan de discontinuité génératrice de modes.
- P₂ : Plan d'ouverture.
- L : Longueur du guide multimode (phases des modes).

Ces modes supérieurs sont engendrés au niveau des plans de discontinuités (P_1) où aboutissent les guides d'excitation dans le guide principal : en effet, les conditions aux limites, imposées par ces discontinuités au champ électromagnétique, impliquent dans les divers guides, l'existence d'un ensemble infini de modes propagatifs et évanescents. Le calcul des proportions a_i des modes engendrés peut être entrepris en identifiant les expressions en fonction des séries de modes existant en amont et en aval de la discontinuité.

Le niveau des modes supérieurs, ainsi engendrés, est évidemment fonction croissante de l'importance de la discontinuité.

Les modes fondamental et harmonique engendrés, se propagent dans le guide principal avec des vitesses de phase différentes jusqu'à l'extrémité du guide. Leurs phases respectives à ce niveau peuvent être contrôlées par action sur les dimensions de ce guide et en particulier sur sa longueur L .

Pratiquement, le nombre maximal de modes dont les amplitudes et phases peuvent être réglées indépendamment, est souvent limité à trois ou quatre.

4. Source primaire multimode à deux modeurs

Voyons maintenant l'application de ces généralités dans deux cas particuliers. Nous ne parlerons pas ici

des sources multimodes pour antennes de poursuite monopulse qui sont décrites par ailleurs.

Le premier type de source multimode que nous allons décrire, réalise la synthèse de la loi d'illumination désirée $f(M)$ en deux étapes : d'abord, dans le plan du champ électrique, au moyen d'un moteur « type E », ensuite dans le plan du champ magnétique, au moyen d'un moteur « type H ».

Le moteur « type E » possède une structure très simple ; il comporte un guide d'excitation rectangulaire unique, de largeur a , de hauteur b et d'axe oz , transportant le mode fondamental $TE_{1,0}$ et dont l'extrémité est raccordée par l'intermédiaire d'un « plan de discontinuité » à un guide principal de même axe oz , de même largeur a et de hauteur $b' > b$, de telle sorte qu'il puisse transporter, outre le mode fondamental $TE_{1,0}$, les modes $TE_{1,2}$ et $TM_{1,2}$, les modes d'ordre supérieur étant évanescents.

Par raison de symétrie, les seuls modes excités dans ce guide (« C »), sont précisément les modes à distribution paire $TE_{1,2}$ et $TM_{1,2}$, alors que les modes à distribution impaire dans le plan TE_{11} et TM_{11} ne sont pas excités.

Les modes $TE_{1,2}$ et $TM_{1,2}$ ayant même fréquence de coupure et même vitesse de phase, leur superposition peut être considérée comme un pseudo-mode unique que nous appellerons $EM_{1,2}$ dont la structure est indiquée (fig. 13).

où les coefficients A représentent les amplitudes relatives des divers modes et les coefficients β , les constantes de propagation. On peut montrer, par une étude théorique et expérimentale, que le rapport A_2/A_0 est une fonction croissante du rapport b'/b . Bien entendu, pour $b'/b = 0$, on a également $A_2/A_0 = 0$.

Les modes $TE_{1,0}$ et $EM_{1,2}$ se propagent avec leurs propres vitesses de phases, vers l'extrémité du guide C . Il est possible de choisir leurs phases relatives dans le plan d'extrémité (P_2) en choisissant la longueur Z_1 du guide. On obtient ainsi la distribution désirée en fonction de y : $f_{z_1}(y)$.

Pour maintenir la distribution obtenue en y au-delà du plan P_2 , il est nécessaire de prendre certaines précautions ; sinon, par suite des vitesses de phases différentes des modes composants, il y aurait déformation. C'est pourquoi, à partir du plan P_2 , le guide est divisé par des lamelles longitudinales superposées (fig. 14) perpendiculaires au champ E qui imposent une sorte de stratification au champ et maintiennent la distribution verticale « plan E », obtenue jusqu'à l'ouverture rayonnante.

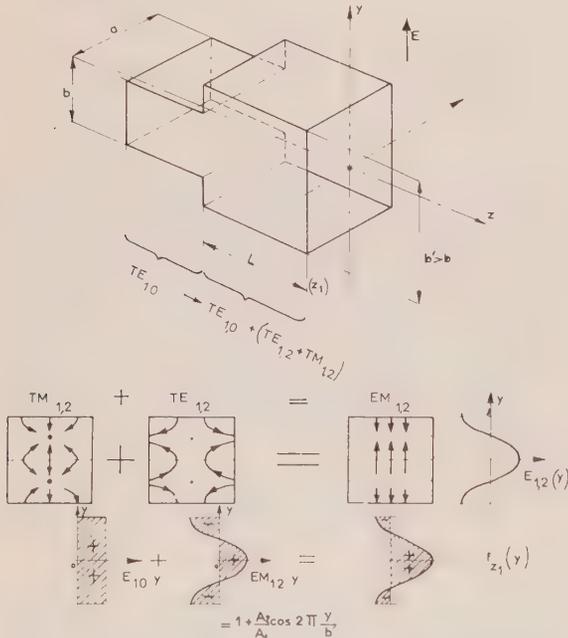


FIG. 13. — Synthèse de l'illumination en plan E, modeur type E.

On remarque que les composantes horizontales (selon ox) du champ électrique ont disparu : seules subsistent les composantes selon oy .

L'expression d'une composante transversale du champ électrique résultant, dans un plan d'abscisse Z , est de la forme :

$$f_z(x, y) = \cos \pi \frac{x}{a} \left(A_0 e^{-j\beta_{1,0}z} + A_2 \cos 2\pi \frac{y}{b} e^{-j\beta_{1,2}z} \right) = \cos \pi \frac{x}{a} f_z(y) \quad (14)$$

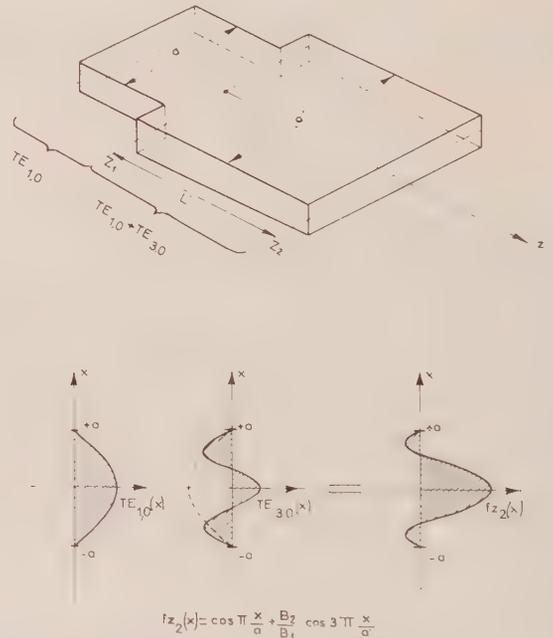


FIG. 14. — Synthèse de l'illumination en plan H, modeur type H.

Pour réaliser les distributions « plans H », des « modeurs H » sont introduits de la façon suivante (fig. 14 et 15) :

Deux lamelles horizontales (L) superposées quelconques, de cote moyenne y_k , définissent dans le guide principal un guide plat de largeur a .

Les guides ainsi définis sont excités avec des amplitudes f_{z_1} et transportent des modes du type $TE_{1,0}$.

A partir d'un plan P_3 , la largeur a de ces guides est portée à une valeur $a' > a$ avec $a' > 3\lambda/2$. La discontinuité ainsi créée, engendre, en plus du mode $TE_{1,0}$, un mode $TE_{3,0}$ transmis jusqu'à l'ouverture rayonnante P_4 d'abscisse, avec sa vitesse de phase propre. Par un raisonnement analogue à celui que nous avons suivi dans le cas du modeur plan E, on

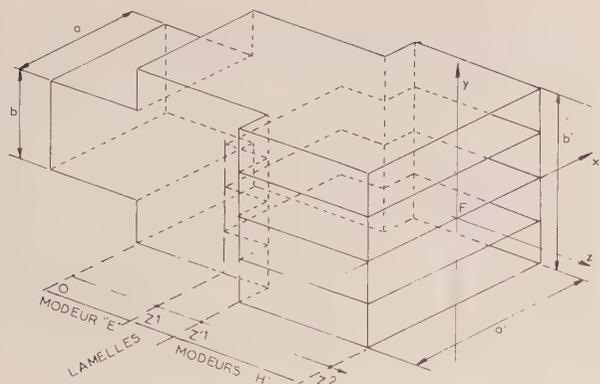


FIG. 15. — Source à deux modeurs.
 $f(x, y) = (1 + \alpha \cos 2\pi y/f') (\cos \pi x/a' + \beta \cos 3\pi z/a')$

voit que pour un couple de lamelles de niveau moyen y_k , la distribution en x obtenue sur l'ouverture est de la forme :

$$f_{z_2}(x, y_k) = f_{z_1}(y_k) \times \left[B_1 \cos \frac{\pi x}{a'} e^{-j\beta'_{1,0}(z_2-z_1)} + B_2 \cos 3\frac{\pi x}{a'} e^{-j\beta'_{3,0}(z-z_1)} \right],$$

les coefficients β' caractérisant les vitesses de phase des modes composants.

Finalement, la distribution obtenue sur l'ouverture est, à une constante près :

$$f(x, y) = \left[1 + \frac{A_2}{A_1} \cos 2\pi \frac{y}{b} e^{-j(\beta_{1,2}-\beta_{1,0})z} \right] \times \left[\cos \pi \frac{x}{a'} + \frac{B_2}{B_1} \cos 3\pi \frac{x}{a'} e^{-j(\beta'_{3,0}-\beta'_{1,0})(z_2-z_1)} \right]$$

$$f(x, y) = \left(1 + \alpha \cos 2\pi \frac{y}{b} \right) \left(\cos \pi \frac{x}{a'} + \beta \cos 3\pi \frac{x}{a'} \right) \tag{14 bis}$$

avec

$$\alpha = \frac{A_2}{A_1} e^{-j(\beta_{1,2}-\beta_{1,0})z} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{B_2}{B_1} e^{-j(\beta'_{3,0}-\beta'_{1,0})(z_2-z_1)}$$

5. Caractéristiques d'une source multimode pour antenne froide

La loi d'illumination optimale définie dans la première partie pour un réflecteur circulaire de diamètre D est, en supposant la distance focale F suffisamment longue, de la forme :

$$f_{N,\alpha}(V) = \Lambda_1(v) = 2 \frac{J_1(v)}{v} \quad (|v| \leq v)$$

avec $v = \frac{u}{\alpha} = \frac{1 \pi D r}{\alpha \lambda f}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

N étant le degré d'approximation et α le coefficient d'affinité.

Une première difficulté, pour identifier cette loi $f_{N,\alpha}$ avec l'illumination f obtenue au paragraphe précédent, provient du fait que cette loi est de révolution autour du foyer, alors que l'illumination de la source multimode est séparable en x et y .

Cependant, il est possible de définir, par la méthode que nous avons indiquée, les rapports de modes optimaux : pratiquement, nous avons choisi les conditions suivantes :

$$(\beta_{1,2} - \beta_{1,0})z_1 = 2\pi$$

$$(\beta'_{3,0} - \beta'_{1,0})(z_2 - z_1) = 2\pi$$

$$|\alpha| = \frac{A_2}{A_1} = 1,7 \quad |\beta| = \frac{B_2}{B_1} = 0,7$$

La loi d'illumination obtenue sur l'ouverture dans ces conditions est indiquée (fig. 16). On voit que le lobe central est bien reconstitué, alors que le lobe

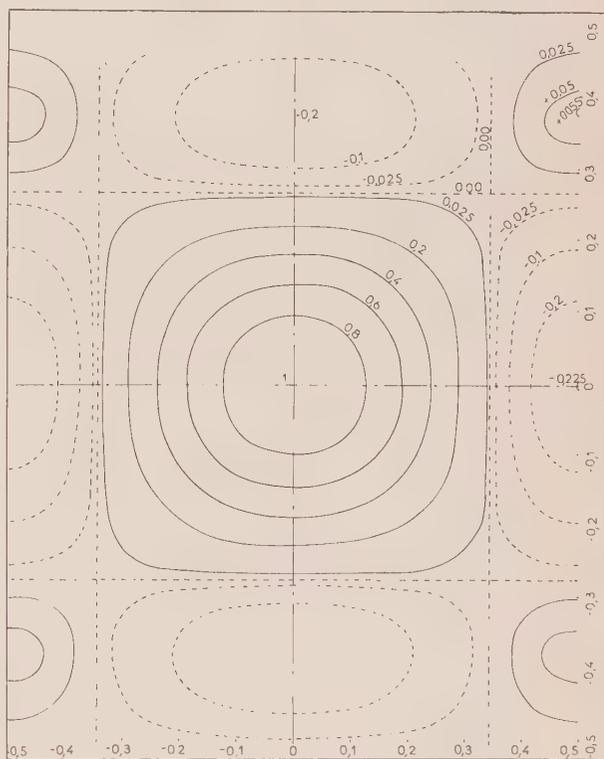


FIG. 16. — Loi d'illumination dans le plan d'ouverture.

secondaire périphérique n'est reconstitué que sous la forme de quatre zones disposées en croix. Cependant, les diagrammes secondaires théoriques obtenus dans les plans principaux (fig. 17 et 18) sont très comparables aux diagrammes optimaux pour $N = 2$, définis dans la première partie.

La figure 15 donne le schéma d'ensemble de la source.

Les figures 19 et 20 représentent les diagrammes expérimentaux obtenus en plans E et H pour diverses fréquences. La correspondance avec les diagrammes théoriques est bonne.

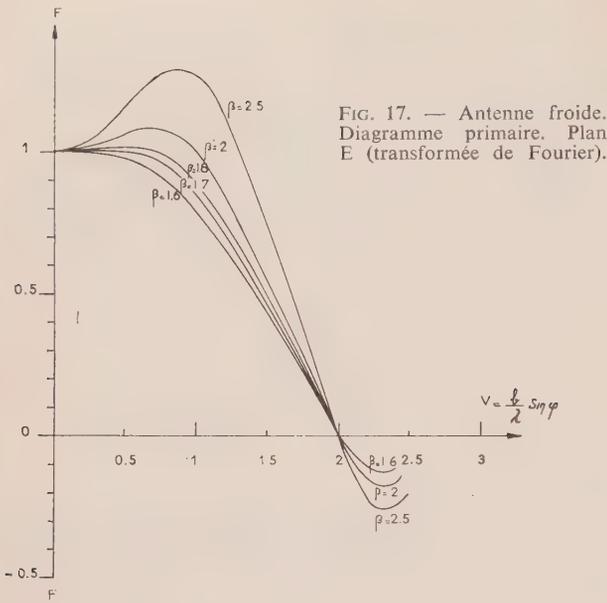


FIG. 17. — Antenne froide. Diagramme primaire. Plan E (transformée de Fourier).

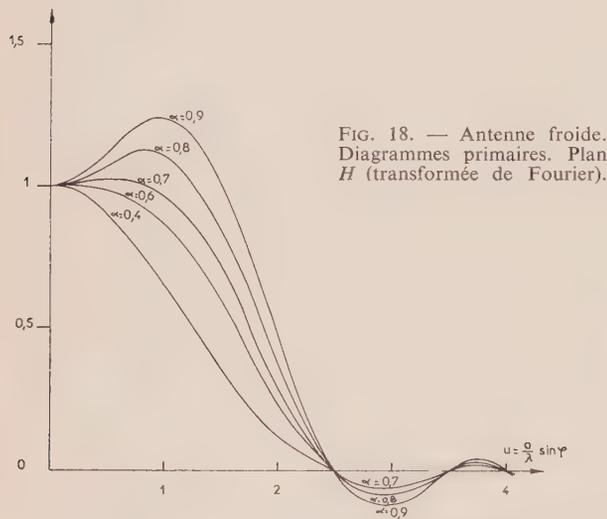


FIG. 18. — Antenne froide. Diagrammes primaires. Plan H (transformée de Fourier).

La figure 21 représente un diagramme plan *E* enregistré sur 360° : on voit que, hormis les lobes latéraux proches d'un niveau voisin de 17 dB, le niveau des rayonnements diffus est très faible.

Par ailleurs, la source précédente est assez longue et les lamelles peuvent introduire de légères pertes. C'est pourquoi le problème s'est posé de réaliser une structure plus simple, comportant un seul guide d'excitation et un seul guide multimode permettant le contrôle simultané de la loi d'illumination en plan *E* et en plan *H*. Bien entendu, ce guide sera le siège d'un nombre important de modes et la diffi-

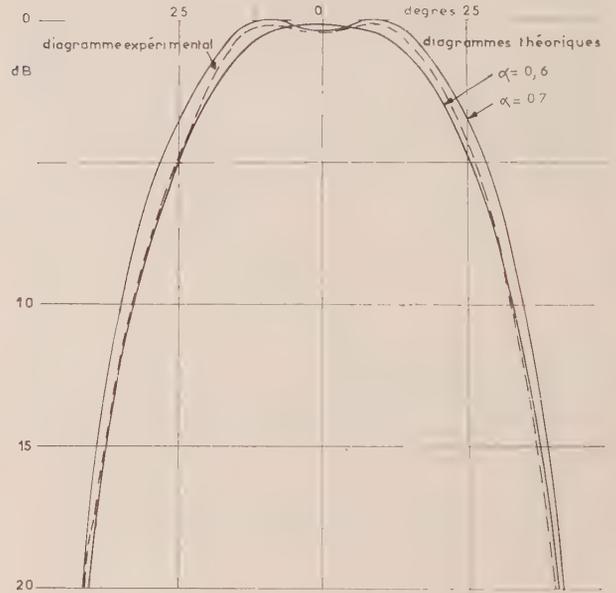


FIG. 19. — Antenne froide. Diagrammes plan H.

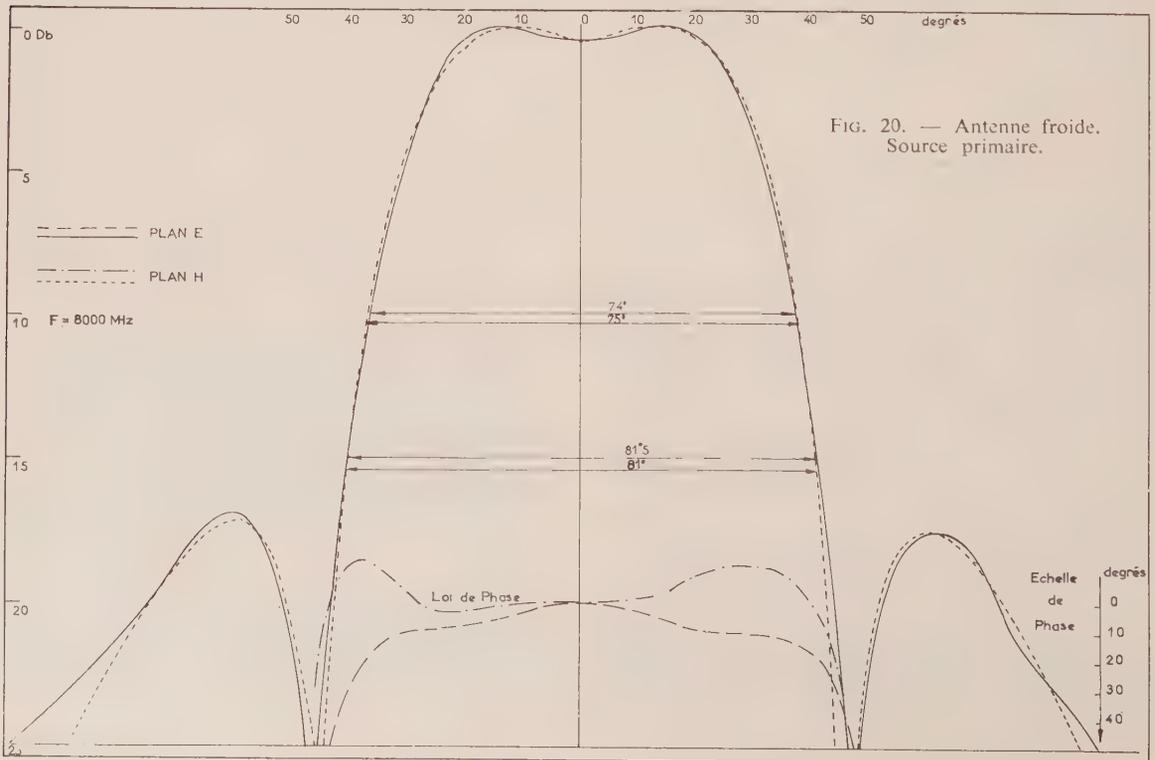


FIG. 20. — Antenne froide. Source primaire.

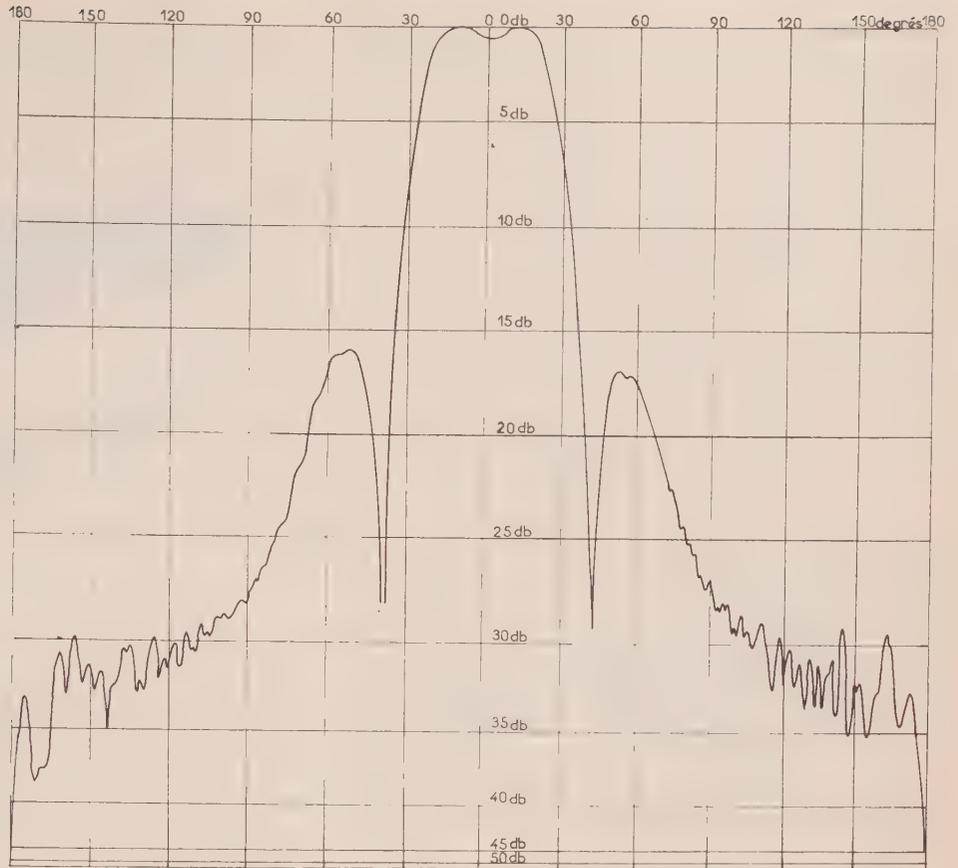


FIG. 21. — Antenne froide. Source primaire. $F = 8\ 100$ MHz. Plan E .

culté est le contrôle indépendant de leurs amplitudes et de leurs phases.

En ce qui concerne les diagrammes secondaires, obtenus avec une source primaire du type précédent, les essais n'ont été faits qu'avec une source comportant un modeur plan E . Cependant, par comparaison avec un cornet classique optimal, on a constaté une amélioration de gain supérieure à 1 dB. L'amélioration de la température de bruit n'a pas été mesurée directement, mais l'intégration des lobes latéraux non interceptés par l'antenne, indique une décroissance de la température de bruit correspondante de 20 °K à 9 °K.

Ces valeurs peuvent d'ailleurs être modifiées en agissant sur le coefficient d'affinité α .

6. Source primaire multimode à modeur mixte (fig. 22)

Le fonctionnement de la structure précédente paraît satisfaisante, toutefois la présence de lamelles interdit toute possibilité de fonctionnement en double polarisation.

Voyons donc quels sont les modes nécessaires pour réaliser, dans un guide unique, la distribution obtenue dans le cas précédent et définie par l'équation (14 bis). On obtient par développement :

$$f(x,y) = \cos \pi \frac{x}{a'} + \beta \cos 3\pi \frac{x}{a'} + \alpha \cos \pi \frac{x}{a'} \cos 2\pi \frac{y}{b}$$

$$+ \alpha\beta \cos 3\pi \frac{x}{a'} \cos 2\pi \frac{y}{b}$$

Les quatre termes de la somme correspondent respectivement à la combinaison de modes qui s'exprime symboliquement de la façon suivante :

$$TE_{1,0} + \beta TE_{3,0} + \alpha (TE_{1,2} + TM_{1,2}) + \alpha\beta (TE_{3,2} + TM_{3,2}) .$$

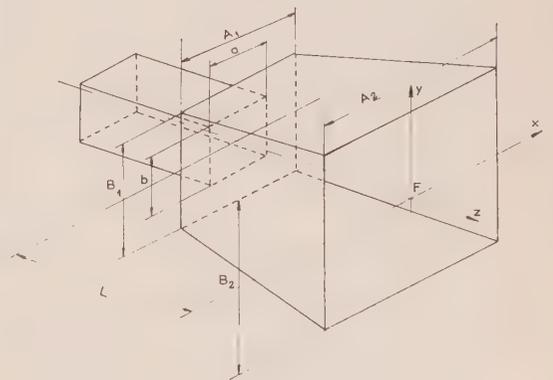


FIG. 22. — Source multimode à modeur mixte.

Combinaison à réaliser :

$$\frac{TE_{1,0}}{a} + \frac{\beta TE_{3,0}}{b} + \frac{\alpha (TE_{1,2} + TM_{1,2})}{c} + \frac{\alpha\beta (TE_{3,2} + TM_{3,2})}{d}$$

$$\varphi_a - \varphi_b = 2K_b \pi ; \quad \varphi_a - \varphi_c = 2K_c \pi ; \quad \varphi_a - \varphi_d = 2K_d \pi$$

Modeur droit } $A = \lambda \sqrt{\frac{13}{3}}$ $B = \lambda \sqrt{\frac{13}{6}}$ $C = \lambda \sqrt{13}$
 (peu directif) } $K_b = 1$ $K_c = 1$ $K_d = 3$

Modeur pyramidal : solution approchée avec erreur de 13%.
 $\frac{A_1}{\lambda} = 2,4 ; \frac{B_1}{\lambda} = 1,75 ; \frac{A_2}{\lambda} = 6,72 ; \frac{B_2}{\lambda} = 7,63 ; \frac{L}{\alpha} = 15$

Les couples de modes entre parenthèses, ayant mêmes vitesses de phase, il s'agit de déterminer les caractéristiques d'un guide permettant la mise en phase de quatre groupes indépendants et tel que les modes supérieurs soient évanescents.

Les rapports α et β sont déterminés par les dimensions relatives du guide multimode par rapport au guide d'alimentation. On montre que le mode : $(TE_{3,2} + TM_{3,2})$ est effectivement engendré dans la proportion $\alpha\beta$.

Soient $\varphi_a, \varphi_b, \varphi_c, \varphi_d$, les déphasages subis par les quatre groupes de modes. On doit satisfaire la condition de phase suivante :

$$\begin{cases} \varphi_a - \varphi_b = 2K_b\pi \\ \varphi_a - \varphi_c = 2K_c\pi \\ \varphi_a - \varphi_d = 2K_d\pi \end{cases}$$

Les nombres K étant entiers et positifs.

Pour des raisons évidentes de bande passante, leurs valeurs doivent être minimales.

Si le modeur est droit, c'est-à-dire à faces parallèles de longueur L , de hauteur B et de largeur A , on a :

$$\left. \begin{aligned} \varphi_a &= \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2} \\ \varphi_b &= \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{3\lambda}{2A}\right)^2} \\ \varphi_c &= \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2A}\right)^2 - \left(\frac{2\lambda}{2B}\right)^2} \\ \varphi_d &= \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{3\lambda}{2A}\right)^2 - \left(\frac{2\lambda}{2B}\right)^2} \end{aligned} \right\} (15)$$

Il s'agit de trouver une solution (A, B, L) satisfaisant aux conditions (15).

On constate que, pour toute combinaison possible des nombres 1, 2, 3 donnés aux paramètres K_b, K_c, K_d , une seule conduit à une solution réelle :

$$K_b = 1, K_c = 1, K_d = 3.$$

On obtient alors la solution fort simple suivante :

$$A = \lambda \sqrt{\frac{13}{3}}; \quad B = \lambda \sqrt{\frac{13}{6}}; \quad C = \lambda \sqrt{13}.$$

Le problème du modeur unique a donc une solution rigoureuse. Cependant, on constate que les modes $TE_{3,2}, TM_{3,2}$ sont proches de la coupure, ce qui peut créer des difficultés d'adaptation.

De plus, cette solution conduit à une ouverture rayonnante relativement faible ce qui implique l'utilisation d'un réflecteur à focale relativement courte. Une maquette a été réalisée (fig. 23). Les diagrammes de rayonnement expérimentés à la fréquence de calcul sont représentés (fig. 24) avec les diagrammes théoriques.

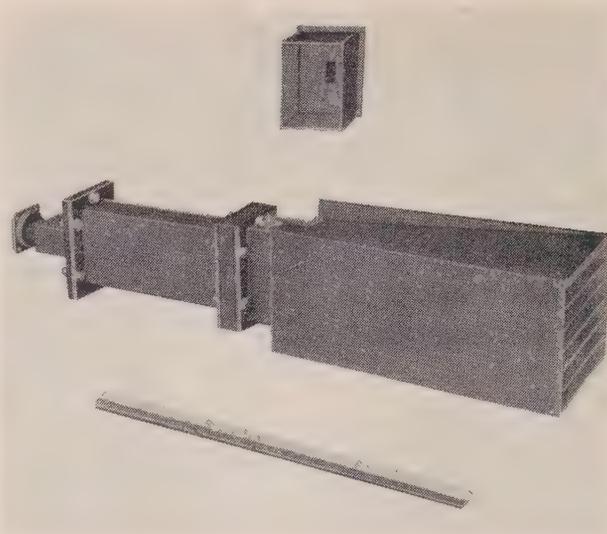


FIG. 23. — Deux types de sources multimodes pour antennes froides.

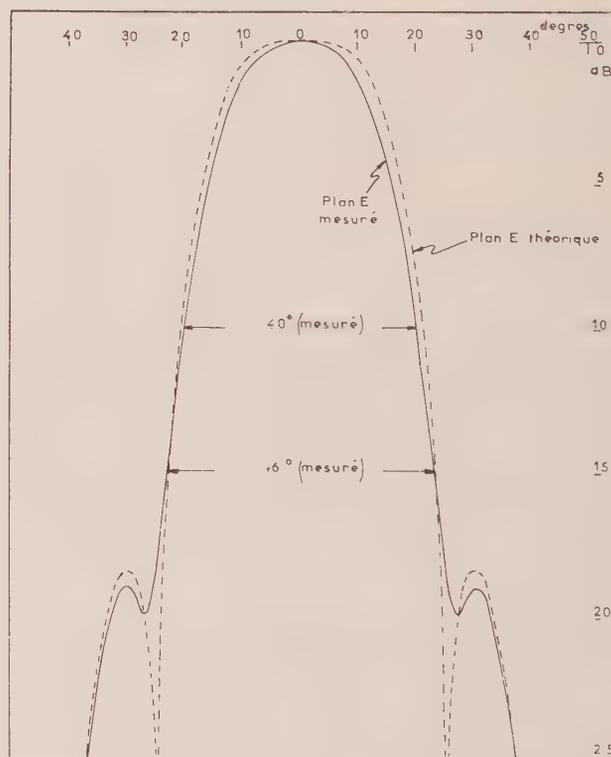


FIG. 24. — Antenne froide, modeur mixte cornet pyramidal. Source n° 5 (avec EH_{32}) $F = 9\ 100$ MHz, Plan E ; $\alpha = 0,7$; $\beta = 1,7$.

6.1. MODEUR PYRAMIDAL

Pour obtenir des diagrammes primaires de directivité variable, adaptables à des réflecteurs de diverses focales, il est nécessaire de pouvoir choisir les dimensions de l'ouverture rayonnante de la source. Pour ce faire, on peut envisager l'utilisation d'un guide multimode pyramidal.

Le problème posé est alors plus complexe, car les vitesses de phases des modes varient le long du guide

et le déphasage correspondant à un mode (m, n) s'écrit sous la forme d'une intégrale :

$$\varphi_{m,n} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{L/\lambda} \sqrt{1 - \left[\frac{m}{2 \frac{A}{\lambda} (1 + Kz)} \right]^2 - \left[\frac{n}{2 \frac{B}{\lambda} (1 + Hz)} \right]^2} dz \quad (16)$$

où K et H représentent les pentes de la pyramide, dans les plans E et H respectivement.

Pour les modes $(TE_{1,0})$ et $(TE_{3,0})$, l'intégrale s'exprime sous la forme :

$$\varphi_{m,0} = \frac{1}{2 \frac{A}{\lambda} K} \left[\operatorname{tg} \theta - \theta \right]_{\theta_1}^{\theta_2}$$

avec

$$\cos \theta_2 = \frac{m}{2 \frac{A}{\lambda} \left(1 + K \frac{L}{\lambda} \right)} \quad \cos \theta_1 = \frac{m}{2 \frac{A}{\lambda}}$$

Pour les autres modes, l'intégrale n'est calculable que pour $K = H$. Quoiqu'il en soit, il s'agit de trouver une solution (A, B, L, K, H) satisfaisant aux conditions de phase (16). Le calcul a été mené au moyen de la calculatrice GE 225. Il n'a pas été trouvé de solutions rigoureuses, mais des solutions approximatives où une faible erreur est tolérée.

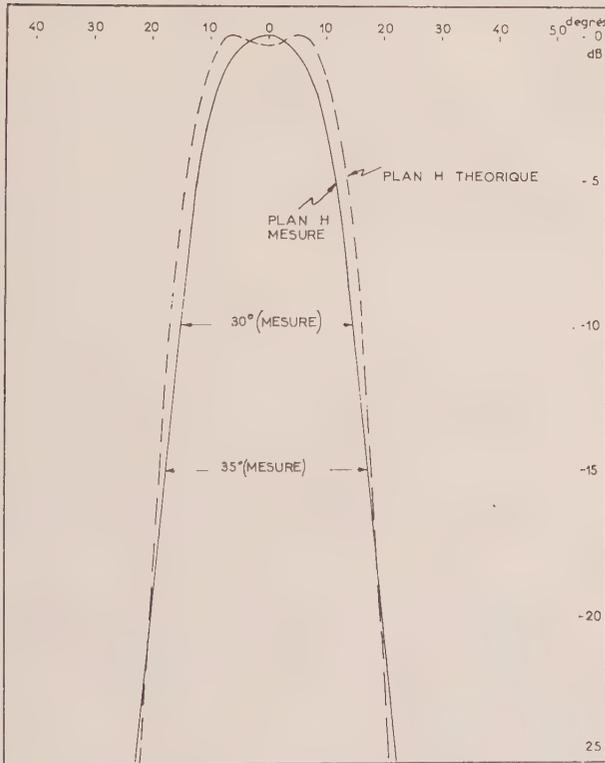


FIG. 25. — Antenne froide. Source n° 5 (avec EH_{30}). Plan H ; $\alpha = 0,7$; $\beta = 1,7$; $F = 9\ 100$ MHz.

L'une des solutions trouvée, conduit à une erreur de phase maximale de 13° entre les divers modes.

Cette solution a permis de réaliser un modeur de caractéristiques suivantes :

— Sommet du tronc de pyramide :

$$\frac{a_1}{\lambda} = 2,4 \quad ; \quad \frac{b_1}{\lambda} = 1,75$$

— Base de la pyramide :

$$\frac{a_2}{\lambda} = 6,72 \quad ; \quad \frac{b_2}{\lambda} = 4,63$$

— Longueur :

$$\frac{L}{\lambda} = 15.$$

Les diagrammes de rayonnement obtenus à la fréquence de calcul $F = 9\ 100$ MHz, sont tracés (fig. 24 et 25).

On obtient, comme prévu, des diagrammes beaucoup plus directifs qu'avec un modeur droit. De plus, les diagrammes expérimentaux sont légèrement plus directifs que les diagrammes théoriques.

Par ailleurs, les flancs des diagrammes ont la pente prévue et les lobes latéraux sont excellents (supérieurs à 19 dB).

Une variation de fréquence de ± 100 MHz, autour de la fréquence de calcul ne modifie pas notablement la forme des diagrammes. Enfin, les lobes de polarisation croisée tombent à l'extérieur de la zone utile et leur niveau reste inférieur à 15 dB.

7. Conclusion

Il apparaît qu'une source à modeur pyramidal unique, malgré le caractère approximatif du calcul des combinaisons de modes, semble bien adaptée à une antenne à faible bruit. Sa directivité importante lui permet, en outre, d'être associée commodément à un réflecteur du type Cassegrain à longue distance focale équivalente.

Il serait nécessaire de poursuivre l'étude afin d'adapter une telle source au fonctionnement en bi-polarisation.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] STANFORD GOLDMANN. — Information theory, Prentice Hall, New York.
- [2] DRABOWITCH S. — Applications aux antennes de la théorie du signal. *Onde Electrique*, 1965, p. 550.
- [3] DRABOWITCH S. — Théorie et applications des Antennes Multimodes. *Revue Technique, C.F.T.H.*, n° 37, novembre 1962.
- [4] DRABOWITCH S. — Multimodes Antennas. *Microwave Journal*, Janvier 1966.
- [5] HOWARD D. — Single aperture monopulse radar multi-mode antenna feed and homing device. 1964. *I.R.E. Trans. on Military Electronics*, p. 259.

INFLUENCE DES FACTEURS DE PROPAGATION sur la température de bruit d'un récepteur AUX HYPERFRÉQUENCES

PAR

M. THUÉ et J. VOGÉ

*Ingénieurs en chef des télécommunications au C.N.E.T.
Professeurs à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications**

1. Introduction

1.1. GÉNÉRALITÉS

Le bruit total dans un récepteur radioélectrique est la somme du bruit produit dans le récepteur lui-même, principalement dans l'étage d'entrée, et du bruit recueilli par l'antenne associée au récepteur. Le but du présent exposé est de rappeler comment, dans la gamme des hyperfréquences, les facteurs de propagation dans l'atmosphère terrestre contribuent au bruit recueilli par l'antenne, de rassembler les données existantes à ce sujet, et d'en déduire une estimation du niveau de ce bruit, en fonction du type de récepteur considéré et de la fréquence. Cette estimation peut guider dans le choix de l'étage d'entrée le plus approprié à chaque cas particulier.

Nous caractériserons la densité spectrale de puissance de bruit p à une fréquence donnée par la température de bruit T , quotient de la densité spectrale de puissance p par la constante de Boltzmann k : $p = kT$. Pour les sources de bruit non corrélées, les puissances de bruit, donc les températures de bruit, sont additives.

1.2. ROLE DE L'ANTENNE

Rappelons tout d'abord comment les différentes sources de bruit extérieures à l'antenne contribuent au bruit total recueilli par cette antenne. Si $T(\vec{r})$ est la température de bruit recueillie par une antenne idéale dont le gain serait égal à 1 dans la direction \vec{r} et nul dans toutes les autres directions, la température de bruit recueillie par une antenne réelle, dont le

diagramme de directivité est défini par le gain absolu $G(\vec{r})$, est égale à

$$T = \frac{1}{4\pi} \int T(\vec{r}) G(\vec{r}) d\Omega,$$

l'intégrale étant étendue à toutes les directions de l'espace; le calcul rigoureux de l'intégrale ci-dessus peut d'ailleurs être difficile, le gain $G(\vec{r})$ de l'antenne réelle étant difficile à définir dans certaines directions (sol, obstacles proches) où le dégagement n'est pas suffisant.

Dans la gamme des hyperfréquences, on peut généralement utiliser des antennes directives, et la température de bruit d'une antenne est essentiellement déterminée par la température de bruit recueillie dans la direction du lobe principal; cependant, dans les cas où cette dernière température est faible, la contribution des lobes latéraux et arrière ne peut pas être négligée [1]. Dans le cas des antennes orientables, la température de bruit recueillie est bien entendu fonction de l'orientation du lobe principal.

La température de bruit ainsi obtenue correspond au bruit capté par la surface d'ouverture de l'antenne; elle ne tient pas compte des pertes ohmiques dans l'antenne et dans les lignes de transmission qui la relient au récepteur.

1.3. SOURCES DE BRUIT EXTRA-ATMOSPHÉRIQUES

Si l'on négligeait la présence de l'atmosphère terrestre, les sources de bruit à considérer seraient le bruit cosmique, qui varie en fonction de la direction et de la fréquence, et le bruit rayonné par la Terre, qui intervient aussi bien dans le cas d'une antenne

*C'est à ce titre que le présent exposé a été présenté par M. THUÉ au Colloque sur les récepteurs à faible bruit aux hyperfréquences.

située sur la Terre que dans celui d'une antenne située sur un engin spatial et dirigée vers la Terre.

En ce qui concerne le *bruit cosmique* [2] sa décroissance est très rapide lorsque la fréquence s'élève, approximativement inversement à la troisième puissance de la fréquence, et il dépend de la région du ciel considérée : on admettra les courbes *a* et *b* de la figure 1 comme représentatives d'une part de la température de bruit cosmique minimale, d'autre part de la température de bruit pour les régions où les radiosources sont nombreuses (voie lactée par exemple).

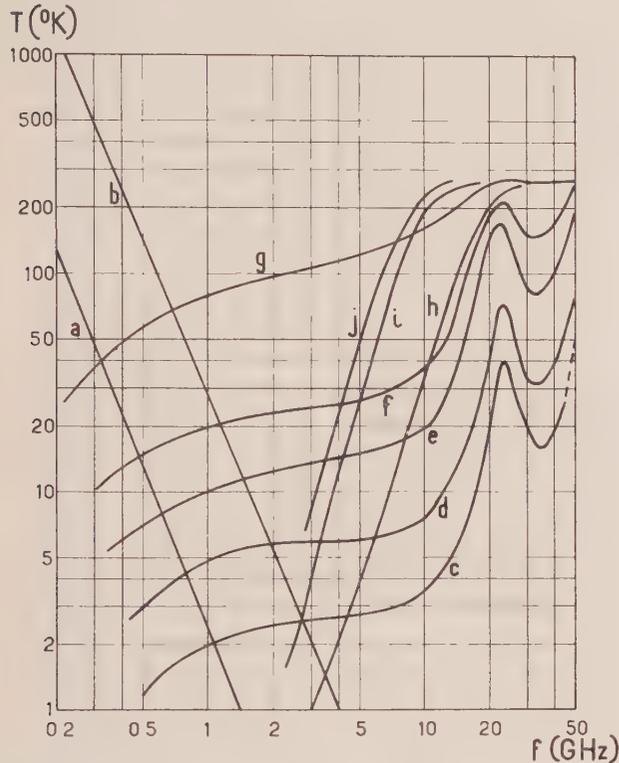


FIG. 1

En abscisses : fréquences en gigahertz ; en ordonnées : température de bruit en degrés Kelvin.

1. *Bruit cosmique*
 - a. bruit cosmique minimal.
 - b. bruit cosmique maximal.
2. *Bruit type dû aux gaz de l'atmosphère**.
 - c. angle de site 90°
 - d. angle de site 30°
 - e. angle de site 10°
 - f. angle de site 5°
 - g. angle de site 0°.
3. *Exemples de bruit dû aux précipitations***
 - h. pluie de 3,5 mm/h sur une épaisseur de 15 km.
 - i. pluie de 150 mm/h sur une épaisseur de 1,2 km.
 - j. pluie de 50 mm/h sur une épaisseur de 10 km.

En outre, on constate une augmentation de bruit quand le lobe principal de l'antenne est dirigé dans la direction d'une radiosource intense ; la température additionnelle de bruit *T* qui en résulte peut être déterminée à partir de la température de rayonnement *T*₀ de la radiosource à la fréquence considérée, de l'ouverture α du lobe principal de l'antenne (en supposant que le diagramme de directivité est de révolution) et du diamètre angulaire apparent θ de la radiosource

$$T = T_0 \frac{\theta^2}{\alpha^2} \quad \text{si } \theta < \alpha$$

(bien entendu $T = T_0$ si $\theta > \alpha$).

La contribution des radiosources est généralement faible, compte tenu de la faible valeur du rapport θ/α ; ceci n'est plus vrai dans le cas du Soleil, qui peut occuper occasionnellement une partie importante du lobe principal de l'antenne.

L'expression ci-dessus peut-être utilisée pour le bruit provenant d'un astre quelconque, en particulier pour le bruit provenant de la Terre lorsque l'antenne est située sur un engin spatial (§ 3.4).

La température de bruit provenant du rayonnement propre de la Terre est approximativement égale à sa température thermodynamique (270 à 300 °K), au moins en ce qui concerne les terres émergées. En ce qui concerne les régions immergées, compte tenu de la faible émissivité de l'eau, la puissance de bruit rayonnée est plus faible [3], correspondant à une température de bruit de 150° à 200 °K, mais il faut tenir compte du bruit cosmique ou atmosphérique réfléchi par l'eau, puisque le coefficient de réflexion augmente quand l'émissivité diminue, et la puissance de bruit réfléchie peut être élevée aux extrémités inférieure (bruit cosmique) et supérieure (bruit atmosphérique) de la gamme des hyperfréquences.

2. Rôle de la propagation dans l'atmosphère terrestre

2.1. DIFFÉRENTES SOURCES DE BRUIT

Dans la gamme des hyperfréquences, les principales sources de bruit rencontrées dans l'atmosphère sont celles dues aux gaz de l'air (principalement oxygène et vapeur d'eau) et aux formations météorologiques (nuages, brumes, brouillard, pluie) ; nous mentionnerons également les effets secondaires des précipitations : diffusion du bruit et des signaux non désirés, bruit dû aux couches minces d'eau sur les radomes. Les bruits dus à la traversée des couches ionosphériques et aux effets des parasites atmosphériques ne sont sensibles qu'aux fréquences les plus basses de la gamme et sont généralement inférieurs au bruit cosmique.

2.2. BRUIT DUE AUX GAZ DE L'ATMOSPHÈRE

L'émission spontanée par un gaz de l'atmosphère à une fréquence donnée est liée d'une part à l'absorption par ce gaz à la même fréquence, et d'autre part à la température du gaz (dans les couches basses de l'atmosphère, on peut admettre qu'il y a équilibre thermodynamique et parler de température thermodynamique).

En première approximation, si on considère cette température comme uniforme, on sait que la température apparente *T* d'une source de bruit à température *T*₀ vue à travers un milieu à température *T*₁ et à coefficient de transmission *a* (en puissance) est :

$$T = aT_0 + (1-a)T_1.$$

Cette expression peut encore être simplifiée lorsque l'absorption est très faible, on a alors $a = 1 - \epsilon$, et la température de bruit apparente est sensiblement :

* d'après la référence [5] ** d'après la référence [7]

$T \simeq T_0 + \varepsilon T_1$. En particulier, si le milieu absorbant est constitué par les couches inférieures de l'atmosphère, dont la température est comprise entre 250 et 300 °K, et si l'absorption est de quelques dixièmes de décibels, la dernière expression montre que l'augmentation de température de bruit est de l'ordre de 6 à 7 °K par dixième de décibel ; le deuxième terme devient donc rapidement prépondérant dans la partie supérieure de la gamme où le premier terme, dû au bruit cosmique, est de l'ordre de quelques degrés.

Dans le cas où l'on peut admettre que les couches absorbantes sont à la même température, la relation simple ci-dessus s'applique en reliant le coefficient de transmission a à l'absorption $\alpha(r)$ par :

$$a = e^{-\int_0^h \alpha(r) dr},$$

r étant la distance à l'antenne de réception, h l'épaisseur totale des couches absorbantes,

si α est constant : $a = e^{-\alpha h}$.

Si l'on doit considérer que l'absorption se produit dans des couches atmosphériques à températures différentes, l'expression permettant de calculer la température apparente T est un peu plus compliquée ; il faut faire intervenir, en plus du coefficient d'absorption variable $\alpha(r)$, une température variable $T(r)$ et l'on obtient :

$$T = a(h) T_0 + \int_0^h T(r) \alpha(r) a(r) dr$$

avec
$$a(r) = e^{-\int_0^r \alpha(r) dr}$$

Le bruit est donc strictement lié au phénomène d'absorption ; dans la gamme hyperfréquence, l'absorption est due principalement à l'oxygène et à la vapeur d'eau.

La molécule d'oxygène est paramagnétique, et son moment magnétique dipolaire est couplé au champ électromagnétique [4]. Les résonances se produisent au voisinage de 5 mm et 2,5 mm, ainsi que dans la région submillimétrique. La résonance à 5 mm comprend d'ailleurs un grand nombre de raies dont la largeur varie en fonction de divers paramètres, notamment la pression : il en résulte, au niveau du sol, un élargissement tel que l'ensemble des raies forme une bande d'absorption dont les flancs s'étendent sur l'ensemble de la gamme hyperfréquence (l'absorption à fréquence f est de la forme

$$\alpha(f) \propto \frac{f^2 \Delta f_0}{\Delta f_0^2 + (f - f_0)^2},$$

où f_0 est la fréquence de résonance, Δf_0 la bande à 3 dB).

La molécule de vapeur d'eau possède un moment électrique dipolaire qui présente des résonances au voisinage de 13,5 mm et 1,6 mm, ainsi qu'en ondes

submillimétriques [4] et cela se traduit également par des bandes d'absorption larges.

Aux fréquences correspondantes, la température apparente de bruit est nettement plus élevée que celle d'origine cosmique ; le bruit dû à l'oxygène, dont la concentration dans l'atmosphère est sensiblement constante, peut être estimé avec une bonne approximation, la température apparente de bruit est d'autant plus élevée que l'inclinaison par rapport à la verticale, donc l'épaisseur des couches absorbantes traversées, est plus grande. En ce qui concerne la vapeur d'eau, dont la concentration est beaucoup plus variable, on donne généralement des valeurs correspondant aux conditions atmosphériques normalisées (atmosphère de référence). Les autres gaz de l'atmosphère n'interviennent qu'aux fréquences nettement submillimétriques.

Une estimation de la température de bruit due aux gaz de l'atmosphère est donnée par les courbes c , d , e , f et g de la figure 1, en fonction de la fréquence et de l'angle de site [5].

2.3. BRUIT DU AUX PHÉNOMÈNES MÉTÉOROLOGIQUES

Une autre cause de bruit atmosphérique aux hyperfréquences est la présence dans l'atmosphère de gouttes d'eau condensée, sous forme de pluie, brouillard, brume, nuages (les cristaux de neige absorbent très peu et ne produisent pas de bruit). Là encore, bien qu'il ne corresponde pas à un phénomène de résonance, le bruit produit à une fréquence est lié au coefficient d'absorption à cette fréquence et à la température du milieu absorbant. On peut calculer en fonction de la fréquence le coefficient d'absorption, compte tenu des dimensions des gouttes, de leur densité et de l'épaisseur de la région intéressée : on trouve qu'aux fréquences inférieures à 100 GHz le coefficient d'absorption ne dépend pas du diamètre des gouttes, mais seulement de la masse totale d'eau liquide par unité de volume, et est sensiblement proportionnel à la troisième puissance de la fréquence [6] ; mais ces paramètres sont rarement connus lors d'une précipitation particulière. On pourra seulement estimer, d'une manière statistique, le pourcentage de temps pendant lequel on peut s'attendre à subir un certain type de précipitation. Les courbes h , i et j de la figure 1 montrent quelques températures de bruit obtenues, pour divers types de pluies, à partir de valeurs expérimentales mesurées à une certaine fréquence et aussi de la loi théorique de variation de l'absorption en fonction de la fréquence [7]. Les valeurs expérimentales actuellement disponibles sont principalement celles obtenues à 4 GHz dans les stations de télécommunications par satellites [8, 9].

Les gouttes d'eau produisent également une diffusion des ondes ; en particulier, ceci peut renvoyer dans le lobe principal d'une antenne située à Terre une fraction du bruit thermique terrestre, mais cet effet est souvent associé au précédent (bruit rayonné par la pluie) dont il peut difficilement être dissocié expérimentalement.

Signalons enfin que la pluie provoque la formation d'une mince pellicule d'eau (d'une épaisseur d'une fraction de millimètre) sur les dispositifs de protection des antennes (radomes), ce qui se traduit par une

absorption et un bruit, particulièrement élevés aux fréquences supérieures de la gamme [8]. Outre le bruit lié à l'absorption, la pellicule d'eau produit une réflexion partielle et une diffusion du bruit terrestre, ces différentes sources de bruit semblant très difficiles à séparer. Là encore il n'est pas possible de donner des valeurs types, mais on peut déterminer statistiquement, en tenant compte des conditions climatiques particulières, le pourcentage de temps pendant lequel un certain niveau de bruit est atteint. On ne dispose pas encore de beaucoup de données à ce sujet [6, 9], mais on peut estimer qu'une augmentation de la température de bruit de l'ordre de 20 °K peut être obtenue en ondes centimétriques pendant un pourcentage de temps assez élevé (par faible pluie par exemple); l'augmentation varie avec l'angle de site, elle croît rapidement avec la fréquence, ainsi qu'avec le taux de précipitation, et peut atteindre occasionnellement 40° à 50 °K.

2.4. BRUIT DU A L'IONOSPHERE

Dans la gamme des hyperfréquences, l'absorption ionosphérique qui décroît proportionnellement à l'inverse carré de la fréquence, est toujours très faible (de l'ordre du dixième de décibel de jour à 100 MHz), sauf lors de certaines perturbations [12]; elle ne doit être prise en considération qu'à la partie inférieure de la gamme et pour de grands angles d'incidence par rapport à la verticale; la température de bruit sera donc peu influencée par la température élevée du plasma électronique. Dans le cas où il y aura lieu cependant de tenir compte de l'absorption ionosphérique, on devra faire intervenir également la réfraction pour déterminer le trajet suivi par les ondes et localiser à quelle altitude se produit l'absorption, d'où, connaissant la température approximative du milieu absorbant, on pourra déduire la température apparente de bruit qui en résulte, généralement faible devant celle due au bruit cosmique.

2.5. BRUIT DU AUX PARASITES ATMOSPHERIQUES

La température de bruit provenant des parasites atmosphériques décroît approximativement comme la quatrième puissance de la fréquence [13], elle est pratiquement négligeable dans toute la gamme hyperfréquence, sauf dans les régions orageuses tropicales, où elle peut atteindre quelques degrés aux environs de 1 GHz; elle est donc également faible devant celle due au bruit cosmique; il s'agit d'ailleurs de bruits de nature impulsive, affectant plus le pourcentage de temps à bruit élevé que la valeur moyenne du bruit.

2.6. BRUIT DU AUX PARASITES INDUSTRIELS ET AUX ÉMISSIONS PARASITES

Nous mentionnerons seulement pour mémoire qu'à la traversée de l'atmosphère s'ajoutent aux signaux désirés des signaux parasites tels que des parasites industriels, qui ne sont pas toujours négligeables dans la partie inférieure de la gamme hyperfréquence, et des ondes provenant des émetteurs qui fonctionnent dans la même bande de fréquences, le niveau de ces ondes pouvant être occasionnellement plus élevé, par suite de diffusion par la pluie ou de

réflexion sur la Lune ou sur d'autres objets spatiaux. La température de bruit additionnelle dépend évidemment de l'emplacement du récepteur et de l'orientation de l'antenne. Signalons une estimation du niveau de bruit d'origine terrestre auquel on peut s'attendre à bord d'un engin spatial, récemment proposée par K. RAWER [14].

3. Température de bruit recueillie par l'antenne

3.1. TYPES DE RÉCEPTEURS

Nous allons maintenant examiner comment s'ajoutent les principales sources de bruit recueillies par l'antenne que nous avons successivement considérées, dans trois types particuliers de récepteurs :

— les récepteurs de faisceaux hertziens, destinés à assurer une liaison entre points à la surface de la Terre,

— les récepteurs situés à Terre mais recevant des signaux provenant de la haute atmosphère ou de l'espace extra-terrestre (télécommunications spatiales, radioastronomie, radiolocalisation),

— les récepteurs situés sur un engin spatial et destinés à assurer une liaison avec une station située à Terre,

3.2. RÉCEPTEUR DE FAISCEAU HERTZIEN

La direction du lobe principal de l'antenne est alors voisine de l'horizontale. La température de bruit due aux sources autres que le rayonnement thermique terrestre présente un minimum voisin de 100 °K pour les fréquences comprises au voisinage de 2 GHz, mais il faut tenir compte de ce que la moitié environ du rayonnement capté par l'antenne provient du sol, aussi la température de bruit effectivement recueillie est-elle rarement inférieure à 200 °K. La température de bruit varie donc assez peu (200 à 300 °K) dans toute la gamme hyperfréquence.

3.3. RÉCEPTEUR TERRIEN DE SIGNAUX SPATIAUX

Lorsque le lobe principal est dirigé au voisinage du zénith, la température de bruit recueillie peut être maintenue à quelques degrés (3 à 5 °K) entre 2 et 10 GHz par beau temps, à condition que la part due au rayonnement terrestre reste très faible, ce qu'on obtient soit en réduisant le gain des lobes arrière, soit en métallisant le sol au voisinage de l'antenne; mais de telles conditions de travail sont exceptionnelles. On fonctionne généralement soit dans une direction donnée (cas des satellites stationnaires) soit, plus souvent, dans des directions variables, mais dans tous les cas on s'impose généralement de ne pas travailler avec un angle de site inférieur à 5°. Outre le point de vue du bruit, des considérations de précision de pointage des antennes très directives imposent une limite de cet ordre. On voit alors que, dans ces conditions, la température de bruit recueillie peut être maintenue inférieure à 30 °K entre 2 et 10 GHz par beau temps; cette valeur de 30 °K est d'ailleurs atteinte seulement pour les sites faibles, la température de bruit recueillie par l'antenne pouvant rester inférieure à 10 °K pour les angles de site supérieurs à 30°. Par temps de pluie, la température

de bruit peut être considérablement plus élevée, en particulier dans la partie supérieure de la gamme; par exemple, à la station de télécommunications par satellites de Pleumeur-Bodou, une étude statistique portant sur une période de quinze mois montre [9] qu'à 4 GHz, la température de bruit recueillie au zénith, égale à quelques degrés par beau temps, a subi une augmentation de 15 °K pendant 10 % du temps, d'environ 30 °K pendant 5 % du temps, et l'augmentation peut aller jusqu'à 70 °K pendant de faibles pourcentages de temps, ces valeurs englobant les effets dus à la présence d'un radome.

3.4. RÉCEPTEUR SITUÉ SUR UN ENGIN SPATIAL

Dans le cas où l'antenne associée au récepteur est directive, et où l'ouverture du lobe principal est inférieure ou égale au diamètre apparent de la Terre, la température de bruit recueillie par l'antenne est soit la température de rayonnement de la Terre, dans les bandes de fréquences où l'atmosphère est pratiquement transparente, soit une température intermédiaire entre celle de la Terre et celle des couches atmosphériques, dans les bandes où l'absorption atmosphérique est notable; dans tous les cas, la température apparente T_i de la Terre est peu différente de 300 °K, car les couches de la troposphère ont une température peu inférieure à cette valeur; dans le cas où l'ouverture du lobe principal serait dirigée vers une région immergée de la Terre, nous avons vu qu'il faut tenir compte des bruits cosmique et atmosphérique réfléchis, et la température apparente n'est nettement inférieure à 300° que dans les bandes de fréquences où la somme de ces bruits est faible.

Par contre, si on utilise une antenne peu directive, on ne recueille la température T_i que dans une faible partie du lobe principal, et du bruit cosmique à température T_c dans la partie restante. La température de bruit recueillie par l'antenne est alors, avec les notations du paragraphe 1.3 :

$$T = T_i \frac{\theta^2}{\alpha^2} + T_c \left(1 - \frac{\theta^2}{\alpha^2} \right);$$

elle peut donc être relativement faible.

5. Conclusion

Le niveau de bruit recueilli par l'antenne associée à un récepteur hyperfréquence varie largement en fonction de la fréquence et du type de liaison à assurer, cette variation dépendant pour une grande part des conditions de propagation dans l'atmosphère terrestre. Il y a d'autant plus d'intérêt à diminuer le bruit du récepteur que le bruit recueilli par l'antenne est plus faible. C'est dans la gamme des ondes centimétriques supérieures et dans les récepteurs destinés à recevoir des signaux provenant de la haute atmosphère ou de l'espace extra-terrestre (télécommunications spatiales et radioastronomie) que l'on peut

obtenir les niveaux de bruit recueilli les plus bas, correspondant, dans les cas les plus favorables, à des températures de bruit de quelques degrés absolus; c'est donc dans cette gamme et pour ce type d'application qu'il y a surtout lieu d'intensifier les efforts effectués pour abaisser le niveau de bruit des récepteurs.

BIBLIOGRAPHIE

Exposés de synthèse à caractère général.

ROGERS T.F. — Propagation effects important in satellite communication. Colloque de l'U.R.S.I. sur les recherches en télécommunications spatiales, Paris, sept. 1961.

Facteurs affectant le choix des fréquences pour les télécommunication avec ou entre les engins spatiaux. Documents de la X^e Assemblée Plénière du C.C.I.R. (Genève, janv. 1963), vol. IV, 185-205, U.I.T., Genève, 1963. (Ce Rapport a été mis à jour lors de la XI^e Assemblée plénière, Oslo, juillet 1966).

HOGG D.C. — Phenomena of absorption and noise of atmospheric origin in earth-space communication. Progress in Radio-Science, vol. II, 178-185, Elsevier, 1965 (exposé présenté à la XIV^e A.G. de l'U.R.S.I., Tokyo, sept. 1963).

Références particulières.

- [1] ROBIEUX J. et TOCQUEC Y. — Etude théorique de l'influence de la structure de la source primaire et des tolérances de fabrication sur les propriétés des antennes froides à grand gain. Space Radio Communication, 319-365, Elsevier, 1962 (Colloque de l'U.R.S.I. sur les recherches en télécommunications spatiales, Paris, sept. 1961).
- [2] BOISCHOT A. — Bruit cosmique aux micro ondes. *Onde Electrique*, **47**, 479, 256-261 (fév. 1967).
- [3] BROUSSAUD G. et RICHARD B. — Intérêt comparé des radiométries infrarouge et hertzienne. *Ann. Radioélectr.*, **18**, 72, 89-111, 1963.
- [4] VANVLECK J.H. — Theory of absorption by uncondensed gases. M.I.T. Radiation Laboratory Series, vol. 13 (Propagation of short radio waves), 646-664. Mc Graw Hill, 1951.
- [5] HOGG D.C. — Effective antenna temperatures due to oxygen and water vapor in the atmosphere. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1417, 1959.
- [6] GOLDSTEIN H. — Attenuation by condensed water. M.I.T. Radiation Laboratory Series, vol. 13 (Propagation of short radio waves), 671-692. Mc Graw Hill, 1951.
- [7] HOGG D.C. et SEMPLACK R.A. — Estimated sky temperature due to rain in the microwave band. *Proc. I.E.E.E.*, **51**, 500, 1963.
- [8] GIGER A.J. — 4 Gc/s transmission degradation due to rain at the Andover, Maine, satellite station. *Bell Syst. Techn. J.*, **44**, 9, 1528-1533, 1965.
- [9] HOUSSIN J.P. — Les sources de bruit dans les récepteurs de télécommunications. Applications aux télécommunications par satellites. *L'Onde Electrique*, **45**, 454, 15-20, 1965. (complété par des renseignements fournis par J.P. HOUSSIN sur les mesures de température de bruit effectuée à Pleumeur Bodou jusqu'en avril 1966).
- [10] BLEVIS B.C. — Losses due to rain on radomes and antenna reflecting surfaces. *I.E.E.E. Trans.*, **AP13**, 1, 175-176, 1965.
- [11] GIGER A.J., PARDEE S. et WICKLIFFE P.R. — Project Telstar. The ground transmitter and receiver. *Bell Syst. Techn. J.*, **42**, 7, 1063-1107, 1963.
- [12] LAWRENCE R.S., LITTLE C.G. et CHIVRIS H.G.A. — A survey of ionospheric effects upon Earth-Space radio propagation. *Proc. I.E.E.E.*, **52**, 1, 1-27, 1964.
- [13] Répartition mondiale et caractéristiques des bruits atmosphériques radioélectriques. Documents de la X^e Assemblée Plénière du C.C.I.R. (Genève, janv. 1963). Rapport 322, U.I.T., Genève 1964.
- [14] RAWER K. — Noise produced by terrestrial sources in the near-earth space. 10^e Colloque du Comité des recherches ionosphériques de l'AGARD (Rome, sept. 1965).

L'ENSEMBLE RÉCEPTEURS-ANTENNES EN RADIOASTRONOMIE

PAR

E.-J. BLUM

Observatoire de Meudon

1. Introduction

La réalisation de chacune des parties d'un système récepteur à haute sensibilité pose des problèmes difficiles. Au cours de ce colloque, on a traité en particulier les amplificateurs à faible bruit : à diodes tunnel, paramétriques, masers, les antennes spécialisées, les circuits associés à ces amplificateurs ou à ces antennes. Mais il ne suffit pas de connaître les propriétés des éléments de base pour définir un instrument complet ; c'est donc la conception d'ensemble d'un système à haute sensibilité que nous voudrions évoquer ici.

Dans presque toutes les applications des dispositifs à faible bruit, on est amené à faire un choix et ce choix est particulièrement difficile pour les Radioastronomes : ils sont peu nombreux, ils ne disposent pas, en général, de solides bureaux d'étude, et sont sans cesse tiraillés entre les demandes des astronomes avides de résultats et les réticences des électroniciens tentés par l'amélioration des équipements.

Le problème de « l'optimisation » en Radioastronomie est récent : il y a quelques années, on n'en n'avait même pas encore dégagé les données. A présent, les idées deviennent un peu plus claires : nous savons à peu près poser le problème ; nous ne savons pas en général définir une solution précise, mais nous pouvons déjà dégager les bases d'une solution.

Dans l'état actuel de la question, le lecteur recherchant la rigueur ou l'originalité risque donc d'être déçu et nous nous en excusons auprès de lui.

2. Position du problème

Naturellement nous nous limiterons au cas de la réception à faible bruit, thème de ce colloque, et domaine dans lequel presque tous les radioastronomes travaillent. J'envisagerai seulement la réception des signaux thermiques, ou pseudo-thermiques, c'est-à-dire ayant l'apparence de signaux thermiques dans

la bande du récepteur. Enfin nous considérerons comme du domaine de la réception à faible bruit, l'acquisition d'information limitée par le bruit interne ou externe aux instruments.

Pour mesurer l'énergie contenue dans des signaux thermiques, il faut utiliser un dispositif non linéaire, et un seulement. En effet, presque toujours en Radioastronomie, on a affaire à des signaux inférieurs au bruit du système récepteur ; dans ce cas, la mise en cascade de plusieurs dispositifs non linéaires dégrade la sensibilité d'une manière inacceptable. Trois types de détecteurs sont utilisés couramment : détection classique linéaire ou quadratique, corrélation ou produit analogique, corrélation digitale.

Nous ne décrirons pas ces procédés, mais nous indiquerons seulement qu'ils sont très comparables, au point de vue de la sensibilité, avec un léger avantage au premier, tandis que les deux autres possèdent des grandes qualités lorsqu'on recherche la stabilité pour des temps d'intégration très longs. Mais surtout les procédés de corrélation analogique ou digitale permettent une combinaison des signaux que la détection n'autorise pas : nous y reviendrons tout à l'heure.

Les signaux que nous cherchons à détecter proviennent de nombreuses sources distinctes ou confuses qui créent une distribution de brillance radio-électrique sur le ciel. Nous devons donc non seulement mesurer l'énergie qui arrive, mais aussi discerner la ou les directions des radiosources. La multiplicité de ces sources, le fait que quelques-unes sont très brillantes, que parmi les autres on trouve de nombreux objets d'intensité moyenne, donne aux observations radioastronomiques un caractère très différent de celui des mesures faites par les autres utilisateurs de la radio qui n'ont généralement à connaître que les signaux venant d'un, deux, ou quelques objets au

plus. Cela explique toute la valeur des études portant sur la réduction des lobes secondaires, en prenant comme critère une limite au-dessous de laquelle tous les secondaires doivent se trouver. Un autre critère courant consiste à chercher un gain maximal dans une direction ; on peut aussi essayer de limiter le plus possible l'abaissement de sensibilité dû au rayonnement du sol. En fait, beaucoup de choix ou de compromis sont envisageables sur le plan des techniques instrumentales mais, pour décider, il est nécessaire de se placer au point de vue de l'Astronomie et des méthodes de mesure.

3. Divers types d'observations, la confusion

Nous distinguerons différents types d'observations :

- objets ponctuels, exemple : radio source intense,
- objets de largeur limitée sur un fond sombre, exemple : soleil,
- enfin distribution quelconque, exemple : carte des isophotes.

Les observations se font le plus souvent sur des astres ayant un rayonnement stable, mais quelquefois des variations sont possibles : soleil, étoiles à éclats par exemple. Dans ces cas, il faut évidemment rassembler l'information dans un temps plus court que les variations de rayonnement. Au contraire, pour des objets stables, on peut parfaitement obtenir successivement l'ensemble des informations nécessaires à une mesure.

Quant au genre d'information désiré, nous citerons : la position d'un objet s'il est ponctuel, de son centre de gravité s'il est complexe, ceci en vue d'une identification optique éventuelle ; l'intensité de rayonnement émis, le spectre de ce rayonnement et sa polarisation.

Si on pouvait connaître parfaitement le diagramme de réception d'un instrument, on ne parlerait pas de confusion : en effet le phénomène de confusion résulte de la présence, à la sortie des récepteurs, en plus de signaux venant d'une région définie, d'une somme de contributions venant de sources dans diverses directions de l'espace. Dans le cas d'une antenne unique, il s'agit naturellement de la réception dans les lobes secondaires.

Actuellement, la dynamique des énergies reçues est restreinte (30 à 40 dB environ) ; la protection donnée par des lobes secondaires relativement faibles (ou connus jusqu'à la même limite de 30 à 40 dB), plus un critère assez empirique : de 20 à 100 largeurs de lobe par source détectée semblent suffisants. Il est, par contre, probable que très bientôt, l'amélioration des récepteurs et l'augmentation de la surface des antennes va permettre des observations dans une dynamique atteignant 60 dB. Comme il existe, en plus du soleil, quelques sources très intenses, l'effet de confusion qu'elles risquent de provoquer sera difficile à réduire, étant donné qu'il faudrait connaître tous les secondaires jusqu'à 60 dB au moins — et s'assurer qu'ils ne varient pas — ou éliminer leur influence par divers procédés mal connus pour l'instant.

4. Les deux procédés de réception, rôle du temps

Lorsqu'un ensemble d'antennes, suivies ou non d'amplificateurs linéaires, est relié à un détecteur ou à plusieurs détecteurs, on a affaire à un système dit à puissance totale, ou directe. La bande passante spatiale (transformée de Fourier de diagramme de rayonnement) est alors une fonction d'autocorrélation, avec un maximum pour la fréquence spatiale 0 ; les relations de phase entre les différentes antennes sont fixées avant la détection. De tels systèmes peuvent être multilobes ; par exemple plusieurs cornets distincts reliés à plusieurs récepteurs dans le plan focal d'une antenne convergente, branchement avec des phases décalées convenablement dans le cas d'un réseau.

Dans les systèmes dits à corrélation, on a forcément au moins deux groupes d'antennes indépendants connectés à un multiplicateur, et plus généralement n antennes indépendantes, pouvant être connectées à $(n^2 - n)$ multiplicateurs (deux arrangements de phase distincts sont possibles entre deux antennes). Dans ces systèmes, les bandes passantes spatiales correspondent à des fonctions de cross-corrélation : on est plus maître que dans les systèmes directs de la forme de la bande, mais surtout on peut obtenir les fréquences spatiales séparément, sans la fréquence 0.

Cette propriété est importante pour l'observation de sources dont l'intensité ne varie pas, ou varie lentement avec le temps : on peut, avec des configurations successives d'un instrument, obtenir toute l'information désirable séquentiellement pour la rassembler ensuite et reconstituer une « image ».

Le temps s'introduit de plusieurs autres façons dans les observations :

- comme dans toute la physique, la précision est liée à la durée de la mesure ;
- au lieu de faire de nombreuses mesures successives dans le même nombre de directions de l'espace, on peut, au prix d'une complication de système récepteur, en faire un certain nombre simultanément.
- presque toujours, les temps d'intégration nécessaires en radioastronomie sont tels que la rotation de la terre déplace la direction de l'antenne d'une façon sensible pendant une mesure. On peut corriger ce déplacement ; il est aussi possible d'en tirer parti et d'obtenir, avec le même instrument, des dispositions différentes par rapport à la région étudiée.

5. Prix, complexité, entretien

Il s'agit de notions de bon sens ; le prix d'un certain modèle d'antenne croît sensiblement comme sa surface à la puissance 1,4, c'est-à-dire que, pour la même surface obtenue à l'aide d'une seule antenne, ou à l'aide de n petites antennes, le rapport des prix varie comme $n^{1,4}$. Le prix des récepteurs est fonction de leur température de bruit T_r , il varie sans doute exponentiellement avec $1/T_r$. Il n'est pas évident que le système le meilleur soit celui qui utilise une antenne de grande dimension et un seul récepteur excellent.

Naturellement, il faut envisager aussi la complexité plus grande et l'entretien plus difficile des instruments à antennes et récepteurs multiples.

Dans les paragraphes précédents, nous avons rapidement examiné un certain nombre de données assez bien connues et relatives aux observations radio-astronomiques. De cet examen, il ressort clairement que des solutions très différentes peuvent être envisagées : les observations peuvent s'appliquer à des objets plus ou moins larges, elles peuvent être limitées par la confusion, par le temps de mesure, ou par le prix de l'équipement, etc. Dans certains cas, nous pensons que, dès maintenant, il est possible de dégager non pas une solution mais un ensemble de solutions très près de l'optimum.

Pour illustrer ceci, nous citerons maintenant sans vouloir être exhaustif, trois exemples assez typiques.

7. Exemples de solutions

7.1. OBSERVATIONS DE SOURCES PONCTUELLES DE LARGEUR VOISINE DU POUVOIR SÉPARATEUR DES ANTENNES, SANS RISQUE DE CONFUSION

C'est le cas des mesures en ondes millimétriques et centimétriques. Les objets à mesurer sont connus a priori : une recherche, avec la finesse des lobes d'antennes et les temps d'intégration nécessaires, est impensable. On a intérêt, puisque c'est la sensibilité qui limite les observations, à utiliser des récepteurs à très faible bruit, mais en petit nombre à cause de leur prix, à cause aussi du champ faible à couvrir puisque les sources sont isolées et étroites.

Comme les mesures sont limitées par la sensibilité, le temps d'intégration doit être poussé assez loin, quelques heures à quelques jours.

On peut avoir intérêt, à cause de l'augmentation rapide du prix des antennes avec leur surface, à scinder l'antenne en plusieurs parties voisines, reliées chacune à un récepteur, les récepteurs étant connectés avec l'arrangement de phase convenable pour obtenir un lobe unique, ou quelques lobes couvrant une petite région. Mais, de toutes manières, on doit chercher à abaisser le plus possible le bruit de l'antenne et du récepteur.

7.2. ETABLISSEMENT D'UNE CARTE. MESURES NON LIMITÉES PAR LA CONFUSION

C'est le cas des mesures en ondes décimétriques : le nombre d'objets détectables devient très grand, on approche de la limite de confusion, ceci avec des temps d'intégration assez longs. Mais, pour que la totalité des mesures nécessaires n'atteigne pas une durée prohibitive, il devient important de disposer de plusieurs récepteurs pointant dans des directions

différentes : soit plusieurs cornets dans le plan focal d'une même antenne convergente, soit un groupe d'antennes avec la même possibilité obtenue par plusieurs couplages simultanés : cette disposition, peu utilisée jusqu'à présent, est pourtant très favorable : elle donne au moins autant d'informations avec des antennes élémentaires plus petites.

7.3. ETABLISSEMENT D'UNE CARTE. RISQUE DE CONFUSION AVEC UNE ANTENNE CLASSIQUE

La surface de l'antenne et la qualité du récepteur permettent d'observer une source toutes les quelques largeurs de lobe : la sensibilité est surabondante, il y a intérêt à augmenter le pouvoir séparateur pour la même surface, c'est le domaine des ouvertures incomplètes. Pour utiliser au mieux l'ensemble récepteur-antenne, on reconstitue une antenne fictive beaucoup plus étendue en pouvoir séparateur que l'antenne réelle, en réalisant soit successivement, soit simultanément, la série de combinaisons nécessaires à synthétiser le diagramme de l'antenne totale sans en avoir la sensibilité.

Nous citerons dans ce genre d'instruments : la croix de Mills qui donne toute l'information à la fois, la synthèse d'ouverture de Ryle qui en donne les éléments successivement et la super-synthèse qui s'aide du mouvement diurne pour éviter le déplacement mécanique des antennes du système précédent.

Des systèmes mixtes ont été envisagés pour obtenir simultanément un grand nombre d'éléments d'informations et pour en augmenter le nombre par le mouvement diurne.

Dans tout ces dispositifs, les récepteurs à corrélation permettent d'isoler les harmoniques spatiaux séparément, et leur recombinaison se fait par la suite, en général dans des calculatrices.

8. Conclusion

Ces trois exemples nous ont illustré assez clairement les diverses questions que nous avons passées en revue : compromis prix et nombres des antennes et des récepteurs, mesures séquentielles ou simultanées, influence de la confusion et du type d'observation.

On voit que la conception d'un radiotélescope, qui est certainement l'un des modèles des systèmes à faible bruit, doit obéir à des impératifs beaucoup plus complexes que celui qui consiste à obtenir seulement une température de bruit faible.

SOURCES PRIMAIRES POUR LE GRAND RADIOTÉLESCOPE DE NANÇAY

PAR

F. BIRAUD

Service de Radioastronomie
Observatoire de Meudon

Pour collecter l'énergie au foyer du radiotélescope de Nançay, nous avons réalisé des cornets primaires multimodes sensibles aux deux polarisations. Cette communication présente donc une application pratique des principes exposés par S. DRABOWITCH [1].

1. Description du radiotélescope [2]

Il comprend un réflecteur plan de 200×40 m mobile autour d'un axe horizontal, situé à 460 m d'un second réflecteur de 300×35 m, portion d'une sphère de 560 m de rayon. L'ensemble est symétrique autour d'un axe nord-sud.

Pour permettre de poursuivre une radiosource de part et d'autre du méridien, les dispositifs focaux sont mobiles sur la sphère focale, horizontalement (le long d'une voie ferrée) et verticalement (au moyen d'un ascenseur).

1.1. FIGURES DE DIFFRACTION AU Foyer DE L'INSTRUMENT

Il était nécessaire de déterminer la distribution de l'énergie dans le plan focal pour choisir le type des antennes primaires. Un programme sur ordinateur a permis de calculer en module et phase le champ électrique résultant, en un point quelconque du volume focal, de l'addition des champs élémentaires diffractés par le réflecteur.

• Dans le sens horizontal: le miroir étant sphérique, ce qui était nécessaire pour permettre de travailler notablement en dehors du méridien, il présente de l'aberration de sphéricité. En particulier, le point de champ maximal (qu'on choisit comme foyer) se trouve plus près du miroir que le foyer théorique (dans l'approximation de Gauss). Le décalage est de 1 m à 5 000 MHz et de 1,4 m à 1 420 MHz. D'autre part (fig. 1) on voit que même les premiers

anneaux de diffraction sont fortement déformés, et qu'en particulier la phase est très différente de la valeur théorique. Même la tache centrale est fortement élargie à 5 000 MHz.

D'autre part, le réflecteur plan, qui diaphragme le faisceau, n'est pas dans le plan du centre, ce qui

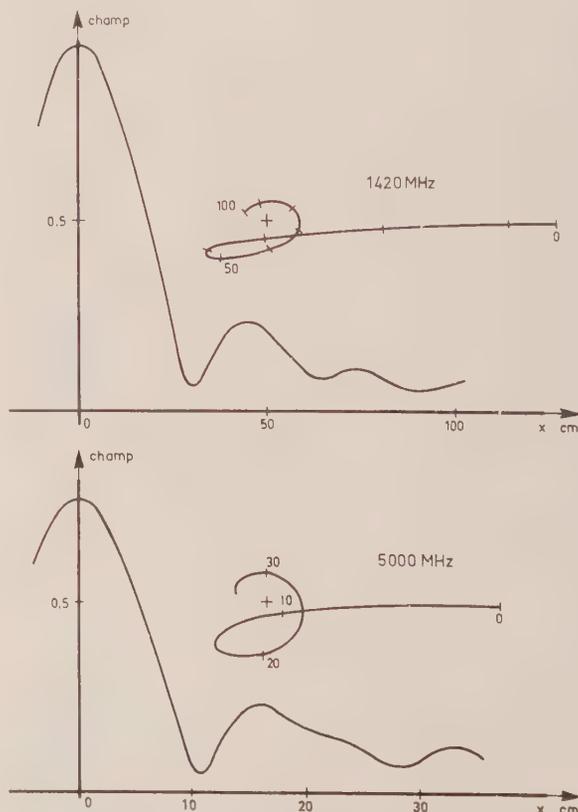


FIG. 1. — Taches de diffraction calculées sur l'axe. Influence de la fréquence (aberration sphérique).

introduit l'aberration de coma. On voit (fig. 2) qu'en dehors de l'axe de symétrie, la tache de diffraction est décalée vers l'axe et surtout que les anneaux de diffraction deviennent très dissymétriques. Des mesures préliminaires du lobe à 1 420 MHz ont très bien confirmé les résultats de ce calcul.

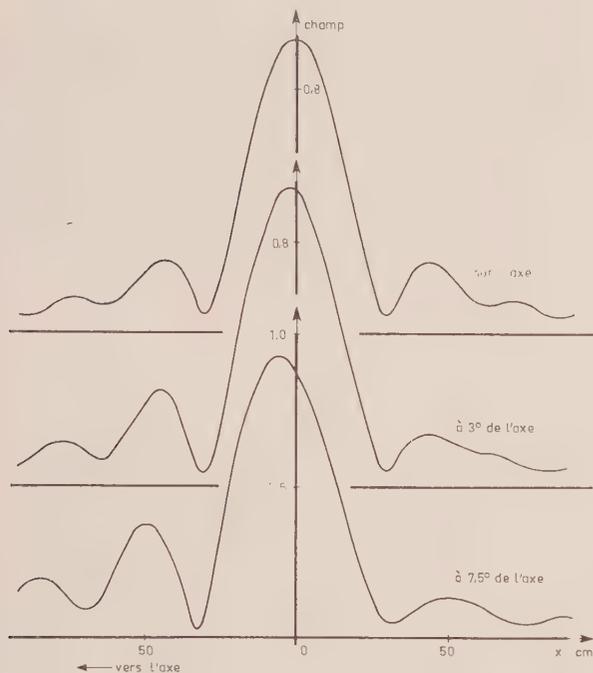


FIG. 2. — Taches de diffraction calculées à 1 420 MHz. Influence de la coma.

• Dans le sens vertical: les aberrations sont négligeables car l'ouverture du miroir est faible. La répartition de l'énergie est très proche de la forme théorique. Toutefois elle varie considérablement avec la déclinaison visée, subissant une affinité quand l'inclinaison du miroir plan fait varier le diaphragme.

Enfin signalons que le même programme de calcul des taches de diffraction a permis d'autres études: influence de défauts périodiques dans la surface du réflecteur (liés à la fixation mécanique du grillage), et surtout étude de la cross-polarisation, qui est très faible. Il était donc très important de rendre le télescope apte aux mesures de polarisation.

1.2. CHOIX DU TYPE D'ANTENNE FOCALE

Les résultats vus plus haut montrent que les anneaux de diffraction varient trop dans le champ de l'instrument pour que l'on puisse espérer recueillir l'énergie qu'ils contiennent, au moyen d'un seul dispositif focal utilisé quels que soient l'angle horaire et la déclinaison. On pourrait toutefois envisager un jeu d'antennes focales plus élaborées.

Nous nous sommes donc proposé de calculer des antennes focales « reconstituant » la seule tache centrale de diffraction. Leur largeur a été prise égale à celle de la tache centrale entre les points à 10 dB environ. Leur hauteur a été déterminée de la même façon, en tenant compte du fait que le nombre de radio-sources varie en cos δ.

Il faut noter que cela revient à imposer la valeur (voisine de 1) du facteur d'affinité défini par S. DRABOWITCH et que, par suite, l'antenne ne sera pas nécessairement optimale. Toutefois cette façon de procéder est justifiée par les considérations suivantes :

— l'antenne ne pouvait être optimale pour toutes les conditions d'observation et résulte donc d'un compromis ;

— le très faible « angle de tir » de l'antenne focale rend presque impossible le calcul a priori de la température de sol ;

— les récepteurs associés à ces antennes auront une température supérieure à 100 °K.

L'ouverture rayonnante de l'antenne focale devait donc mesurer environ 15 λ sur 2 à 3 λ selon les fréquences. Le type cornet (hohorn) a été choisi, très voisin de celui décrit dans l'article original de PIPPARD [3]. Il a sur le « pill-box » l'avantage d'éviter le « blocage » par la source primaire dans le plan d'ouverture, qui rend l'adaptation difficile et élève la température de sol. De plus, des essais préliminaires sur maquettes ont montré que ce type d'antenne était satisfaisant et facile à contrôler.

2. Choix et réalisation de l'illumination

Ce type d'antenne étant déterminé, seule la forme de l'illumination restait à choisir. Les conditions à remplir étaient :

— lobes de l'antenne aussi voisins que possible sur les deux polarisations ;

— rendement en surface (« facteur de gain ») de l'ensemble antenne + réflecteur élevé.

L'ouverture de l'antenne étant rectangulaire, l'illumination peut s'écrire sous la forme d'une combinaison linéaire des modes habituels $H_{m,n}$ et $E_{m,n}$. Pour le problème qui nous occupe, il est plus commode de prendre comme base de la décomposition la combinaison linéaire suivante :

$$U_{m,n} = E_{m,n} + H_{m,n}$$

$$V_{m,n} = E_{m,n} - H_{m,n}$$

En effet, les composantes du mode $U_{m,n}$ s'écrivent :

$$U_{m,n} \quad E_x = 0$$

$$E_y = -2k \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

$$E_z = -k \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

$$H_x = 2k \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

$$H_y = 0$$

$$H_z = -k \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

On voit que ni E ni H ne sont transverses, mais que leurs composantes transversales sont parallèles dans toute la section du guide. Et en écrivant les composantes de $V_{n,m}$, on retrouve la même structure du champ, x et y étant permutés. On peut remarquer que le mode $U_{1,0}$, n'est autre que le mode fondamental $H_{1,0}$.

Nous nous sommes donc proposé d'exciter sur chaque polarisation le mode fondamental et le premier mode supérieur ainsi défini, soient :

$$\begin{aligned} U_{1,0} & \quad (\text{identique à } H_{1,0}) \\ U_{1,2} & \quad (H_{1,2} + E_{1,2}) \\ V_{0,1} & \quad (H_{0,1}) \\ V_{2,1} & \quad (H_{2,1} - E_{2,1}) \end{aligned}$$

Les dimensions de l'ouverture permettent de propager un nombre de modes très supérieur, mais le contrôle de leur amplitude et de leur phase devient très difficile, et on verra que cette combinaison permet d'approcher raisonnablement les buts visés.

Le problème consiste donc à propager sur une polarisation, le mode fondamental et le premier mode supérieur, destiné à « adoucir » l'illumination uniforme que donnerait dans le sens du champ électrique le fondamental seul. Les paramètres disponibles sont l'amplitude du mode supérieur et sa phase.

Il est évident a priori qu'il doit être en phase avec le fondamental au centre de l'ouverture.

Quant à son amplitude, on pourrait la calculer pour satisfaire à différents critères : rendement en surface maximal, facteur de qualité maximal, largeurs identiques des lobes (après nouvelle diffraction par le miroir sphérique) sur les deux polarisations. Les valeurs obtenues sont voisines et nous nous sommes contentés de choisir cette amplitude pour que l'éclairement au bord du miroir sphérique soit le même pour les deux polarisations.

Soit a la largeur de l'antenne. Pour une polarisation (E perpendiculaire au côté de longueur a),

l'éclairement est en $\cos \frac{\pi x}{a}$

et le lobe en $\frac{\cos \pi U}{1 - 4U^2}$.

Pour l'autre polarisation, l'éclairement est :

$$1 + \mu \cos \frac{2\pi x}{a}$$

μ étant l'amplitude (en tension) du mode supérieur. Le lobe est de la forme :

$$\frac{\sin \pi U}{\pi U} \left(1 + \frac{\mu U^2}{1 - U^2} \right).$$

L'éclairement au bord du miroir ($U = 0,914$), est alors le même dans les deux cas si :

$$\mu = 0,68 \quad \text{soit } 3,4 \text{ dB}$$

L'éclairement au bord du réflecteur tombe alors à 7,7 dB et le premier lobe secondaire doit être à 17,5 dB du gain dans l'axe, et le rendement en surface environ 75 %.

3. Réalisation du modeur

L'embouchure de l'antenne hog horn est un cornet pyramidal attaqué par un guide de section carrée, dont les dimensions sont choisies de manière à ce qu'il puisse propager les modes désirés, les autres étant évanescents. En fait, le plan de divergence du cornet, la jonction avec le fond parabolique, le plan d'ouverture constituent des obstacles qui excitent des modes supérieurs. La figure 3 donne une idée de l'importance de ces modes parasites.

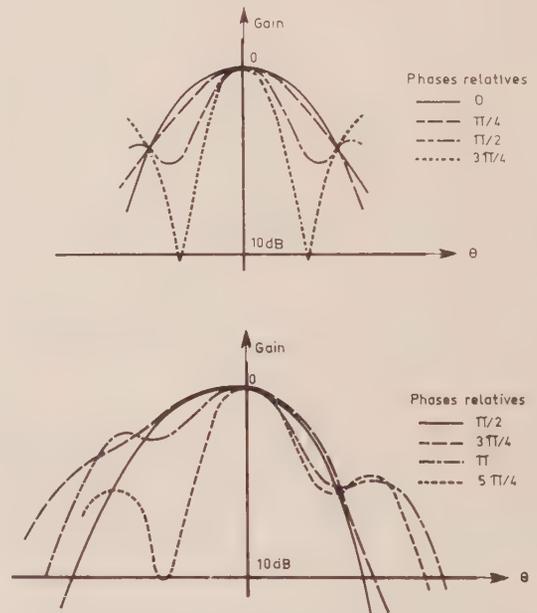


FIG. 3. — Lobes théoriques (en haut) et expérimentaux (en bas) d'une antenne multimode.

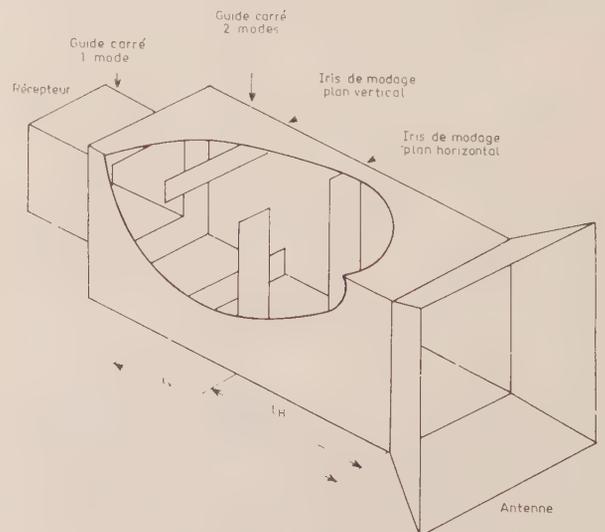


FIG. 4. — Modeur pour deux polarisations.

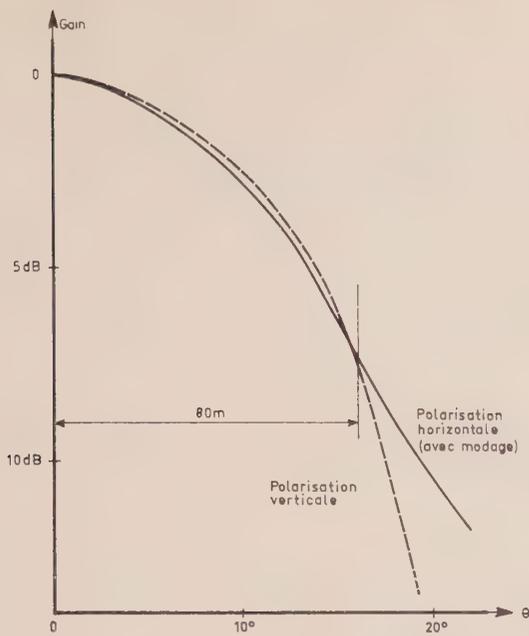


FIG. 5. — Lobes du cornet focal 5 000 MHz dans le plan horizontal.

Le calcul rigoureux des longueurs électriques présentées par le cornet pour les différents modes étant impossible, nous avons adopté un type de modeur où les phases peuvent être réglées simplement (fig. 4). La jonction entre les deux guides carrés et les iris participent tous deux à l'excitation du mode supérieur. Les réglages de l'amplitude et de la phase ne sont pas indépendants, mais on constate qu'il est possible de les régler aux valeurs correctes.

Les figures 5 et 6 représentent les lobes obtenus pour le cornet focal utilisé à 5 000 MHz. Sans modeur, les largeurs des lobes pour les deux polarisations auraient été dans le rapport 1,4.

La température de sol (70 °K) et le rendement (16%) mesuré à 5 000 MHz sont sans signification quant

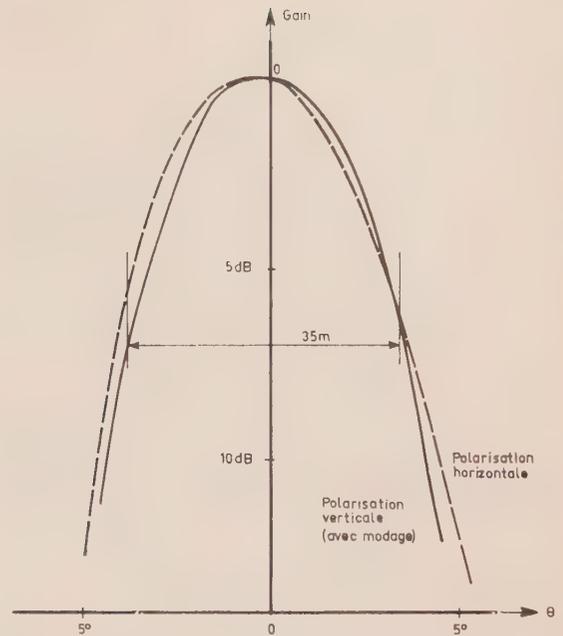


FIG. 6. — Lobes du cornet focal 5 000 MHz dans le plan vertical.

à l'antenne focale, la transparence du grillage, et ses irrégularités étant prépondérantes à cette fréquence. L'installation des antennes focales 2 700 MHz et 1 405 MHz, construites de la même façon est en cours à Nançay.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DRABOWITCH S. — Optimisation d'une antenne froide par l'emploi de Sources multimodes. *L'Onde Electrique*. Fév. 67, pp. 285-297.
- [2] BOISCHOT, GINAT, PARISE. — Le Grand Radiotélescope de Nançay. *Notes et Informations de l'Observatoire de Paris*, XXI, 1964.
- [3] PIPPARD A.B. — The Hog Horn. *JIEE* (London) III A, vol. 93, n° 10, 1946.

ANTENNE LACUNAIRE

PAR

G. LE COZ et B. ECOTIERE

Ingénieurs à ALCATEL.

1. Rayonnement de sources disposées sur des circonférences.

On a redécouvert, depuis quelques années, l'avantage des réseaux d'antennes où chaque point source est alimenté indépendamment des autres par une onde hyperfréquence d'amplitude et de phase que l'on peut faire varier à loisir. Si la réponse des systèmes commandant l'amplitude et la phase est rapide, une modification du diagramme de rayonnement de l'antenne peut être obtenue aussi rapidement. Ces modifications peuvent être, soit un changement dans la direction du rayonnement principal par variation de phase, soit une variation de l'ouverture par changement dans la répartition d'amplitude, soit une variation du niveau des lobes secondaires par modification de la loi de distribution.

Les utilisations actuelles sont essentiellement les changements de direction. Il est évident que le fait de changer l'orientation du rayonnement principal d'une antenne sans avoir à déplacer la lourde masse du réflecteur présente de nouvelles possibilités : le taux d'utilisation du matériel croît considérablement

En parallèle avec ces nouvelles possibilités, il ne faut pas perdre de vue l'accroissement du volume et de la complexité du matériel. L'espacement entre points sources ne doit pas dépasser $0,7 \lambda$ afin d'éviter la création de multiples lobes principaux.

Dans ces conditions, pour une antenne d'un gain voisin d'une trentaine de décibels, $100 \lambda^2$ en surface et 200 points sources indépendants sont nécessaires.

Aussi l'intérêt de réduire le plus possible le nombre de points sources est-il considérable et plusieurs auteurs ont proposé des solutions.

Il n'entre pas dans le cadre du présent article d'étudier l'ensemble de ces solutions. Cette étude sera développée dans un autre article. Pour la réalisation décrite ici, nous avons retenu une méthode simple qui donne de bons résultats.

Dans le cas où l'on doit réaliser une antenne de grande directivité, avec un niveau de lobes secondaires d'une vingtaine de décibels, le pinceau devant se déplacer rapidement, dans toutes les directions autour d'une direction préférentielle, une solution économique est d'utiliser un aérien constitué de sources de même énergie, disposées sur des couronnes concentriques : le nombre de sources sur ces couronnes définit l'intensité rayonnée par chacune d'elles.

2. Rayonnement à grande distance d'une couronne de Rayon R

Soit une couronne dans le plan (xoy) , de rayon R et de largeur dR ($dR \ll R$) (fig. 1). Chaque élément de cette couronne rayonne un champ d'amplitude E_r constant en amplitude et en phase, de même polarisation au même instant, d'un point à l'autre de cette couronne. Evaluons le champ rayonné à la distance d de O : soit :

— $R(x, y)$ un point de la couronne, de coordonnées polaires R et α ,

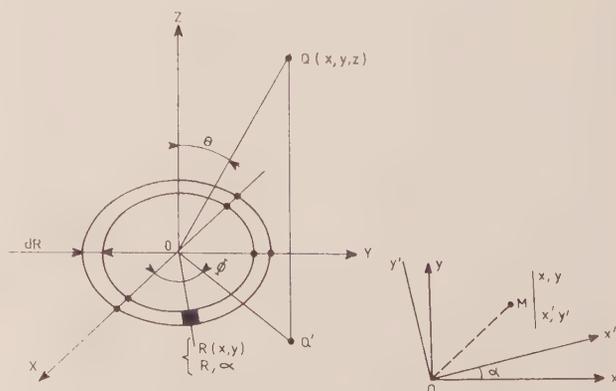


FIG. 1.

— $Q(X, Y, Z)$ le point de coordonnées d, ϕ, θ , où l'on veut évaluer le champ.

$$RQ = r^2 = (X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2 = d^2 - 2xX - 2yY + x^2 + y^2$$

$$r \neq d - R \sin \theta \cos(\alpha - \phi)$$

Soit un élément de couronne $R, dR, d\alpha$, le champ rayonné au point Q est :

$$d\varepsilon = j \frac{E_r}{\lambda r} e^{j \left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} (d - R \sin \theta \cos(\alpha - \phi)) \right]} R dR d\alpha$$

et le champ total rayonné par la couronne ($d \neq r$) est :

$$\varepsilon = j E_r e^{j \left(\frac{\omega t - 2\pi d}{\lambda} \right)} R dR \int_0^{2\pi} e^{j \frac{2\pi R}{\lambda} \sin \theta \cos(\alpha - \phi)} d\alpha$$

que l'on peut écrire d'après G. N. WASTON (« A treatise on the theory of Bessel functions », Cambridge, at the University Press 1958 — 2 nd Edition) :

$$\varepsilon = j \frac{E_r}{d} \frac{R dR}{\lambda} e^{j \left(\frac{\omega t - 2\pi d}{\lambda} \right)} J_0 \left(2\pi \frac{R}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (1)$$

3. Détermination du rayon de chaque couronne

L'antenne est constituée de couronnes concentriques de rayons $R_1, R_2, R_3 \dots R_n$; les amplitudes des champs sont $E_1, E_2, E_3 \dots E_n$. Ces amplitudes peuvent être réglées pratiquement par la concentration sur les couronnes. Le champ total dans la direction θ peut s'écrire :

$$\varepsilon_i(\theta) = \sum_{0, \dots, n} E_n \frac{R_n}{\lambda} J_0 \left(2\pi \frac{R_n}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (2)$$

Il s'agit de déterminer les R_n et les E_n de manière à régler le niveau des lobes secondaires à la valeur désirée. On identifie à la relation (2) une fonction à lobes latéraux faibles appelée fonction de comparaison. Ces fonctions peuvent être de la forme $\frac{J_p(t)}{t^p}$

Elles ont des lobes secondaires d'autant plus faibles que la valeur de p est plus forte comme le montre le tableau 1 où l'on donne, dans le deuxième ligne, le rapport en décibels entre le rayonnement principal et le rayonnement sur le premier lobe secondaire.

Pour illustrer ceci, prenons le cas où $p = 1$

$$\frac{J_1(t)}{t} = \sum_{1, \dots, \infty} a_m J_0(j_m t)$$

j_m étant les zéros successifs de la fonction J_0 et successivement

$$a_m = \frac{2}{J_{u+1}^2(j_m)} \int_0^1 t f(t) J_u(j_m t) dt \neq \frac{2}{J_{u+1}^2(j_m)} \int_0^\infty t f(t) J_u(j_m t) dt$$

$$= \frac{2}{a J_1^2(j_m)} \int_0^\infty J_1(at) J_0(j_m t) dt = \frac{k}{J_1^2(j_m)}$$

k étant une constante indépendante de m .

$$\frac{J_1(t)}{t} = k \sum_{1, \dots, \infty} \frac{J_0(j_m t)}{J_1^2(j_m)}$$

Après ces calculs préliminaires, il est possible de déterminer les rayons et la densité de champ des différentes couronnes :

TABLEAU 2

m	j_m	$J_1(j_m)$	$\frac{1}{J_1^2(j_m)}$
1	2,4048	0,5191	3,711
2	5,5201	-0,3403	8,635
3	8,6537	+0,2715	13,566
4	11,7915	-0,2325	18,499
5	14,9309	+0,2065	23,451
6	18,0710	-0,1877	28,384
7	21,2116	+0,1733	33,298

A partir du tableau 2 nous pouvons écrire :

$$\frac{J_1(t)}{t} = k [3,711 J_0(2,4048t) + 8,635 J_0(5,5201t) + 13,566 J_0(8,6537t) + \dots] \quad (3)$$

En comparant termes à termes les équations (2) et (3), les relations ci-dessous peuvent être écrites :

$$\left. \begin{aligned} 3,711 k &= E_1 \frac{R_1}{\lambda} \\ 8,635 k &= E_2 \frac{R_2}{\lambda} \\ 13,566 k &= E_3 \frac{R_3}{\lambda} \\ 18,499 k &= E_4 \frac{R_4}{\lambda} \end{aligned} \right\} (4) \quad \left. \begin{aligned} 2\pi \frac{R_1}{\lambda} \sin \theta &= 2,4048 t \\ 2\pi \frac{R_2}{\lambda} \sin \theta &= 5,5201 t \\ 2\pi \frac{R_3}{\lambda} \sin \theta &= 8,6537 t \\ 2\pi \frac{R_4}{\lambda} \sin \theta &= 11,7915 t \end{aligned} \right\} (5)$$

TABLEAU 1

p	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
lobe secondaire	17,6	24,6	30,6	35,9	40,9	45,6	50,0	54,4	58,4	62,5

Le gain est une quantité généralement imposée. Par les formules classiques, la surface rayonnante, fonction de la longueur d'onde est déterminée par :

$$G = 4\pi^2 \frac{R_n^2}{\lambda^2} \tag{6}$$

Cette valeur de calcul ne tient pas compte des pertes, il faut majorer la quantité désirée des pertes estimées.

- De la relation 6, la valeur de R_n est déterminée
- R_1, R_2, R_3 sont déduits de la relation (5),
- $E_1, E_2, E_3... E_n$, de la relation (4).

4. Détermination du nombre de sources sur chaque couronne

Les aériens élémentaires sont choisis parmi ceux présentant le moins de couplage entre eux et donnant le type de polarisation désirée. Le gain g d'un aérien élémentaire est déterminé par une mesure préalable. Le nombre N total de sources est déduit de la relation :

$$10 \text{ Log}_{10} N = G_{dB} - g_{dB}$$

5. Détermination graphique

Dans le cas où l'on veut réaliser une antenne de gain inférieur à une trentaine de décibels avec un nombre réduit de sources et de couronnes, le procédé de détermination par la méthode décrite précédemment ne donne pas les niveaux de lobe secondaire les plus bas. Cette méthode doit être réservée au cas d'un

grand nombre de sources. En effet les fonctions du type $\frac{J_p(t)}{t^p}$ présentent des remontées de lobes secondaires d'autant plus importantes que l'on est proche du rayonnement principal. Dans le cas de faible gain, d'un nombre de sources réduit et de dépointé de peu d'amplitude, il serait plus intéressant de prendre une fonction de comparaison à lobes secondaires (proches de l'axe) de faible amplitude et croissant ensuite. En effet, les gains relativement importants des sources unitaires correspondent à des facteurs d'éléments diminuant rapidement dès que l'on s'éloigne de l'axe et les lobes secondaires éloignés du facteur de réseau sont minimisés d'autant par le facteur d'élément.

Une méthode plus rapide est la détermination graphique qui peut convenir dans le cas d'un nombre réduit de couronnes.

On veut réaliser une antenne de gain voisin de 26 dB à la fréquence 5500 MHz en polarisation circulaire. Une division d'énergie en 2^n étant plus facile à réaliser, nous avons retenu une antenne à 32 sources unitaires.

Nous disposons nos sources sur trois cercles concentriques et nous avons choisi, de par les considérations de gain, un $\frac{R_3}{\lambda} = 4$

L'équation (2) s'écrit alors :

$$E_t = E_1 \frac{R_1}{\lambda} J_0 \left(2\pi \frac{R_1}{\lambda} \sin \theta \right) + E_2 \frac{R_2}{\lambda} J_0 \left(2\pi \frac{R_2}{\lambda} \sin \theta \right) + E_3 \frac{R_3}{\lambda} J_0 \left(2\pi \frac{R_3}{\lambda} \sin \theta \right) \tag{7}$$

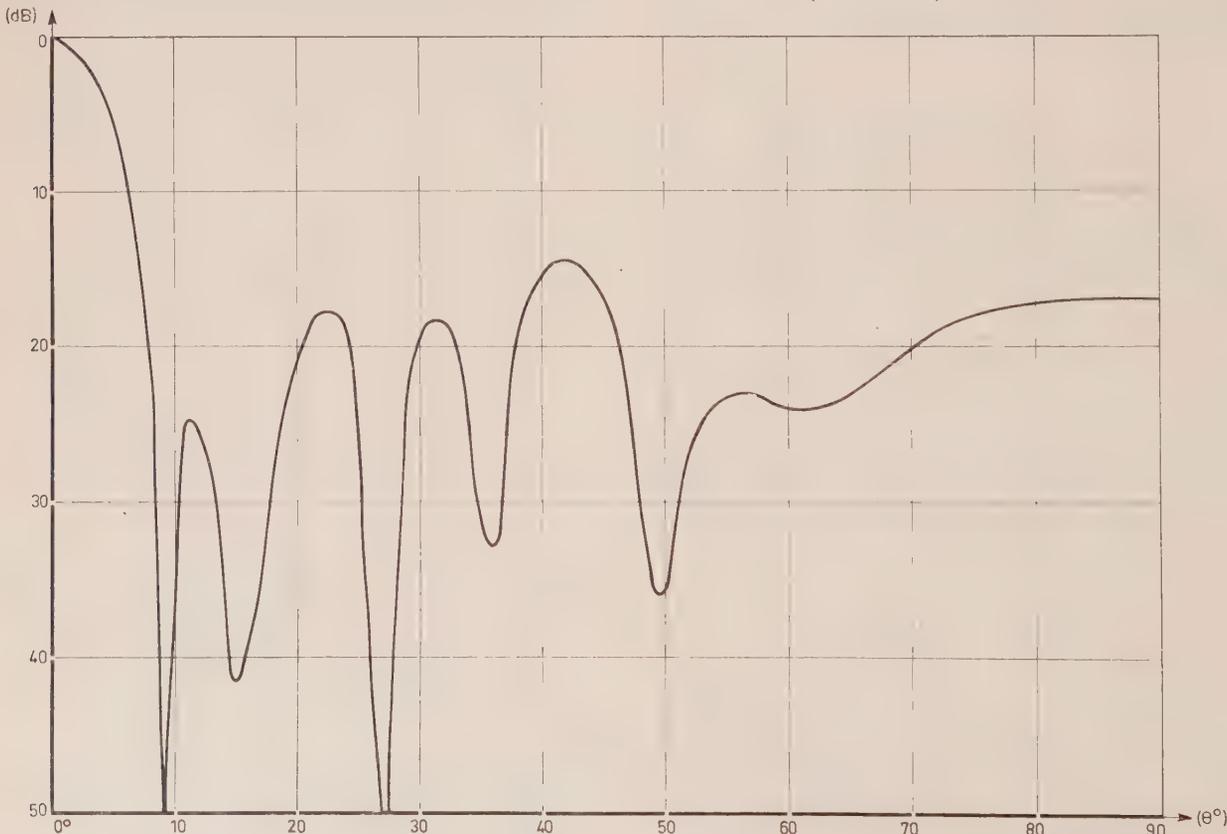


FIG. 2. — Représentation de $J_0(25,12 \sin \theta) + J_0(14,30 \sin \theta) + \frac{6}{13} J_0(7,5 \sin \theta)$.

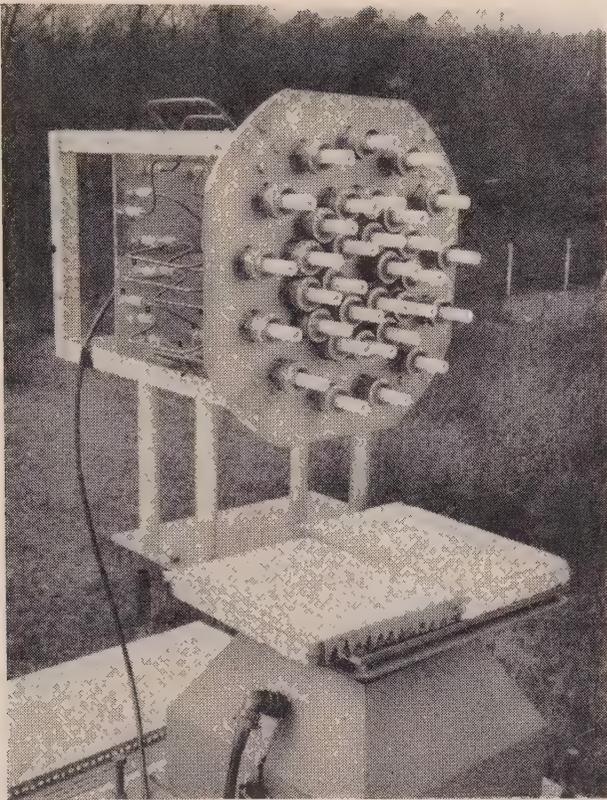


FIG. 3

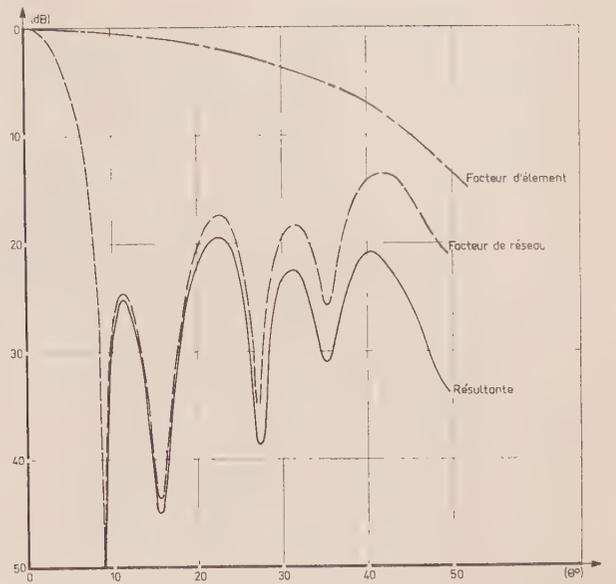


FIG. 5. — Diagramme de rayonnement. Antenne 32 sources (Plan xoz).

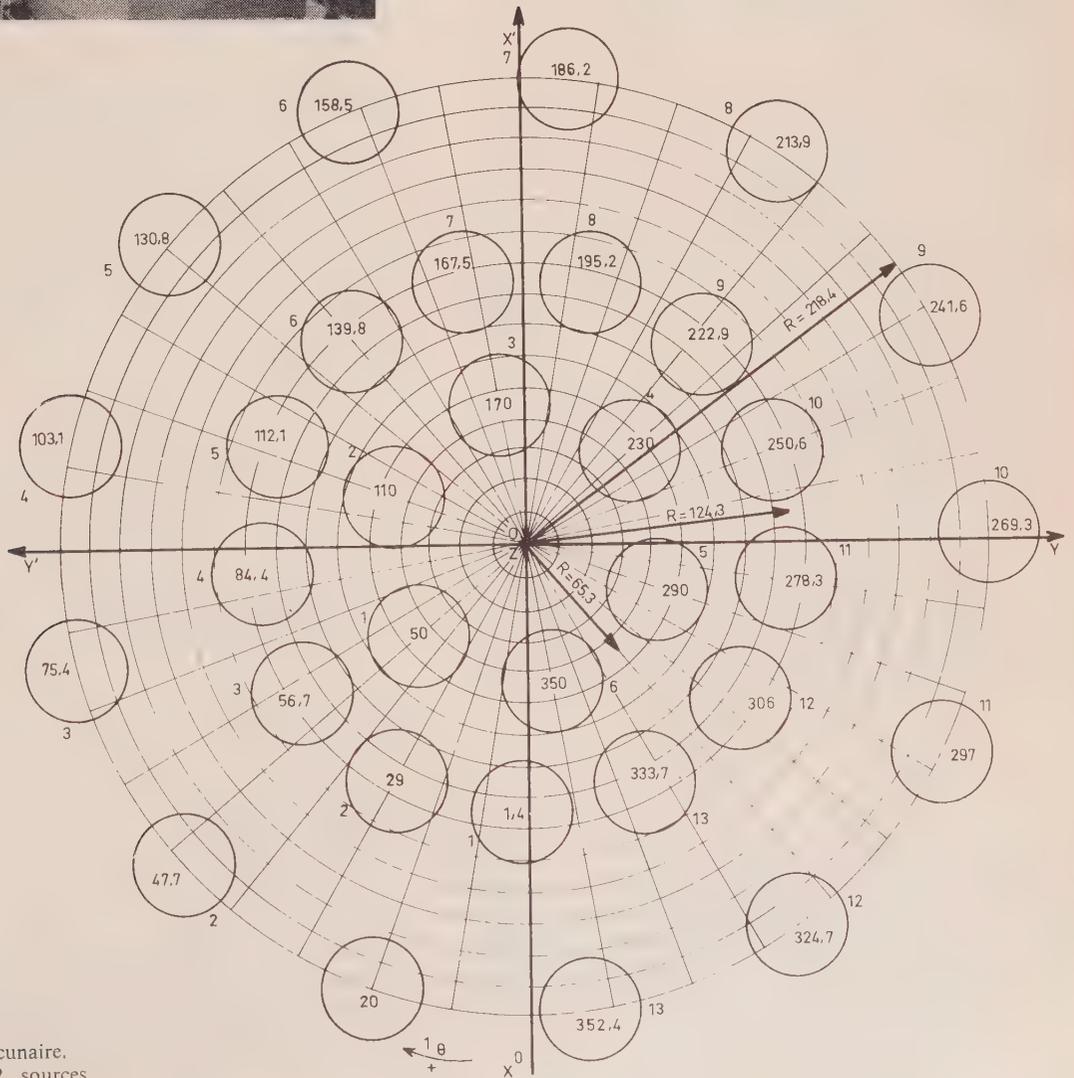


FIG. 4. — Antenne lacunaire. Implantation des 32 sources.

Comme nous l'avons vu, si E_1 , E_2 , E_3 sont les densités d'énergie sur les trois couronnes et si e est le champ rayonné par une source, nous pouvons écrire :

$$E_1 = \frac{N_1 e}{2\pi R_1 \Delta R} ; \quad E_2 = \frac{N_2 e}{2\pi R_2 \Delta R} ; \quad E_3 = \frac{N_3 e}{2\pi R_3 \Delta R} .$$

N_1 , N_2 , N_3 étant le nombre des sources sur les trois couronnes de rayons R_1 , R_2 , R_3 respectivement.

L'équation (7) peut s'écrire à son tour :

$$E_t = N_1 J_0 \left(2\pi \frac{R_1}{\lambda} \sin \theta \right) + N_2 J_0 \left(2\pi \frac{R_2}{\lambda} \sin \theta \right) + N_3 J_0 \left(2\pi \frac{R_3}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (8)$$

Les trois termes de cette équation (8) sont ensuite tracés et leur somme est déduite graphiquement. Les différents coefficients sont choisis de manière que :

$$N_1 + N_2 + N_3 = 32$$

et que leur somme minimise les premiers lobes secondaires.

Nous avons retenu l'expression finale :

$$J_0(25,12 \sin \theta) + J_0(14,30 \sin \theta) + \frac{6}{13} J_0(7,5 \sin \theta)$$

La détermination graphique est représentée sur la figure 2.

Les 32 sources rayonnantes, distribuées sur trois cercles, sont disposées de manière à ne pas favoriser un plan plus qu'un autre (fig. 3).

Un croquis coté, face avant, est représenté sur la figure 4. Le diagramme de rayonnement à partir des sources unitaires est enfin représenté sur la figure 5.

6. Expérimentation

Nous avons choisi la fréquence de 5.500 MHz pour réaliser une maquette d'antenne destinée à vérifier la similitude entre les diagrammes de rayonnement calculés et relevés expérimentalement.

7. Source unitaire

Nous avons retenu comme source unitaire une antenne en hélice, 6 tours, enroulés à l'intérieur d'un cylindre de téflon creux. Ces antennes ont été réglées de manière à minimiser le taux d'ellipticité de leur polarisation. Elles sont montées à l'extrémité d'un joint tournant coaxial qui permet de les faire pivoter sur elles-mêmes.

La rotation sur elle-même d'un angle α pour une source polarisée circulairement conduit, du point

de vue du rayonnement à grande distance, à un déphasage α de l'onde hyperfréquence (fig. 6 et annexe technique n°1).

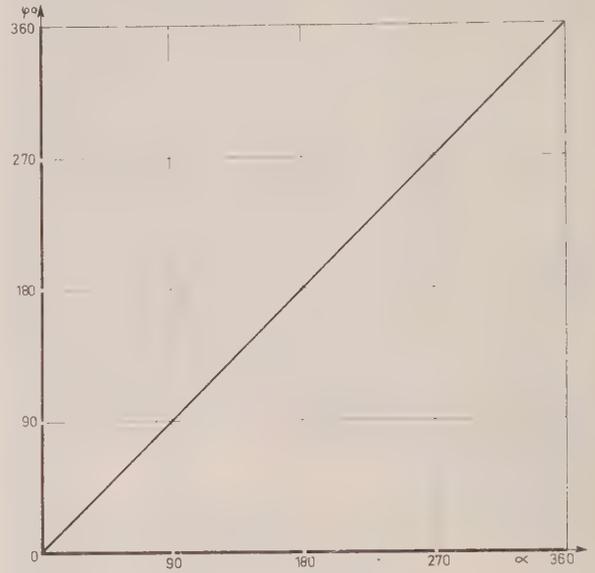


FIG. 6. — Correspondance entre la rotation sur elle-même d'une source polarisée circulairement et le déphasage de l'onde hyperfréquence.

8. Division d'énergie

La division d'énergie est réalisée en circuit imprimé hyperfréquence. Cette technique assure théoriquement des pertes d'insertion et des différences de phase entre entrée et sortie constantes quelle que soit la sortie. Les systèmes d'adaptation sont réalisés par transformateur quart d'onde, l'impédance caractéristique est de 50 Ω . La variation maximale d'amplitude pour les 32 sorties à 5 450 MHz par rapport à la valeur moyenne est inférieure à 0,5 dB. La division d'énergie comporte essentiellement un diviseur par deux suivi de deux diviseurs par seize à l'arrière du réseau rayonnant.

9. Diagramme de rayonnement

Les diagrammes de rayonnement sur une base de 12 m de longueur en utilisant un enregistreur automatique de diagrammes sont représentés par les figures 7, 8, 9 et 10.

Ils sont tracés respectivement pour des dépointages de 0°, 10°, 20° et 30° du pinceau principal par rapport à l'axe de l'antenne.

Il suffit d'autre part de tourner de 180° les hélices qui se trouvent d'un côté du plan vertical passant par le centre de l'antenne (ce qui revient à introduire un déphasage de π dans l'alimentation de ces sources par rapport à celles qui se trouvent de l'autre côté du plan vertical) pour obtenir un diagramme « différence » qui est représenté sur les figures 7 et 8.

* * *

Les auteurs remercient la direction de la Société ALCATEL d'avoir bien voulu autoriser la publication du présent travail. Ils remercient M. DEBART qui a bien voulu diriger leurs travaux et M. SIMON qui s'est chargé de la partie expérimentale.

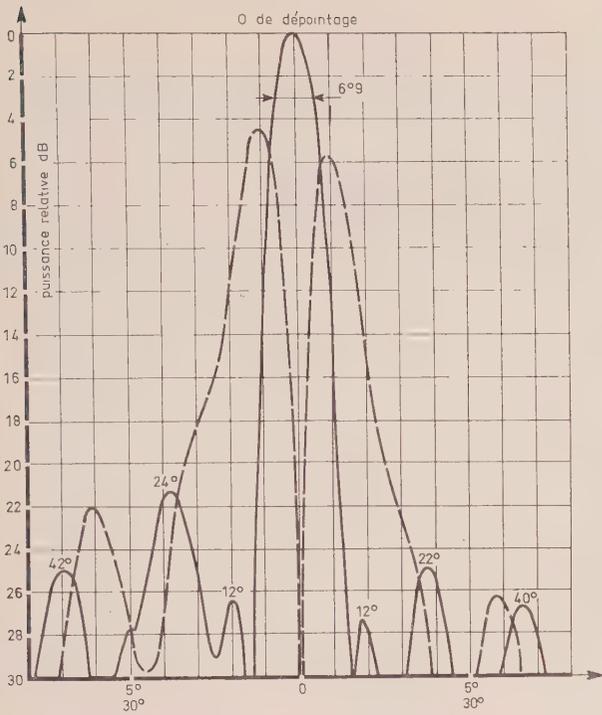


FIG. 7. — Diagramme de rayonnement, somme et différence. Sans dépointage.

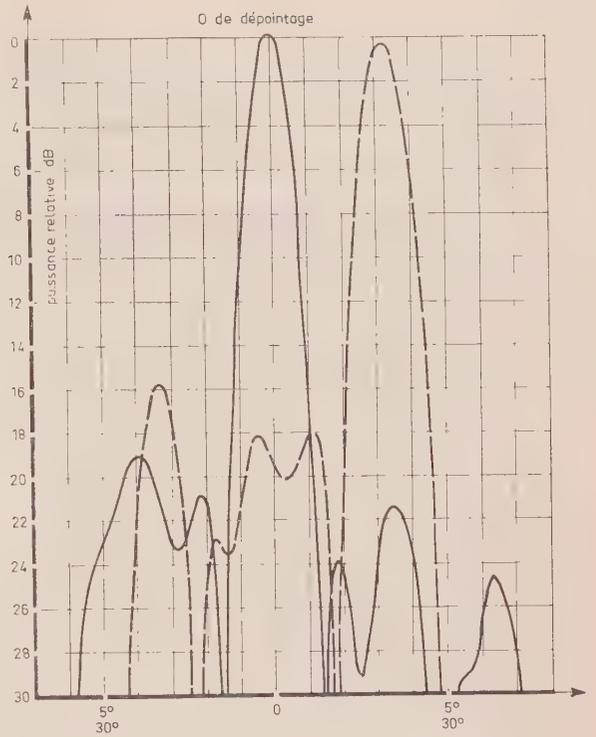


FIG. 9. — Diagramme de rayonnement. Dépointage de 20°.

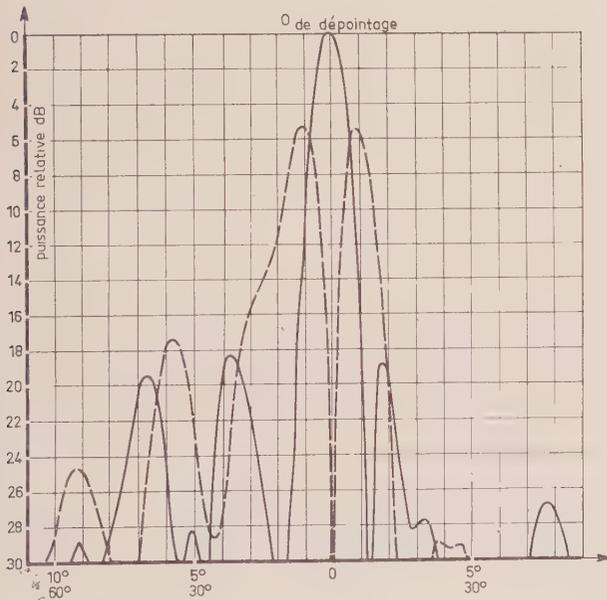


FIG. 8. — Diagramme de rayonnement, somme et différence. Dépointage de 10°.

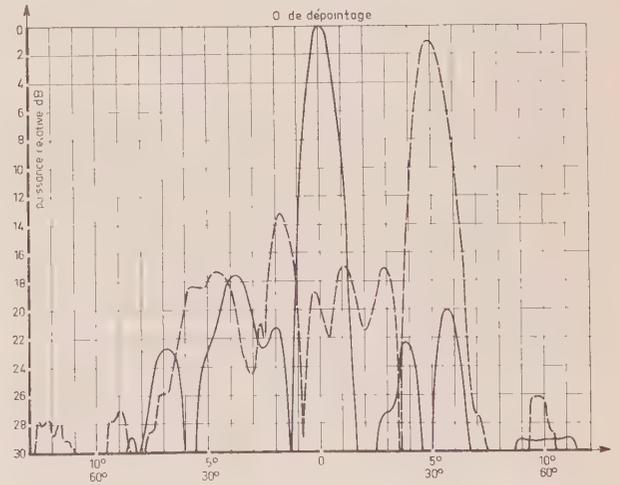


FIG. 10. — Diagramme de rayonnement. Dépointage de 30°.

ANNEXE

Considérons la polarisation circulaire comme un cas particulier de la polarisation elliptique. L'amplitude et la direction du champ électrique sont données comme une fonction de la distance à un instant donné. Une polarisation elliptique peut être regardée comme la composition de deux polarisations linéaires à la même fréquence dans deux plans zox et zoy

à angle droit, l'intersection oz de ces deux plans étant l'axe de propagation. Soit E_x et E_y les champs instantanés des ondes horizontales et verticales.

En fonction du temps t et de la distance, z , nous avons :

$$E_x = E_1 \sin(\omega t - \beta z)$$

$$E_y = E_2 \sin(\omega t - \beta z + \delta)$$

E_1 et E_2 étant les amplitudes des ondes horizontales et verticales, δ le déphasage entre E_y et E_x .

Le rapport axial de cette ellipse est le rapport du grand axe au petit axe.

Le champ rayonné par une antenne en hélice a une polarisation circulaire le long de son axe ; il tend à devenir elliptique dès que l'on s'écarte de cet axe.

La disposition du réflecteur à l'arrière de cette hélice permet cependant de conserver des rapports axiaux voisins de 1.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} E_2 &= E_1 + \Delta E_1 & \text{et} & & \delta &= \frac{\pi}{2} + \Delta\delta \\ E_x &= E_1 \sin(\omega t - \beta z) \\ E_y &= (E_1 + \Delta E_1) \cos(\omega t - \beta z + \Delta\delta) \end{aligned}$$

La rotation de l'hélice d'un angle α dans le sens horaire produit un déphasage α des ondes rayonnées : soit $x'oy'$ un nouveau système de coordonnées déduit de xoy par une rotation de α dans le sens trigonométrique autour de o (fig. A1).

Nous avons :

$$\begin{aligned} x' &= x \cos\alpha + y \sin\alpha \\ y' &= -x \sin\alpha + y \cos\alpha \end{aligned}$$

Le nouveau champ, après rotation, deviendra :

$$\begin{aligned} E'_x &= E_1 \sin(\omega t - \beta z) \cos\alpha \\ &\quad + (E_1 + \Delta E_1) \cos(\omega t - \beta z + \Delta\delta) \sin\alpha \\ E'_y &= -E_1 \sin(\omega t - \beta z) \sin\alpha \\ &\quad + (E_1 + \Delta E_1) \cos(\omega t - \beta z + \Delta\delta) \cos\alpha \end{aligned}$$

comme :

$$\begin{aligned} \cos(\omega t - \beta z + \Delta\delta) &= \cos(\omega t - \beta z) - \Delta\delta \sin(\omega t - \beta z) \\ E'_x &= E_1 [\sin(\omega t - \beta z) \cos\alpha + \cos(\omega t - \beta z) \sin\alpha] \\ &\quad + [\Delta E_1 \cos(\omega t - \beta z) - E_1 \Delta\delta \sin(\omega t - \beta z)] \sin\alpha \\ E'_y &= E_1 [\cos(\omega t - \beta z) \cos\alpha - \sin(\omega t - \beta z) \sin\alpha] \\ &\quad + [\Delta E_1 \cos(\omega t - \beta z) - E_1 \Delta\delta \sin(\omega t - \beta z)] \cos\alpha \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{aligned} E'_x &= E_1 \sin(\omega t - \beta z + \alpha) \\ &\quad + E_1 \sin\alpha \left[\frac{\Delta E_1}{E_1} \cos(\omega t - \beta z) - \Delta\delta \sin(\omega t - \beta z) \right] \\ E'_y &= E_1 \cos(\omega t - \beta z + \alpha) \\ &\quad + E_1 \cos\alpha \left[\frac{\Delta E_1}{E_1} \cos(\omega t - \beta z) - \Delta\delta \sin(\omega t - \beta z) \right] \end{aligned} \right.$$

posons : $\text{tg } \theta_1 = \frac{\Delta\delta}{\Delta E_1/E_1}$:

$$\left\{ \begin{aligned} E'_x &= E_1 \sin(\omega t - \beta z + \alpha) \\ &\quad + E_1 \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \Delta\delta^2} \sin\alpha \cos(\omega t - \beta z + \theta_1) \\ E'_y &= E_1 \cos(\omega t - \beta z + \alpha) \\ &\quad + E_1 \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + \Delta\delta^2} \cos\alpha \cos(\omega t - \beta z + \theta_1) \end{aligned} \right.$$

A une onde en polarisation circulaire

$$\left\{ \begin{aligned} E_1 \sin(\omega t - \beta z + \alpha) \\ E_1 \cos(\omega t - \beta z + \alpha) \end{aligned} \right.$$

une onde en polarisation rectiligne est superposée dont le plan de polarisation fait un angle α avec oy et dont l'amplitude est :

$$E_1 \sqrt{\left(\frac{\Delta E_1}{E_1}\right)^2 + (\Delta\delta)^2}$$

Tout se passe comme si l'on superposait au radiateur théorique un radiateur parasite coïncidant géométriquement avec le radiateur réel. Si les sources présentent toutes les mêmes défauts, leurs amplitudes sont identiques et le plan de polarisation tourne avec chaque déphasage α appliqué à la source réelle.

Le rayonnement en polarisation circulaire se présente comme si l'on avait introduit un déphasage α dans la ligne d'alimentation du radiateur considéré.

Correspondance

EUROCONTROL

Un quart d'heure après son décollage d'Orly, un Boeing 707 se dirigeant vers Copenhague quitte l'espace aérien français. Après avoir survolé — très vite — la Belgique et la Hollande, il volera dans l'espace aérien allemand pendant vingt-quatre minutes, puis il naviguera onze minutes dans le ciel du Danemark. Demain, avec les avions supersoniques, ces temps tomberont de plus de moitié. Il ne faudra que vingt-huit minutes au Concorde pour aller de Paris à Copenhague : six minutes dans l'espace aérien français, trois et demi dans l'espace belge, quatre minutes et demi dans l'espace néerlandais, neuf et demi dans l'espace allemand et quatre minutes et demi dans l'espace danois, soit quatre frontières franchies en moins d'une demi-heure.

A l'ancienne organisation de l'espace aérien qui laissait à chaque pays le soin d'étudier la circulation à l'intérieur de ses frontières, devait donc succéder une organisation nouvelle, indépendante des frontières nationales. Celle-ci devenait urgente dans les régions à forte densité de circulation, comme la région Benelux-Allemagne. C'est à ce but que répond EUROCONTROL, organisation européenne pour la sécurité de la navigation aérienne. C'est de cette nécessité qu'elle est née. Depuis le 1^{er} mars 1964, tous les avions civils et militaires volant dans l'espace européen, au-dessus de 6 000 m pour la République Fédérale d'Allemagne et le Benelux, au-dessus de 7 500 m pour la France, l'Angleterre et l'Irlande, sont contrôlés et dirigés par l'Organisation européenne. Ces altitudes sont celles où volent les avions à réaction ; cet espace aérien supérieur intéresse seul la nouvelle organisation.

L'espace aérien situé en-dessous de ces limites, celui où volent les avions à hélices, plus lents, reste contrôlé par les organismes nationaux traditionnels.

Ayant une fonction essentiellement opérationnelle, EUROCONTROL apparaît comme un service public international. Son statut juridique a été défini par une Convention signée le 13 décembre 1960.

« En lui confiant le contrôle de la circulation aérienne dans l'espace aérien supérieur couvrant leur territoire, les Etats membres acceptent qu'un organe international assume, dans les limites de ses tâches spécifiques définies par la Convention, la responsabilité du contrôle d'un espace relevant de leur souveraineté. Cette acceptation confère à l'Organisation le Statut juridique de « service public international ». Par opposition aux traités internationaux de caractère législatif, dont la mission principale est de prononcer l'établissement de normes internationales, la Convention EUROCONTROL s'inscrit dans la catégorie des traités à caractère politique qui, par l'institution d'une organisation commune, traduisent l'existence d'une communauté spéciale d'intérêts (1) ».

L'organisation comprend un organe délibératif, la Commission permanente et un organe exécutif, l'Agence.

La Commission fixe la politique commune concernant le contrôle de la navigation aérienne ; elle est constituée par les ministres de l'Aviation civile et de la Défense des Etats membres. Les votes en commission ne sont acquis que s'ils obtiennent la double majorité : majorité absolue des Etats membres et majorité absolue des voix pondérées. On appelle ainsi les voix qui sont accordées à chaque

(1) Extrait du bulletin semestriel d'Eurocontrol, page 10.

pays en fonction de son produit national brut (établi par l'OCDE).

C'est également cette notion qui sert à fixer la quote-part financière, tout en sauvegardant l'indépendance des pays membres. Il permet aussi, sans difficultés, l'insertion de nouveaux membres dans l'Organisation, sans modification de la Convention.

C'est ainsi que l'Irlande est entrée dans l'Organisation, le 1^{er} mars dernier, rejoignant les six pays fondateurs : République Fédérale d'Allemagne, Belgique, France, Royaume-Uni, Luxembourg et Pays-Bas. On notera que si les pays fondateurs sont au nombre de six, ils ne recouvrent pas les six pays de la CEE, puisque l'Italie n'est pas membre de l'EUROCONTROL, et que, par contre, le Royaume-Uni y figure (fig. 1).



FIG. 1. — Région Eurocontrol.

Par ailleurs l'Organisation, qui se veut très ouverte et prête à accueillir d'autres membres, a signé des accords de coopération avec la Suisse, les Pays scandinaves, l'Italie, le Portugal et l'Agence fédérale de l'aviation américaine, accords qui prévoient notamment des échanges d'informations et des réunions d'experts.

Le début de l'année 1967 voit l'inauguration de sa première grande réalisation communautaire : le Centre Expérimental EUROCONTROL de Brétigny. Des instruments électroniques ultra modernes, notamment ceux d'un simulateur du contrôle aérien unique en Europe, permettront d'y étudier et d'y prévoir ce que sera le trafic aérien dans l'avenir et de rechercher avec le maximum de précision les normes et les instruments indispensables pour y faire face. Ce Centre international d'étude et d'expérimentation concrétise, dès à présent, la coopération

tant technique et industrielle qu'économique et financière des pays européens qui en sont les promoteurs. Sa création démontre que l'effort accompli en commun a permis à sept pays de disposer d'un puissant instrument d'étude et d'expérimentation, qu'isolément ils eussent été dans l'impossibilité de réaliser.

Par ailleurs, il a été décidé de créer un premier centre international pour le contrôle de l'espace supérieur dans la région Belgique-Pays-Bas-Allemagne du Nord. La première pierre de ce futur centre a été posée le 4 octobre 1966 à Beek, près de Maastricht.

Emanant de la Convention internationale du 13 décembre 1960 et fixé par la Commission des Ministres, le programme qu'EUROCONTROL s'est vu attribuer pour l'avenir comporte notamment la coordination des plans nationaux ou régionaux qui seront établis en commun entre chaque Etat ou région et l'Agence, l'étude fondamentale pour déterminer le meilleur système de contrôle de la circulation aérienne qui pourra être utilisé en Europe dans l'avenir ainsi que l'étude des normes communes pour les matériels techniques, en vue de promouvoir leur standardisation et de renforcer la position internationale de l'industrie européenne. EUROCONTROL est dotée d'une mission bien précise, assurer la sécurité de la navigation aérienne.

BRÉTIGNY : CENTRE EXPÉRIMENTAL D'EUROCONTROL

Le Bâtiment

Implanté sur l'aérodrome de Brétigny-sur-Orge (fig. 2), le Centre EUROCONTROL voisine avec d'autres organismes de recherches ou d'études, parmi lesquels le Centre d'Essais en Vol et le Centre de Recherches et d'Etudes Spatiales. Le bâtiment comprend essentiellement trois corps solidaires.

L'un, au rez-de-chaussée avec une hauteur sous-plafond de 6 m, est à destination opérationnelle et abrite une salle de contrôle (375 m²), une salle de supervision (150 m²) et une salle de pilotage (290 m²).

Le corps de bâtiment à destination technique est placé perpendiculairement au précédent, en son milieu. Il a une hauteur sous-plafond de 3,50 m.

La salle du calculateur occupe une surface de 300 m² (y compris le bureau de programmation et les locaux de maintenance) et la salle de génération vidéo comporte les emplacements nécessaires à la maintenance.

Un troisième corps de bâtiment, à deux niveaux, contiendra les laboratoires et les bureaux (surface au sol 1 000 m²).

L'ensemble est construit sur un sous-sol aménageable ayant 3 m sous-plafond. Un faux plancher muni de dalles entièrement amovibles sépare ce sous-sol des salles techniques et opérationnelles.

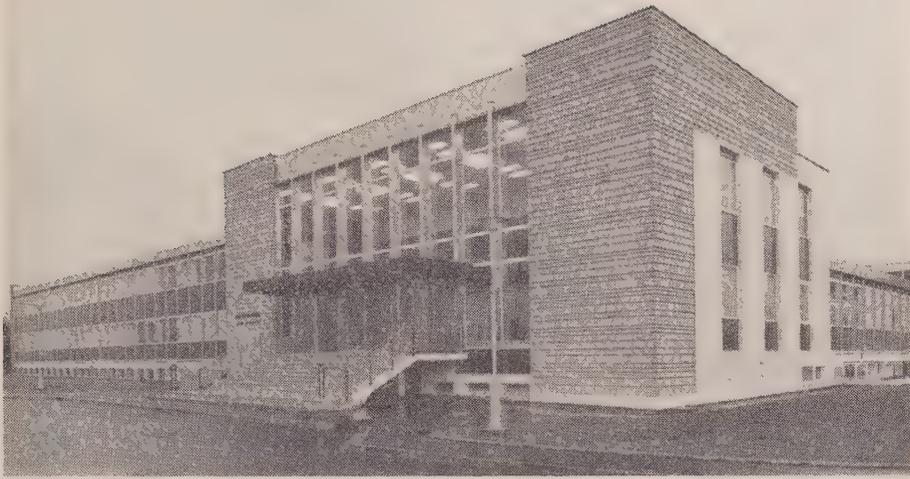


FIG. 2. — Le Centre Expérimental Eurocontrol de Brétigny-sur-Orge.

Inauguration du centre

C'est le 17 janvier 1967 que M. Roy MASON, Ministre de la Défense (Equipelement) du Royaume-Uni, Président de la Commission des Ministres d'EUROCONTROL, a inauguré avec M. Edgard PISANI, Ministre français de l'Equipelement, le Centre Expérimental de Brétigny-sur-Orge.

Les deux ministres étaient assistés de M. René BULIN, Directeur Général de l'Agence EUROCONTROL. Les Ministres de la Commission Permanente, des représentants de haut rang des sept pays membres (R.F. Allemagne, Belgique, France, Irlande, Grande-Bretagne, Luxembourg et Pays-Bas) et de pays coopérant avec l'Organisation ainsi que des personnalités appartenant à plusieurs organisations internationales, à l'industrie européenne et au monde aéronautique ont pu assister à un exercice de simulation du contrôle du trafic aérien exécuté par le personnel du Centre.

Le simulateur pour le contrôle de la circulation aérienne

Le simulateur constitue l'un des tout premiers outils du Centre Expérimental à la fois par son antériorité et par les services qu'il est appelé à rendre. La simulation joue en effet un rôle fondamental dans le progrès des techniques modernes et plus particulièrement dans le domaine de l'ATC. Grâce à la simulation, il devient possible d'étudier des systèmes ou des procédures basés sur l'emploi des moyens de navigation ou de télécommunications quelconques, en présence d'une densité de trafic d'importance variable à volonté pouvant même comporter des avions non encore en service (supersoniques, par exemple).

Ayant ainsi défini les équipements ou méthodes à mettre en place pour satisfaire les besoins lors de l'apparition effective des conditions simulées, il est facile de déterminer les étapes d'une évolution

progressive permettant la transition entre les conditions actuelles et futures.

A plus court terme, la simulation permet l'étude des problèmes intéressant l'organisation des Centres EUROCONTROL :

- sectorisation optimale dans une zone de contrôle étendue ;
- composition et responsabilités des équipes de contrôle ;
- inter-pénétration des espaces supérieur et inférieur ;
- utilisation d'un même espace par des vols de circulation générale et des vols militaires opérationnels.

Pour remplir son rôle, le simulateur doit être capable de restituer un trafic composé d'un grand nombre d'avions de caractéristiques différentes, susceptibles d'utiliser des moyens de navigation variés. Il doit fournir aux positions d'exploitation les informations résultant de la détection de ces avions éclairés par plusieurs radars primaires et secondaires, le tout dans un environnement réaliste constitué par les liaisons téléphoniques air-sol, les liaisons avec les centres voisins, etc. L'ensemble des équipements techniques constituant le simulateur comporte les éléments suivants (fig. 3) :

Le **groupe de calcul** en constitue l'élément essentiel et est basé sur l'emploi d'un calculateur numérique à programme enregistré.

La capacité et la vitesse de traitement de cet ensemble permet :

- de calculer les trajectoires de 60 à 300 avions évoluant dans une zone de 600 miles nautiques de rayon ;
- de déterminer les coordonnées radar et la probabilité de détection de ces avions par rapport

SIMULATEUR - DIAGRAMME GENERAL

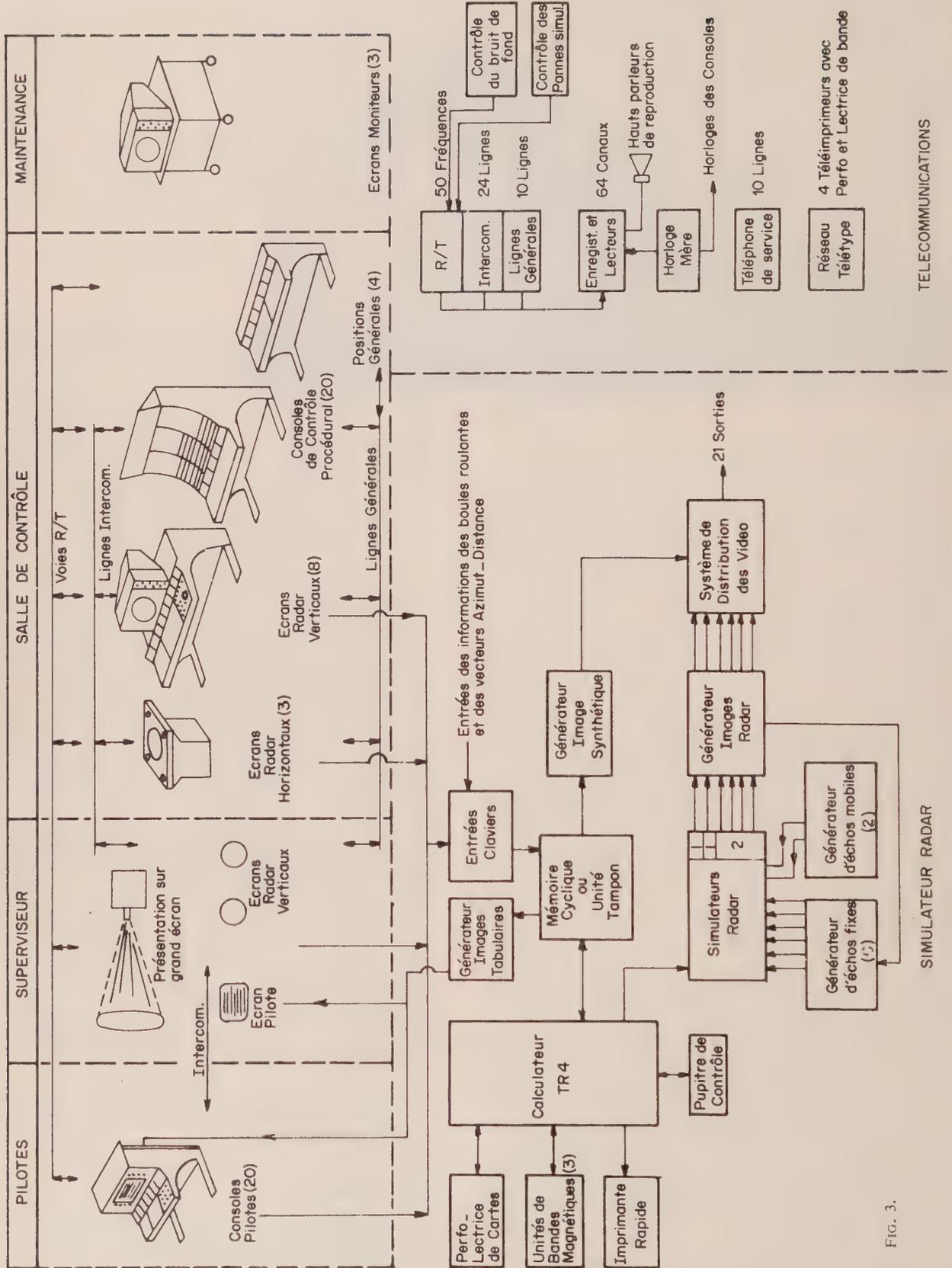


FIG. 3.

à six radars pouvant être situés en un point quelconque de la zone ;

- d'effectuer tous changements de route ou de codes radar secondaire demandés par les contrôleurs par l'intermédiaire des pilotes ;
- de fournir les éléments nécessaires aux équipements de génération de signaux radar et de visualisation ;
- d'assurer l'enregistrement des données essentielles en vue de la répétition des situations en temps normal ou accéléré.

Cet ensemble peut, bien entendu, servir de bureau de calcul en dehors des périodes d'exercice, soit pour effectuer des études statistiques pour définir les modèles à expérimenter, soit pour analyser les résultats des simulations.

Le **groupe de génération de signaux radar** a pour fonction de transformer les informations numériques déterminées par le groupe de calcul en signaux radar directement utilisables par les écrans de visualisation.

L'ensemble est prévu pour simuler deux paires de radars primaires et secondaires à caractéristiques totalement indépendantes et un groupe de quatre paires de radars primaires et secondaires à caractéristiques communes (rotation, fréquence de récurrence et largeur d'impulsion) mais qui peuvent être situés en des endroits différents.

Le **groupe de visualisation** est organisé pour permettre la présentation de l'une des six images radar, au choix de chacun des contrôleurs. Chaque image possède tous les attributs d'une image radar normale : balayage, échos fixes et mobiles, vidéo mapping, etc. De plus, une unité de génération de vidéo synthétique permet la présentation d'une image panoramique composée de symboles et de caractères alphanumériques.

Le **système de télécommunications** a pour objet de simuler les liaisons entre contrôleurs et pilotes (liaisons air-sol), entre contrôleurs et contrôleurs (inter-communications) et entre contrôleurs de centres différents (liaisons sol-sol).

L'installation est complétée par des équipements d'enregistrement sur bande magnétique permettant de rejouer un exercice dans les conditions exactes de son déroulement, d'étudier le coefficient d'utilisation des fréquences air-sol, d'analyser la nature des messages transmis, etc.

Le **groupe de pilotage** : chaque pilote dispose d'une console équipée d'un écran cathodique permettant l'affichage des informations concernant les avions dont il a la charge (15 maximum) ainsi que des messages en provenance du calculateur.

Un clavier mixte (fonctions et caractères alphanumériques) permet d'entrer les ordres dans le calculateur. L'équipement de la console est complété par des platines de télécommunications air-sol.

Le **groupe d'exploitation** comporte les éléments habituels des salles d'opérations, consoles radars, pupitres porte-strips, etc.

D'une façon plus précise, l'équipement installé initialement dans la salle comprend :

- vingt consoles porte-strips, équipées de platines de télécommunications air-sol et sol-sol ;
- huit consoles radar à écran vertical ;
- trois écrans radar horizontaux.

La conception de la salle et de la distribution des signaux nécessaires à l'alimentation des consoles a été effectuée de façon à permettre le maximum de souplesse pour la disposition des différents éléments. L'étude en simulation pourra donc également porter sur l'aménagement général des salles de contrôle, le groupement des consoles par secteur, etc.

Développements envisagés

Le simulateur ainsi décrit constitue un excellent générateur de situations de trafic aérien. Le calculateur, en particulier, peut fournir des données sous forme numérique ou sur imprimantes susceptibles de simuler des messages « Plan de Vol », des messages en provenance des Centres voisins, des sorties d'extracteurs de plots radars primaires et secondaires, etc.

L'association avec un *équipement de traitement de données* permettra donc l'étude complète et réaliste des différents problèmes de l'automatisation des Centres : calcul des trajectoires, plan de vol, poursuite et corrélation radar, mise à jour automatique des plans de vol, détection des conflits, etc.

Les différentes phases de simulation

Les quatre principales phases d'exécution d'un exercice de contrôle simulé sont les suivantes (fig. 4) :

Phase 1

Il s'agit en fait d'une phase de planification. Une équipe d'experts est chargée soit de préparer les trois grands groupes de données requises pour décrire dans tous ses détails la tâche envisagée, soit d'établir les modalités de préparation de ces groupes. Les diverses données correspondantes devront être mises sous une forme assimilable pour l'ordinateur (par exemple, cartes perforées).

Phase 2

Cette phase, essentiellement préparatoire, est conçue pour l'ordinateur. Les informations précédemment élaborées seront traitées en plusieurs passages successifs par l'ordinateur qui en tirera des informations tant pour ses besoins propres qu'à des fins techniques ou à des fins de contrôle de la circulation. Ces informations seront enregistrées sur bande magnétique.

Phase 3

La phase 3 est la phase d'exploitation en temps réel, au cours de laquelle les échantillons de mouvements aériens, mis en mémoire, seront traités en temps réel ; l'organisation du système de contrôle

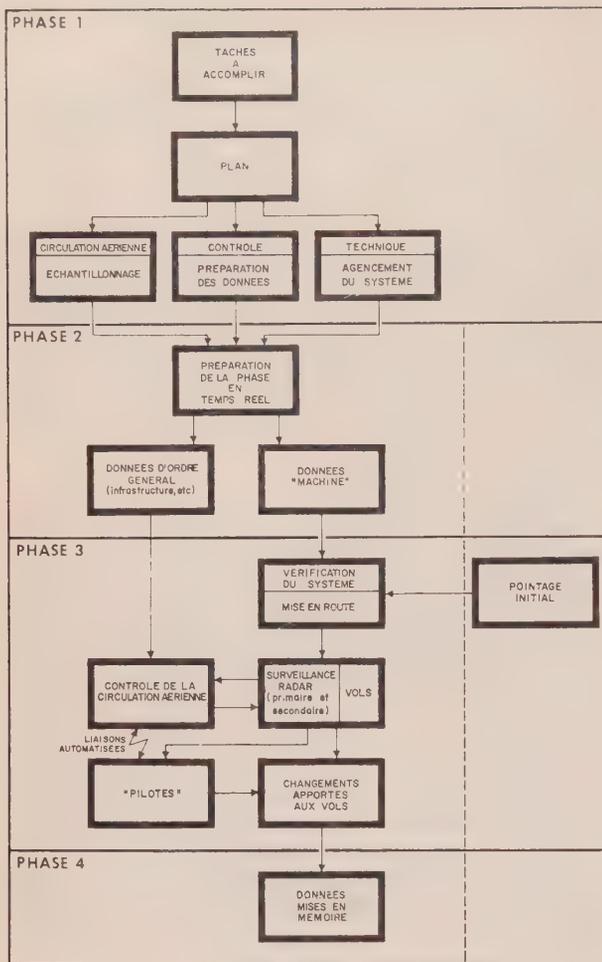


FIG. 4.

s'effectuant via les « pilotes », permet de modifier ou d'adapter l'écoulement de la circulation aérienne suivant les procédures d'exploitation adoptées. Cette phase ne sera amorcée qu'après un contrôle général des moyens disponibles en personnel et en équipement.

Phase 4

Il s'agit d'une phase d'analyse *a posteriori* au cours de laquelle on reprend le processus de simulation, en utilisant les données qui ont été enregistrées, notamment à des fins pédagogiques.

La simulation proprement dite

La phase en temps réel (phase 3), constitue un modèle presque exact de la réalité et il faudra veiller à ce que le système fonctionne aussi parfaitement que possible. Ayant disposé le système selon l'agencement voulu et après avoir averti le personnel d'exploitation, on procède à un contrôle de conformité qui l'oblige, sous la direction d'un responsable, à enclencher d'une manière préprogrammée les procédures de vérification. Des données spécialement adaptées au contrôle des organes de visualisation, des claviers, des générateurs de signaux et des répartiteurs seront affichées aux diverses consoles pour que le personnel puisse d'un coup

d'œil s'assurer de leur bon fonctionnement. Toute la vérification exigera moins de vingt minutes et permettra, en outre, de passer sans difficulté au stade actif de la phase en temps réel, en particulier en ce qui concerne les relations homme/machine.

La simulation en temps réel commencera au moment du déclenchement de l'horloge-mère, à compter duquel s'effectue le contrôle de cinq programmes à partir d'un programme principal. Ces cinq programmes, qui couvrent l'ensemble de l'exercice de simulation des mouvements aériens, sont ordonnés par priorité et seront traités séparément. Les trois fonctions principales sont les suivantes :

- Calcul de la position des avions en coordonnées géographiques et en valeur ρ , θ , rapportées au radar dans le cas de détection par radar (toutes les trois secondes); préparation des messages de sorties adaptées au simulateurs radar et comportant les données du radar secondaire avec indication de la brillance du plot radar. Dans l'éventualité d'un dédoublement de la couverture radar, on pourra représenter 300 avions, donc assembler et trier 600 messages de sorties.
- Production d'une image synthétique de la situation aérienne, indiquant en totalité ou en partie les mouvements de l'ensemble de la région, ou un groupe d'avions spécialement choisis, avec données complémentaires telles que vecteurs, étiquettes, etc. On pourra afficher un maximum de 600 données synthétiques sur les écrans radar, à raison d'une mise à jour toutes les dix secondes.
- Traitement des messages entrants et production automatique des messages sortants. Le processus de compilation des entrées des claviers, toutes les 40 ms, et de traitement de l'information, toutes les secondes, est le principal moyen de relier machine et opérateur.

On a indiqué plus haut que l'écoulement des mouvements aériens n'était réalisé qu'à l'aide de méthodes numériques; il s'ensuit donc que c'est à l'ordinateur que revient la tâche d'informer le « pilote » des mouvements dont il est responsable. Parallèlement, l'ordinateur acceptera les messages numériques d'entrées grâce auxquels les « pilotes » pourront modifier les trajectoires pré-établies et partant, la conduite des avions.

Les « pilotes » communiquent en phonie avec les contrôleurs dans des conditions très voisines de la réalité et ce, à l'aide de liaisons air-sol simulées. Ils disposent des données de l'ordinateur concernant les avions dont ils sont responsables lesquelles sont affichées sur les tableaux d'affichage de leur position de travail.

En fait, toutes les réponses aux questions des contrôleurs sont préprogrammées et, selon le cas, faites automatiquement (lorsqu'un avion survolant un point de report doit donner un compte rendu de position, par exemple), ou sur demande (lorsqu'un « pilote » actionne les clés appropriées de son dispositif d'entrée en machine).



Imprimante rapide, calculateur TR 4 Telefunken et son pupitre de contrôle, indicateur de contrôle Plessey, perforatrice de carte.



Au milieu, à gauche

Position de supervision ; deux positions radar montrant des images synthétiques, une position de pilotage.

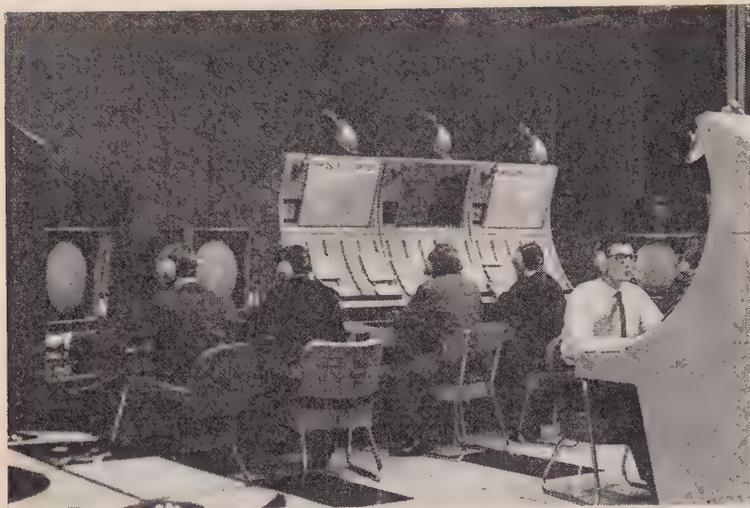
En bas, à gauche

Position de pilotage Plessey, visualisateur électronique de texte et clavier avec pupitre de télécommunications SAIT.

A droite

Position radar horizontale Plessey montrant une carte électronique « mini-tableau » de données, les boutons de contrôle et le clavier associé.



*Ci-contre*

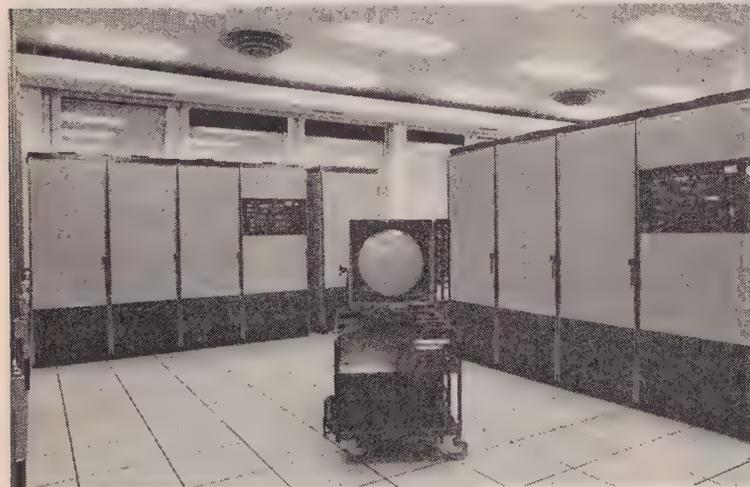
Salle de contrôle. Organisation de la simulation du Centre de Contrôle de l'espace aérien supérieur de Bruxelles.

En bas, à gauche

Salle de génération vidéo. Deux simulateurs radar et un générateur d'échos mobiles CSF ; indicateurs de contrôle Plessey.

Ci-dessous

Simulateur radar CSF ; panneaux de contrôle pour le choix des caractéristiques du radar.



Entreprises ayant participé à l'équipement du centre

Le contrat, d'un montant approximatif de 5 000 000 dollars, a été passé par Eurocontrol, auprès d'un Consortium International d'industriels groupant la CSF, PLESSEY RADAR Ltd et TELEFUNKEN A.G. ; il visait la maîtrise d'œuvre, la fabrication et l'installation du matériel.

La CSF a fourni l'ensemble de génération radar (simulateurs, générateurs d'échos fixes et de cartes, générateurs d'échos mobiles), les consoles procédurales et le système de télécommunications (sous-traité à S.A.I.T.).

PLESSEY a fourni l'unité tampon, le générateur d'images, le générateur d'images synthétiques et le générateur de présentation tabulaire, l'unité de visualisation et l'unité d'affichage sur grand écran, les consoles radars et les consoles pilotes.

TELEFUNKEN a fourni le calculateur avec ses unités périphériques et l'ensemble des programmes.

En outre, au sein du Consortium, CSF a été chargée de la maîtrise d'œuvre de l'ensemble du projet, et de l'installation des équipements.

Dans le contrat, les membres du Consortium sont intervenus pour des sommes à peu près égales.

NORMES DES ÉMISSIONS FRANÇAISES DE TÉLÉVISION EN COULEUR

dans les bandes de fréquence comprises entre 470 MHz et 960 MHz
(bandes IV et V)

Le décret du 20 janvier 1967 paru au Journal Officiel du 24 du même mois donne, dans son annexe, les caractéristiques de l'analyse de l'image, du signal vidéo composite et du signal rayonné des émissions françaises de télévision en couleur suivant procédé SECAM ; nous les reproduisons ci-après :

1. Caractéristiques principales de l'analyse de l'image.

Les caractéristiques principales de l'analyse de l'image sont celles du système en noir et blanc à 625 lignes et 50 trames par seconde, désigné par système L du C.C.I.R.

2. Caractéristiques du signal vidéo composite (à l'entrée de l'émetteur).

2.1. Le signal vidéo composite comprend le signal vidéo de luminance et le signal de chrominance.

Le spectre du signal de chrominance est situé dans les limites du spectre du signal de luminance.

2.2. Le signal de luminance est égal à :

$$E'_Y = 0,299 E'_R + 0,587 E'_V + 0,114 E'_B$$

équation dans laquelle

$$E'_R = E_R^{\frac{1}{\gamma}} \quad E'_V = E_V^{\frac{1}{\gamma}} \quad E'_B = E_B^{\frac{1}{\gamma}}$$

E_R, E_V, E_B sont respectivement les signaux vidéo correspondant aux trois couleurs fondamentales Rouge, Vert, Bleu.

γ est l'exposant de la fonction caractéristique de transfert du tube de synthèse. Sa valeur est voisine de 2,2.

Nota. — Dans le cas où le signal de luminance est formé par un tube de prise de vue séparé, il est admis que sa composition diffère de celle indiquée dans le présent paragraphe.

2.3. Les signaux E_R, E_V, E_B , correspondent aux couleurs fondamentales du système de synthèse de coordonnées de la C.I.E. :

Rouge (R)	x = 0,67	y = 0,33 ;
Vert (V)	x = 0,21	y = 0,71 ;
Bleu (B)	x = 0,14	y = 0,08.

2.4. Le signal de chrominance est constitué par une sous-porteuse de chrominance, modulée en fréquence par deux signaux de différence de couleur transmis en séquentiel de ligne.

2.5. Les signaux de différence de couleur sont :

Sur une ligne : $D'_R = -1,9 (E'_R - E'_Y)$

Sur la ligne suivante : $D'_B = 1,5 (E'_B - E'_Y)$

Nota. — Les coefficients numériques intervenant dans les formules des paragraphes 2.2, 2.3 et 2.5 peuvent faire l'objet de corrections en fonction du choix des futures luminophores du tube de synthèse.

2.6. Lors de la transmission de la chrominance d'une source de couleur blanche correspondant à la source C de la C.I.E. ($x = 0,310 ; y = 0,316$), l'égalité $E_R = E_V = E_B$ est assurée, rendant nuls les signaux de différence de couleur.

2.7. Avant modulation de la sous-porteuse, les signaux de différence de couleur D'_R et D'_B font l'objet d'une correction vidéo-fréquence par un circuit dont le facteur de transmission est exprimé par la formule :

$$A_{VF}(f) = \frac{1 + j \frac{f}{f_1}}{1 + j \frac{f}{Kf_1}}$$

dans laquelle $f_1 = 85$ kHz et $K = 3$.

2.8. En l'absence de modulation, c'est-à-dire pour la transmission de la chrominance correspondant à la couleur blanche C.I.E. type C ($E_R = E_V = E_B$), ainsi que sur les paliers arrières des signaux de suppression de ligne, la fréquence de la sous-porteuse de chrominance a la valeur nominale suivante :

Sur les lignes en modulation par le signal D'_R :

$$f_{0R} = 282 f_H \quad f_{0R} = 4,40625 \text{ MHz}$$

Sur les lignes en modulation par le signal D'_B :

$$f_{0B} = 272 f_H \quad f_{0B} = 4,25000 \text{ MHz},$$

où f_H est la fréquence de balayage de ligne.

2.9. La déviation nominale de fréquence de la porteuse de chrominance correspondant aux niveaux $D'_R = D'_B = 1,0$ (en prenant égale à 1,0 l'amplitude noir-blanc du signal de luminance) est égale aux valeurs suivantes :

Pour la modulation de D'_R : 280 kHz ;

Pour la modulation de D'_B : 230 kHz.

La valeur maximale de l'excursion atteinte pendant les crêtes des signaux D'_R et D'_B préaccentués est limitée aux valeurs suivantes :

Pour la modulation par D'_R : + 350 kHz
et — 500 kHz ;

Pour la modulation par D'_B : + 500 kHz
et — 350 kHz

2.10. L'amplitude de la sous-porteuse de chrominance pour la fréquence correspondant au minimum de la courbe de correction haute fréquence (voir paragraphe 2.11) est égale à 0,115 (0,23 crête à crête) en prenant égale à 1,0 l'amplitude noir-blanc du signal de luminance

2.11. Le signal de chrominance modulé en fréquence est soumis à une correction haute fréquence par passage dans un circuit dont le facteur de transmission est exprimé par la formule :

$$A_{HF}(f) = \frac{1 + j 16 F}{1 + j 1,26 F}$$

dans laquelle $F = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}$, avec $f_0 = 4,28600 \text{ MHz}$

2.12. Les signaux de synchronisation des couleurs (signaux d'identification des lignes) permettant la mise en phase des commutateurs de l'émetteur et du récepteur sont transmis pendant 9 lignes de la durée de suppression de trame, à savoir sur les lignes 7 à 15 de la première trame et les lignes 320 à 328 de la deuxième trame de l'image.

Ils consistent en des salves de sous-porteuse modulée en fréquence par les signaux suivants, transmis séquentiellement en ligne :

a) D'_R variant linéairement depuis le début de la ligne pendant $15 \pm 5 \mu\text{s}$ de 0 à + 1,25 suivi d'un palier au niveau de + 1,25 ;

b) D'_B variant linéairement depuis le début de la ligne pendant $20 \pm 10 \mu\text{s}$ de 0 à — 1,50 suivi d'un palier au niveau de — 1,50 (en prenant égale à 1,0 l'amplitude noir-blanc du signal de luminance).

Dans les trames 1 et 2, le signal D'_R est transmis sur les lignes paires et le signal D'_B sur les lignes impaires.

Dans les trames 3 et 4, le signal D'_R est transmis sur les lignes impaires et le signal D'_B sur les lignes paires.

2.13. Le signal de chrominance est supprimé :

a) Dans le signal de suppression ligne, depuis le début de ce signal et jusqu'à un instant compris entre 5,4 et 6 μs après le front avant du signal de synchronisation de ligne ; toutefois la limite supérieure pourra être augmentée jusqu'à 8 μs si cela s'avère utile ;

b) Sur le signal de suppression trame, en dehors des périodes de transmission des signaux d'identification des lignes décrits au paragraphes 2.12.

2.14. On admet une modulation d'amplitude complémentaire de la sous-porteuse de chrominance par un signal dépendant du niveau des composantes du signal de luminance qui se trouvent dans la bande de fréquence du signal de chrominance.

Nota. — Les caractéristiques de cette modulation seront précisées ultérieurement.

2.15. Le signal de luminance est transmis avec une bande de fréquence de 6 MHz.

2.16. Les signaux de différence de couleur, outre la correction vidéo fréquence décrite au paragraphe 2.7, sont soumis à une limitation de spectre par un circuit donnant une atténuation de 3 dB à 1,4 MHz et au moins 20 dB sur les fréquences supérieures ou égales à 3 MHz.

2.17. La précision de coïncidence dans le temps des signaux de luminance et de chrominance sera précisée ultérieurement.

2.18. La phase de la sous-porteuse de chrominance non modulée est égale à 0° ou 180° par rapport à la fréquence de référence ou f_{0R} ou f_{0B} indiquée dans le paragraphe 2.8. Le changement de phase de 180° est effectué pendant une ligne toutes les trois lignes et, de plus, pendant une trame toutes les deux trames.

3. Caractéristiques du signal rayonné.

Les caractéristiques générales du signal rayonné sont celles utilisées pour la radiodiffusion du système noir et blanc à 625 lignes et 50 trames par seconde, désigné par système *L* du C.C.I.R.

Informations

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCES par rapport à l'étalon Cs₂ en 10⁻¹⁰

Janvier 1967	GBR 16 kHz	WWVL 20 kHz	NSS 21,4 kHz	MSF 60 kHz	HBG 75 kHz	Allouis 164 kHz
1	- 300,6	—	- 299,7	- 300,4	- 0,3	- 0,7
2	- 300,1	—	- 299,4	- 300,3	- 0,3	- 0,6
3	- 300,1	—	- 299,9	—	- 0,2	- 0,6
4	—	—	- 300,0	- 300,6	- 0,2	- 0,5
5	—	- 300,1	- 300,0	- 300,6	- 0,2	- 0,7
6	—	- 300,0	—	- 300,6	- 0,3	- 0,6
7	—	- 300,1	- 300,2	- 300,6	- 0,3	- 0,7
8	—	- 300,0	- 300,2	- 300,6	- 0,5	- 0,9
9	—	- 300,1	- 300,3	- 300,9	- 0,5	- 1,0
10	—	- 300,0	- 300,2	- 300,9	- 0,5	- 0,7
11	—	- 300,3	- 299,7	- 300,9	- 0,4	- 0,7
12	- 300,5	- 300,3	- 300,7	- 300,9	- 0,4	- 0,7
13	- 300,5	- 300,3	- 300,2	- 300,5	- 0,4	- 0,6
14	- 300,5	- 300,3	- 300,4	- 300,5	- 0,4	- 0,7
15	- 300,5	- 300,3	- 300,5	- 300,5	- 0,4	- 0,8
16	- 300,5	- 300,3	- 300,3	- 300,5	- 0,4	- 0,9
17	- 300,5	- 300,3	- 300,0	- 300,0	- 0,5	- 0,8
18	- 300,5	- 300,3	- 299,8	- 300,0	- 0,3	—
19	- 299,7	- 300,3	- 300,4	- 300,1	- 0,2	- 0,7
20	- 299,6	- 300,3	- 300,1	- 300,1	- 0,2	- 0,6
21	- 299,7	- 300,3	- 299,6	- 300,0	- 0,2	- 0,6
22	- 299,7	- 300,0	- 300,1	- 300,0	- 0,2	- 0,7
23	- 299,6	- 300,2	- 300,1	- 300,0	- 0,3	- 0,7
24	- 299,6	- 300,2	- 300,0	- 300,0	- 0,3	- 0,7
25	- 299,6	- 299,8	- 300,2	- 299,9	- 0,3	- 0,7
26	- 299,6	- 299,7	- 300,2	- 299,9	- 0,2	- 0,6
27	- 299,5	- 299,6	- 300,0	- 299,8	- 0,1	- 0,5
28	- 299,5	- 299,6	- 300,5	- 299,8	- 0,1	- 0,5
29	- 299,5	- 299,6	- 301,3	- 299,8	- 0,1	- 0,5
30	- 299,4	—	- 300,4	- 299,2	- 0,2	- 0,4
31	- 299,4	—	—	- 299,2	- 0,2	—

— Les enregistrements de phase ont été effectués par l'intermédiaire d'un oscillateur à rubidium.

— Les fréquences sont rapportées à l'étalon à césium Cs₂ du Département « Fréquences » du C.N.E.T.

PUBLICATIONS TECHNIQUES

RÉÉDITION DU BULLETIN TECHNIQUE « GENERAL RADIO » SUR LES MESURES DES PARAMÈTRES DE TRANSISTORS DE 25 A 1 500 MHz

Le bulletin technique GENERAL RADIO numéro E107 décrit le fonctionnement du pont d'impédance, d'admittance et de fonction de transfert et donne un aperçu de ses nombreuses applications aux circuits dipôles, quadripôles passifs et actifs, et, en particulier aux transistors. L'appareil qui fonctionne en méthode de zéro donne directement, sans calcul, les paramètres y , h et z avec une très bonne précision. Ces paramètres, qui sont universellement employés par les fabricants et les utilisateurs de transistors, ont l'énorme avantage de permettre de représenter le transistor par un circuit équivalent. En complément à la précédente édition, on trouve dans ce bulletin une description des nouveaux supports coaxiaux quatre fils destinés à mesurer les transistors avec des fils de sortie de 5 cm sans qu'il en résulte une modification de leurs caractéristiques. Ce bulletin technique peut être obtenu auprès des Ets RADIOPHON, 148, avenue Malakoff, Paris-16^e.

NOUVEAUTÉS TECHNIQUES

HYPALON PROTÈGE LES ANTENNES-CORNETS DE LA RADIO ANGLAISE

Sur la nouvelle tour de la General Post Office de Londres, ainsi qu'aux divers relais-radio britanniques, on peut voir des antennes de fabrication GEC, en forme de paraboloïdes. Pour assurer leur protection, l'extrémité libre du dispositif doit être équipée d'une membrane résistant aux intempéries et ne causant aucune distorsion. Une « transparence aux ondes radio » satisfaisante pour cette application est offerte par du tissu polyester enduit de caoutchouc synthétique HYPALON, produit par Du Pont de Nemours.

Après de nombreuses recherches, les techniciens de Frankenstein Ltd de Manchester, spécialistes des tissus enduits, ont arrêté leur choix sur un tissu polyester enduit sur les deux faces d'HYPALON correctement formulé. Ce tissu ainsi

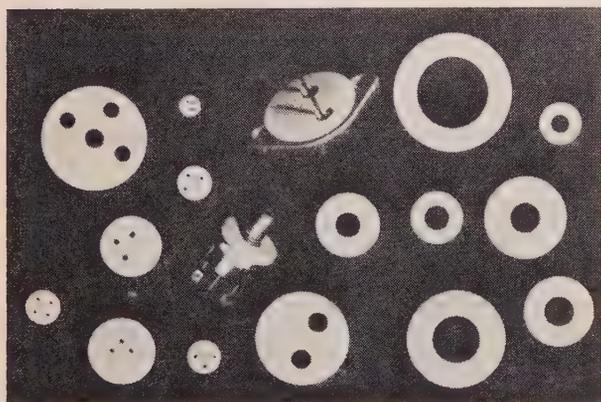
préparé offre des caractéristiques électroniques valables pour cette application. L'excellente résistance de ce caoutchouc aux intempéries donne, de plus, une garantie contre les sévères conditions d'exposition en service.

Toutes les antennes de relais radio des Iles Britanniques — il y en a environ trois à quatre cents — sont munies de ces membranes qui ont donné toute satisfaction depuis six ans. Ces dernières ont 2,40 ou 3,60 m de diamètre et tous les assemblages sont cousus puis protégés par une bande de recouvrement collée. Elles protègent les cornets contre la poussière et l'humidité; la pression d'air maintenue à l'intérieur réduit les risques de flexion de la membrane.

PLAQUE DE MONTAGE POUR TRANSISTORS, EN NITRURE DE BORE

Différents types de plaques de diverses dimensions pour montage de transistors, produites par UNION CARBIDE CORPORATION, CARBON PRODUCTS DIVISION, sont figurées ci-contre.

Les caractéristiques exceptionnelles du nitrure de bore permettent de monter et d'isoler les semiconducteurs sur le



châssis et, en même temps, d'évacuer dans ce dernier la chaleur qu'ils développent. La résistance thermique du nitrure de bore sec étant d'environ 0,1 °C/W, rend inutile l'utilisation, dans la plupart des cas, de graisses de contact.

Les plaques sont fabriquées en épaisseurs de 0,8 mm et 1,6 mm, elles offrent une bonne résistance mécanique et leur surface est suffisamment molle pour assurer un bon contact thermique avec le châssis.

NOUVELLES DIODES « SCHOTTKY » HEWLETT-PACKARD

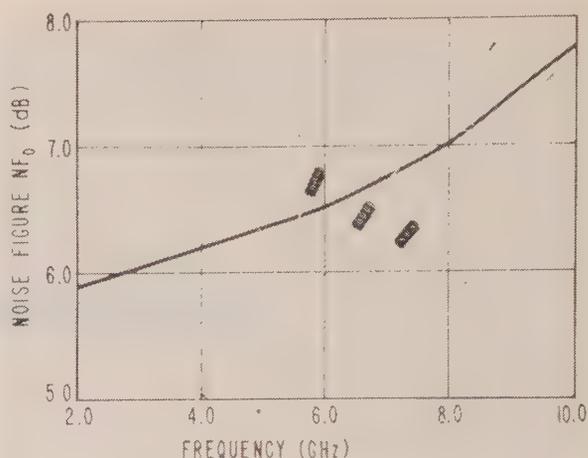
Une nouvelle série de diodes HPA subminiatures à « porteurs chauds » a été spécialement conçue pour l'emploi des mélangeurs-détecteurs à faible bruit, à des fréquences allant jusqu'à 8 GHz et plus.

Ces diodes, de la série 2600, ont des caractéristiques de facteur de bruit optimales de 7,0 à 7,5 dB, avec un oscillateur local délivrant 1 mW à 8 GHz et utilisant un amplificateur MF à 30 MHz et de 1,5 dB de gain.

Les diodes HPA de la série 2600 sont des diodes SCHOTTKY en métal-silicium, optimisées pour l'emploi en mélangeur-détecteur HF depuis les basses fréquences jusqu'à 10 GHz, et principalement conçues pour remplacer les diodes à points dans les applications critiques des récepteurs.

Ces diodes HPA se présentent sous forme de capsule de verre mesurant 3,8 mm de longueur sur 1,7 mm de diamètre.

La gamme de température de fonctionnement s'étend de -60 à +125 °C. La puissance moyenne dissipée (à 25 °C)



est de 125 mW. La dissipation de puissance crête (pour une impulsion de 1 μs et un rapport cyclique de 0,001) est de 0,8 W.

Pour plus amples renseignements s'adresser à HEWLETT-PACKARD FRANCE, 150, bd Masséna, Paris 13^e.

NOUVELLE FAMILLE DE VARACTEURS MULTIPLICATEURS DE PUISSANCE

La section des semiconducteurs de MICROWAVE ASSOCIATES, produit une nouveauté intéressante, la série MA4960 de varacteurs multiplicateurs de haute puissance. Elle couvre la gamme s'étendant des ultra hautes fréquences à la bande K. La puissance de sortie varie de 30 W pour 100-250 MHz jusqu'à 0,050 W pour 25 GHz.

Ces composants sont des raccords diffusés épitaxiaux en silicium dont le profil de résistivité a été étudié avec soin. Ils sont fournis dans sept boîtes qui diffèrent selon les besoins.

Un exemple caractéristique de la série est le MA4964 qui opère dans la bande de fréquences de 2 à 3 GHz avec les spécifications suivantes :

Puissance de sortie :	5 W
Tension de claquage pour 10 mA min. :	70 V
Capacité de jonction à 1 MHz :	3 pF min, 5 pF max.
Fréquence de rupture :	50 GHz (— 6 V)
Temps de rupture :	0,5 ns
Résistance thermique :	30 °C/W
Température d'emmagasinage et opérationnelle :	— 65 °C à + 175 °C.

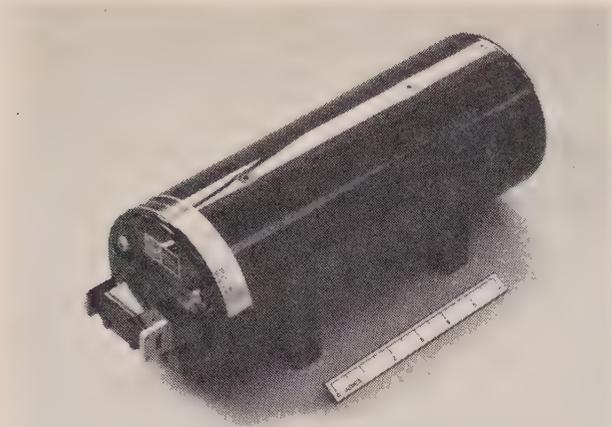
Ces varacteurs ont une haute fiabilité et un rendement élevé de multiplication dans les systèmes radar de communications par semiconducteurs, et en télémétrie.

Pour des informations plus détaillées s'adresser directement à : MICROWAVE ASSOCIATES, Hyde House, the Hyde, Edgware Road, London, NW9.

AMPLIFICATEUR A FAIBLE BRUIT WATKINS JOHNSON

L'amplificateur à T.O.P. modèle WJ 393, fabriqué par WATKINS JOHNSON, vient rallonger la liste d'amplificateurs à faible bruit et à alimentation intégrée, déjà commercialisés.

Cet amplificateur présente un facteur de bruit caractéristique de 11 dB dans la bande de fréquence 18 à 26,5 GHz. Sa puissance de sortie saturée est de 1 mW minimum, son gain est de 25 dB minimum. L'amplificateur



modèle WJ 393 se branche directement sur secteur 115 V. Sa consommation est de 20 W. L'aimant permanent est magnétiquement blindé, ce qui fait que l'amplificateur peut être placé à proximité d'autres aimants ou de matériaux ferro-magnétiques.

Comme tous les amplificateurs Watkins Johnson, celui-ci est également couvert par une garantie de 3 500 h.

Représentant : COMSATEC, 134, avenue de Malakoff, Paris-16°.

DÉPHASEURS 360° POUR LES GAMMES DE FRÉQUENCE DE 18 A 140 GHz

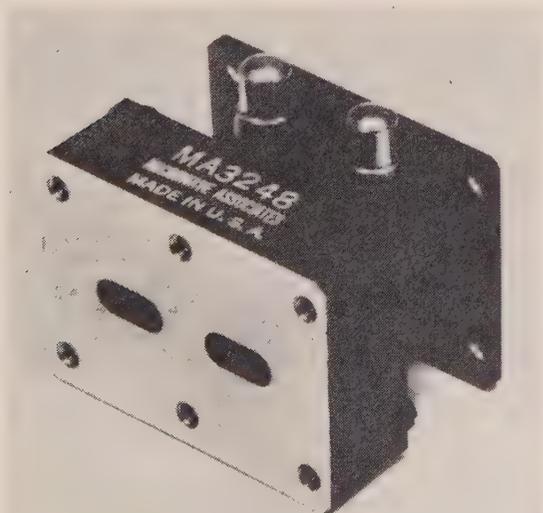
Les déphaseurs de 0° à 360° DE MORNAY BONARDI, modèle DB 910 pour les gammes de fréquence de 18 à 140 GHz sont des appareils de précision qui possèdent un taux d'ondes stationnaires inférieur à 1,20 et une perte par insertion caractéristique inférieure à 1,25 dB à 360°. Précision $\pm 1,8$ à $\pm 3^\circ$ suivant les gammes.

La résolution optimale est obtenue par un obturateur précis en mica, commandé par un micromètre. L'absence de tout système d'engrenage évite le jeu mécanique. La précision de lecture du micromètre atteint 25 μ et la disposition judicieuse de son cadran permet une grande facilité d'emploi. Une courbe d'étalonnage est fournie avec chaque appareil.

Pour tous renseignements complémentaires, s'adresser à MEGEX, 105, quai Branly, Paris-15°.

NOUVEAU TUBE DOUBLE PRÉ-TR/TR

Un nouveau tube double pré-TR/TR vient d'être déve-



loppé pour utilisation entre coupleurs hybrides courts à fente dans la dimension de guide d'ondes WR62.

Le tube MA3248-1 opère dans une gamme de fréquences de 15,5 à 17,5 GHz et fonctionne à une puissance de crête maximale de 125 kW avec un temps de déionisation de 5 μ s. Cette unité combinée donne un temps de déionisation minimal pour une protection maximale du récepteur avec contrôle de phase continu dans les limites de $\pm 3^\circ$.

Ses applications comprennent les circuits duplexeurs à haute puissance de bande large, bande Ku, pour radars monopulsés.

Pour détails supplémentaires s'adresser à : MICROWAVE ASSOCIATES, Hyde House, the Hyde, Edgware Road, London, NW9.

NOUVELLES RÉSISTANCES A COUCHE MÉTALLIQUE

Grâce à la miniaturisation de ses anciens modèles A/3 de résistances à couche métallique, la Société RADIAC, 206, rue Lafayette, Paris-10°, tél. 607.35.00 a rendu industrielle la production de résistances de haute valeur OHMIC.

Le modèle A/7 est, à l'heure actuelle, le plus petit modèle au monde capable d'atteindre $10^{13} \Omega$ dans un si faible volume. (Longueur 3,5 cm - diamètre 5 mm).

Rappelons que la Sté RADIAC fabrique des résistances bobinées, à couche de carbone et à couche métallique, ainsi que des potentiomètres.

UNE NOUVELLE THERMISTANCE RÉALISÉE A PARTIR DE DIAMANT SYNTHÉTIQUE

Couvrant une très importante gamme de températures : de -20°C à $+650^\circ\text{C}$, ce nouveau type de thermistance est réalisé par GENERAL ELECTRIC Cy (USA) à partir d'une parcelle de diamant synthétique.

Ce nouvel élément thermo-sensible peut donc être réalisé aussi bien pour mesurer des températures correspondant à la liquéfaction de certains gaz que pour déterminer le point thermique auquel certains métaux rougissent.

Cette thermistance comporte une minuscule pastille de diamant synthétique semiconducteur, sur les faces de laquelle sont appliqués deux conducteurs maintenus par un enrobage de verre faisant office d'ampoule de protection. Lorsque la température de cette pastille augmente ou diminue, la résistance électrique du diamant diminue ou augmente suivant une loi déterminée.

Les essais ont démontré que cette thermistance présentait une très grande stabilité et une remarquable constance dans les caractéristiques. De plus, la parcelle de diamant étant très petite et présentant une forte conductivité thermique, permet une réponse rapide aux variations de température.

La forme de cette thermistance et sa taille réduite facilitent son utilisation dans les sondes et tous les équipements de mesure et de contrôle de la température. De plus, elle peut être placée dans tous les fluides sans aucun inconvénient.

Ce nouveau composant qui sera commercialisé dans le courant de l'année 1967, trouvera donc de nombreuses applications pour les équipements de mesure ou de contrôle, que ce soit dans les domaines aérospatiaux ou industriels.

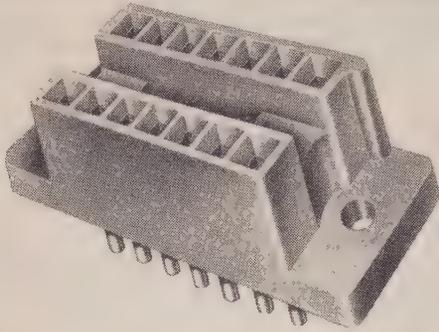
Les diamants naturels présentant des propriétés semiconductrices étant très rares, la GENERAL ELECTRIC Cy a fait d'importantes recherches et a mis au point un diamant industriel en 1955, en partant du graphite.

La semiconductivité est obtenue en diffusant dans le diamant, en présence de fortes pressions et de températures élevées, des particules de bore et d'aluminium. On obtient ainsi un diamant semiconducteur du type P.

NOUVEAUX SUPPORTS BARNES POUR CIRCUITS INTÉGRÉS

BARNES Development Cy annonce la sortie d'une nouvelle série de supports MGL pour essais rapides de circuits intégrés : contrôle de vieillissement, durée de vie, etc.

Elle pourra être utilisée pour des circuits intégrés à 14 ou 16 sorties avec un espacement de 0,100", elle peut également être montée sur châssis et circuit imprimés.



Ces supports sont compacts et ont les dimensions hors tout 1/4", 1/2", 3/4" de longueur et avec flasques longueur 1-1/16". Le diélectrique est en polysulfone pour fonctionnement en service continu de - 65° à + 150° C.

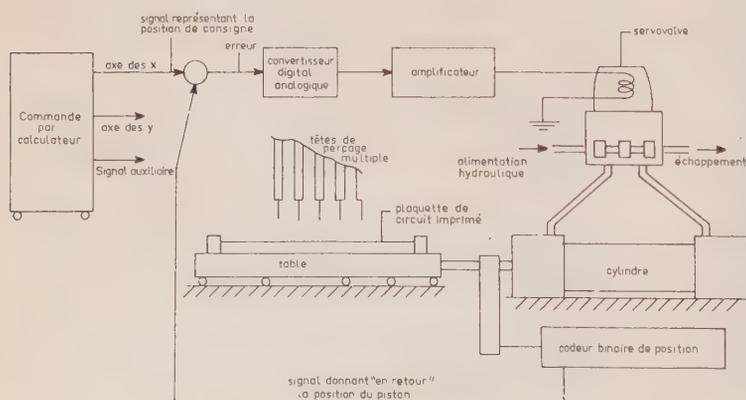
Les contacts de grande précision sont en cuivre beryllium avec des ressorts étalonnés, nikelés et recouverts d'or dur. Durée de vie moyenne : 20 000 insertions.

Représentant : SPETELEC, 12, rue Le Chatelier, Paris-17^e.

DES SERVOVALVES ÉLECTROHYDRAULIQUES POSITIONNEMENT DES PLAQUETTES DE CIRCUITS IMPRIMÉS POUR Y PERCER 4 000 TROUS PAR MINUTE

Un positionnement précis de plaquettes de circuits imprimés pour y exécuter 4 000 perçages par minute est obtenu grâce à deux servovalves électrohydrauliques.

Ces servovalves Moog, modèle 31-185, commandent deux cylindres hydrauliques qui positionnent les plaquettes sur les axes X et Y au-dessous des têtes multiples d'une perceuse à haute cadence de travail. On obtient sur chaque axe une précision de positionnement de $\pm 50 \mu$ au moyen de codeurs binaires de la position linéaire, situés parallèlement à chacun des deux cylindres. Les signaux émis par ces codeurs sont utilisés en retour et comparés aux signaux de consigne fournis par un calculateur de commande ; toute différence (erreur) est amplifiée après conversion numérique/analogique pour donner un signal correcteur à la servovalve.



On a enregistré des accélérations et des décélérations de $10 g$ sur la masse de 6 kg représentée par l'ensemble de la plaquette, de la table et du dispositif de serrage. Un changement de position de 3 mm absorbe une force de 50 ms environ, dont 25 pour l'opération de détente. La commande électrohydraulique est la seule à être capable d'effectuer un positionnement aussi rapide.

La course totale de chaque cylindre est de 127 mm. En service normal, les déplacements se font par pas de 3 mm. Chaque cylindre a un alésage de 25,4 mm et les doubles tiges de piston ont 19 mm de diamètre.

Les codeurs binaires utilisés pour la rétroaction divisent chaque unité de parcours en un grand nombre de fractions et sont « lus » par des moyens photoélectriques. Si le signal en retour ne coïncide pas avec le signal de consigne à un instant donné, la servovalve s'ouvre quasi instantanément pour rectifier l'erreur. L'amplification ou « gain » du système est réglée de telle sorte que l'ouverture de la servovalve est totale pour une erreur qui atteint ou dépasse 6 mm.

Aux servocommandes Moog, au mécanisme de détente et au dispositif de serrage, l'alimentation fournit de l'huile filtrée à température contrôlée, dont la pression est réglée à 50-60 kp/cm² et dont le débit minimal (4 l/mn) permet un déplacement simultané sur les deux axes.

MOOG assure, du siège de la société, Hans-Klemm-Strasse 17, 7030, Böblingen, Allemagne, la distribution et le service après-vente de ses servovalves.

SOUS-ENSEMBLES POUR TÉLÉVISION EN COULEURS PRÉSENTÉS PAR RADIOTECHNIQUE COPRIM R.T.C.

Le système définitif de télévision en couleur adopté par la France et certains autres pays étrangers étant maintenant bien défini et la date de mise en exploitation des premiers émetteurs étant également connue, on conçoit que le délai donné à l'industrie pour faire face à ces nouveaux besoins est extrêmement court.

LA RADIOTECHNIQUE COPRIM RTC n'avait pas attendu ces données pour travailler à fond les techniques de base et les meilleures solutions de leur application pour la TV couleur.

Depuis un an, elle avait spécialisé une équipe d'experts, pour accélérer les travaux en cours et pouvoir présenter aux fabricants de téléviseurs des solutions soulignant la maturité des connaissances acquises, tant par leur originalité que par les performances techniques et économiques qu'elles permettent d'obtenir.

LA RADIOTECHNIQUE est, dès maintenant, à même de proposer un ensemble complet et homogène de Composants et de Sous-Ensembles pour la télévision en couleur, bi-standard, fonctionnant suivant les systèmes SECAM et PAL.

La conception des circuits d'utilisation y est étudiée pour le fonctionnement d'un transformateur de balayage lignes avec THT intégrée, à partir d'une alimentation + 300 V et déviation stabilisée par résistance VDR.

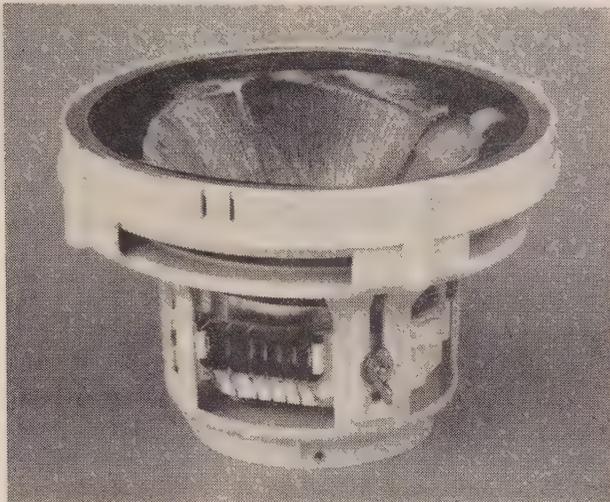
Un des aspects particuliers des circuits de déviation réside dans le fait que la correction de coussin verticale et horizontale est réalisée par un transducteur de dimensions réduites.

La commutation des circuits de balayage et de convergence est réalisée par un groupe de relais commandés automatiquement à partir des circuits de synchronisation.

Le jeu de sous-ensembles se compose des pièces suivantes pour une exécution bi-standard :

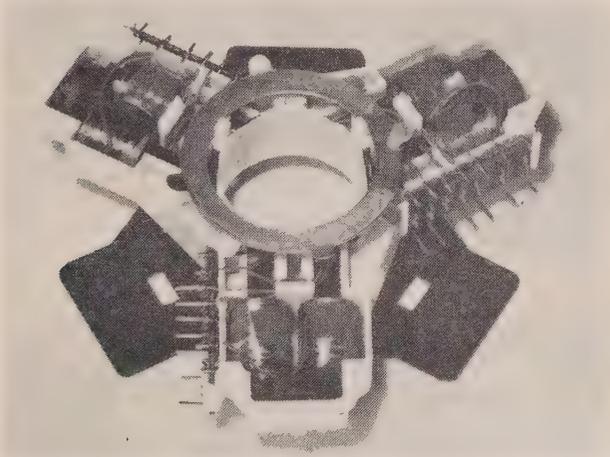
A) *Unité de déviation AT. 1022/02 pour tube trichrome A 63-11X-90°.*

Bobines lignes et image déplaçables axialement pour obtenir le centre de déviation correct. (fig. 1).



B) *Unités de convergence*

Radiale : AT 1023/01 qui se monte sur le déviateur, réglages statique et dynamique pour chaque faisceau. (fig. 2).



Latérale AT 1025/01 pour réglages statique et dynamique.

C) *Transformateur de balayage lignes et THT AT 2050/02.*

Utilisé pour le balayage ligne bi-standard et l'alimentation THT du tube trichrome à partir d'une alimentation HT + 300 V en 625 lignes et + 330 V en 819 lignes (réception des émissions noir et blanc).

Stabilisation de la source THT par triode ED 500 — Etage puissance ligne avec EL 505 — Diode THT GY 501 — Diode récupératrice d'énergie EY 500.

D) *Transformateur de sortie image 4311.080.00020.*

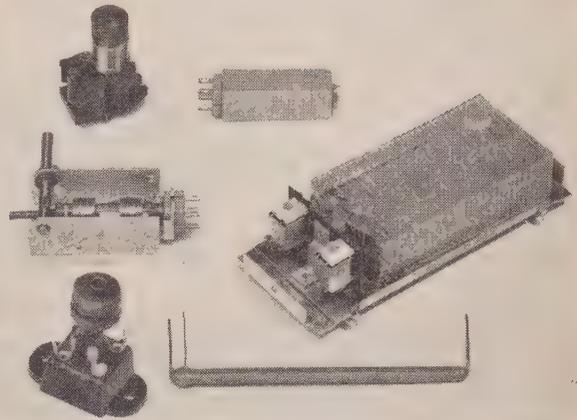
Adapté pour l'utilisation en haute impédance des bobines de l'unité de déviation AT 1022/02. Il est commandé par un circuit « Fantastron-intérateur de Miller ».

E) *Transducteur pour correction de coussin.*

Composant nécessaire pour compenser la distorsion en forme de coussin ; il agit par *correction électrique* permettant de conserver une pureté correcte des couleurs en réduisant la distorsion à moins de 1 %.

F) *Bobines de correction.*

Utilisées pour mettre en forme les courants nécessaires aux convergences dynamiques (fig. 3).



4 × AT 4040/11 : balance des corrections des faisceaux V et R et réglage d'amplitude pour le faisceau B.

2 × AT 4040/12 : amplitude des corrections pour les faisceaux V et R.

2 × AT 4040/13 : couplage additionnel entre R, V. et B.

2 × AT 4040/14 : correction additionnelle du Bleu par superposition d'harmonique 2.

AT 4040/15 : réglage de la correction de coussin en liaison avec le transducteur.

AT 4040/16 : bobine shunt cadrage horizontal (photo 5).

AT 4040/17 : bobine d'équilibrage des courants de déviation dans les bobinages lignes.

AT 4042/02 : réglage de la linéarité horizontale.

G) *Lignes à retard* pour la *luminance*, ligne à retard à constantes réparties, et pour la *chrominance* 8222.290. 21131, réalisée en verre et destinée aux circuits de découpage des récepteurs de télévision en couleur utilisant les systèmes de modulations SECAM ou PAL (fig. 3).

En parallèle avec ce très important effort technique, RTC a procédé à des investissements considérables. Parmi ceux-ci, figurent l'implantation à Dreux d'une première chaîne de production en grande série de tubes images couleur « Shadow Mask ».

Dans ses autres usines de Composants et de Sous-Ensembles tout a été prévu par LA RADIOTECHNIQUE pour des productions de série dès le début de l'année 1967 pour répondre, non seulement aux besoins de la clientèle française, mais également à l'exportation.

NOUVEAUTÉS SEIEM

1° Alimentations stabilisées.

La SEIEM, 45, rue Polonceau, Paris-18^e, présente une gamme complète d'alimentation stabilisées particulièrement robustes conçues plus spécialement en vue d'utilisations industrielles.

Cette gamme comprend 15 modèles présentés sous la forme de rack standard 19" ou sur châssis pour incorporation dans une armoire.

Ces alimentations stabilisées couvrent les plages de tension 0-30 V, 0-50 V, 0-100 V, 0-300 V, 0-600 V et 0-1100 V, les intensités pouvant aller jusqu'à 10 A (modèle 3-30 V).

Ces appareils bénéficient d'une grande facilité d'emploi (variation en une seule gamme de la tension de sortie) tout en ayant un coefficient de température et une ondulation très faibles permettant leur utilisation dans la majorité des applications.

2° Equipements photo-électriques.

Deux types de relais sont disponibles : le modèle standard dont la portée peut atteindre 27 m ; le modèle modulé dont la portée peut atteindre 170 m. Ces relais sont

montés dans des boîtiers étanches particulièrement robustes pour installations à l'intérieur ou à l'extérieur. Alimentation 110, 220, 380 ou 440 V.

Afin de résoudre tous les problèmes de détection par cellule photo-électrique qui peuvent se poser, ces relais peuvent être actionnés par une très grande variété de projecteurs et récepteurs et en particulier par un projecteur et un récepteur à refroidissement par circuit d'eau étudié tout spécialement pour les applications à températures très élevées.

Les projecteurs sont généralement équipés avec ensemble optique de focalisation réglable et peuvent tous recevoir des filtres infrarouges.

3° Transmetteurs de précision A.E.I.

Les selsyns sont des machines à synchronisation automatique spécialement conçues pour la répétition à distance. Lorsqu'un selsyn transmetteur et un selsyn récepteur sont interconnectés, toute rotation de l'arbre du transmetteur sera répétée par l'arbre du récepteur. La rotation peut être uni ou bidirectionnelle et peut se faire sur quelques degrés ou sur un certain nombre de tours. La vitesse de rotation peut aller jusqu'à 2 000 tr/mn. La transmission peut se faire sur des distances de plusieurs centaines de mètres. Il n'y a pas de limitation au nombre de récepteurs connectés à un même transmetteur, mais sa puissance devra être choisie en conséquence.

Ces selsyns sont des machines bipolaires monophasées, le bobinage statorique secondaire étant du type triphasé réparti 50 V. Ils peuvent indifféremment jouer le rôle de transmetteur ou de récepteur.

Les selsyns de précision sont très largement utilisés pour les systèmes d'indication à distance, tels que répéteurs d'ordres dans les salles de machines, indicateurs de position de valves, contrôle de chaudières, indicateurs de débit, de niveau et fonctionnement à distance de compteurs numériques, etc.

Lorsqu'un selsyn actionne simplement l'aiguille d'un répéteur, le décalage angulaire transmetteur/récepteur est inférieur à 1° sur toute l'échelle. Dans ce type d'application, l'aiguille doit être montée directement sur l'arbre du selsyn répéteur.

Les transmetteurs de précision se font en trois types de consommation 15, 60 et 300 VA respectivement.

Un selsyn différentiel ayant deux bobines triphasées peut être inséré entre les secondaires de deux transmetteurs. Ce selsyn indiquera alors directement la différence angulaire ou la différence de vitesse de rotation entre les transmetteurs.

MINUTERIES

ET RELAIS TEMPORISÉS NUMÉRIQUES GOETZ

1° Minuteries numériques de précision

Ces minuteries ont été développées à partir des compteurs d'impulsions GOETZ et elles possèdent les mêmes dimensions que ces derniers.

En branchant ces appareils sur le réseau alternatif de 50 Hz, ils permettent, à l'aide d'une démultiplication interne et d'un redresseur, de compter les centièmes, dixièmes et secondes entières.

Les chiffres marquant les fractions de seconde sont en rouge et ceux indiquant les secondes entières sont en blanc.

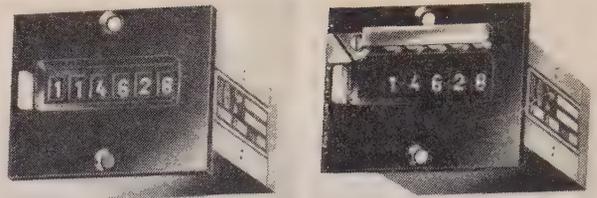
La remise à zéro peut être électrique ou manuelle par touche.

Etendue de mesure EZ 14 = 999,9 s.
EZ 16 = 9999,9 s.
ou 9999,99 s.

Tension d'alimentation : 24 et 220 \pm 10 % 50 Hz.

2° Relais temporisés universels à réglage numérique

Ces relais temporisés possèdent également les mêmes dimensions que les compteurs d'impulsions de ce constructeur. La fabrication repose sur les mêmes principes que les minuteries décrites ci-dessus.



La présélection de la temporisation peut être effectuée pour des temps allant jusqu'à 9999,9 s. avec une précision de 0,1 s.

Cet appareil peut être livré avec repositionnement électrique ou manuel par touche.

Etendue de mesure 9999,9 s.

Précision 0,1 s.

Tension 24 et 220 V \pm 10 % 50 Hz.

Déclenchement : contact inverseur.

Etablissements Robert GOETZ et Cie, 85, rue du Château-Zu-Rhein, 68-Mulhouse-Dornach.

Représentant pour la région parisienne : Ets V.A.S., 8, rue Albert-Joly, 78-Versailles. Tél. 951.37.20.

UN COMPTEUR ÉLECTRONIQUE

50 MHz ÉCONOMIQUE

HEWLETT PACKARD

Un nouveau compteur électronique offre grâce à un grand choix de tiroirs, la possibilité de mesure dans une gamme de fréquence étendue ; avantage que possèdent seulement les compteurs de prix élevé qui ont cependant certains raffinements supplémentaires.

Le compteur proprement dit a une cadence de comptage maximale de 50 MHz qui peut être étendue, grâce à un ensemble de tiroirs convertisseurs hétérodynes HP lui permettant des mesures précises de fréquence jusqu'à 12,4 GHz avec une résolution de 1 Hz. Bien qu'économique, ce nouveau compteur possède une gamme complète de temps d'ouverture de porte commutables de 1 μ s à 1 s.



Le nouveau compteur HP modèle 5246L peut recevoir tous les tiroirs conçus pour le compteur 50 MHz HP modèle 5245L bien connu. Il peut effectuer des mesures directes de fréquence jusqu'à 350 MHz à l'aide du tiroir à présélection, fonctionner avec une sensibilité de 1 mV grâce au tiroir préamplificateur (la sensibilité du compteur proprement dit est de 100 mV), peut normaliser la lecture à l'aide du tiroir compteur pré-réglé ou mesurer des intervalles de temps allant de 1 μ s à 10⁶ s et effectuer des mesures numériques de tension jusqu'à 1 000 V à l'aide de deux autres tiroirs.

La lecture du compteur se fait par six chiffres, mais pour accroître la résolution, on peut, sur option, y ajouter un 7^e et même un 8^e chiffre au moment de l'achat ou après. La précision nominale de l'instrument est déter-

minée par l'oscillateur fournissant la base de temps dont la stabilité en fonction du vieillissement est meilleure que $\pm 2 \times 10^{-7}$ par mois.

L'impédance d'entrée de l'amplificateur muni de deux transistors à effet de champ est de $1 \text{ M } \Omega$ shuntés par 25 pF pour tous les niveaux de signaux jusqu'à 1 V indépendamment de la fréquence jusqu'à 50 MHz . Grâce à l'impédance d'entrée élevée et constante, on peut être assuré d'un faible TOS lorsque l'entrée est reliée à une ligne de transmission fermée; si on désire atténuer la tension d'entrée ou posséder une impédance d'entrée de $10 \text{ M } \Omega/10 \text{ pF}$, il suffit d'utiliser une sonde d'oscilloscope.

SONOMÈTRE L.E.A.

Cet appareil, d'un encombrement très réduit, représente dans son principe une oreille humaine artificielle. Il est destiné à la mesure objective d'un niveau d'un son ou d'un bruit complexe, à partir d'un niveau près du seuil d'audibilité jusqu'à un niveau au-delà du seuil de la douleur.



Dans le domaine des machines de tous genres, la mesure objective des bruits est d'une grande importance non seulement du point de vue gêne, mais aussi précision de fonctionnement et contrôle de l'usure.

Le Sonomètre sert aussi bien à l'étude des machines nouvelles qu'à la surveillance des machines en service: tout bruit acoustique et toute vibration mécanique sont le signe extérieur d'une irrégularité susceptible de produire une diminution de la précision ou une augmentation de l'usure de la machine.

Le Sonomètre est utilisé également pour la mesure des bruits dans les locaux d'habitation et dans les usines, dans les wagons de chemin de fer, les avions et les automobiles.

Le Sonomètre contrôle les bruits des ventilateurs, des avertisseurs, des sirènes et en général de tout moteur en rotation.

En outre, il sert à mesurer l'isolement acoustique et à explorer les champs sonores, soit à l'air libre, soit dans les salles.

Le Sonomètre de précision L.E.A. entièrement autonome, alimenté par piles, est entièrement équipé de transistors. Sa forme, son faible poids, son microphone incorporé et son grand instrument de mesure permettent de faire des mesures en tenant le Sonomètre à bout de bras.

Plage de mesure: 24 à 140 dB ($0 \text{ dB} = 2 \times 10^{-5} \text{ N/m}^2$ à 1000 Hz).

Filtres intérieurs: Filtre 40 dB (A); filtre 70 dB (B); filtre 90 dB (C); linéaire.

Filtres extérieurs: 2 prises sont prévues pour le branchement d'un filtre extérieur (impédance 600Ω).

Microphone: Microphone de mesure électrodynamique de précision, incorporé à l'appareil. Possibilité d'utiliser le microphone hors du Sonomètre, avec un prolongateur (jusqu'à 50 m), d'utiliser plusieurs microphones avec un commutateur, de remplacer le microphone par un capteur de vibrations électrodynamique à basse impédance, de n'importe quelle marque.

Sorties: Prise analyseur ou oscilloscope (1000Ω , $0,16 \text{ V}$). Prise casque (2000Ω , $0,16 \text{ V}$).

Présentation: H.: 10 ; L.: 10 ; P.: 22 Cm . Poids: $1,5 \text{ kg}$.

NOUVEAUTÉS EN INSTRUMENTATION NUCLÉAIRE PRÉSENTÉES PAR LA RADIOTECHNIQUE A LA SESSION D'ÉTUDES DE LYON

Au cours de la session d'études sur les méthodes d'identification des particules nucléaires qui s'est tenue à Lyon du 19 au 21 janvier 1967, LA RADIOTECHNIQUE-COPRIM-R.T.C. a présenté ses réalisations les plus récentes en composants pour l'instrumentation nucléaire. On a pu remarquer, en particulier, les photomultiplicateurs 56 DVP de très faible bruit et XP 1210 de temps de montée extrêmement bref, le PM400 spécialement conçu pour être embarqué à bord de fusées ou de satellites, et les détecteurs semiconducteurs de localisation de particules.

De plus, un détecteur au germanium de quelques cm^3 de volume a été présenté en fonctionnement dans le cryostat coulé CRY 156 spécialement réalisé pour maintenir ce détecteur à la température de $-180 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant plus de dix jours. Les physiciens ont mis à profit la présence de ce dispositif de hautes performances en spectrométrie gamma pour tracer les spectres de radioéléments à vie très courte qui venaient d'être irradiés à l'accélérateur Van de Graaff.

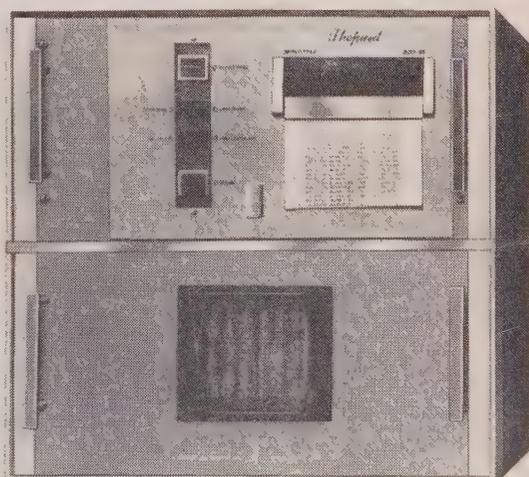
IMPRIMANTES RAPIDES SHEPARD TYPE MINTYPER POUR CALCULATEURS ET INSCRIPTION D'INFORMATION

Les imprimantes présentées par SHEPARD sont le fruit de 15 années d'expérience qui permettent de garantir une grande fiabilité ont déterminé le choix de la N.A.S.A. et de l'Armée américaine.

Elles sont, de plus, paraît-il, d'un prix très raisonnable.

Chaque position d'impression est équipée d'une roue à caractères.

Le nombre de colonnes peut être augmenté en ajoutant les roues à caractères et les éléments d'impression correspondants.



Les marteaux SHEPARD permettent le contrôle de la force de frappe de façon à éviter les risques de perforation du papier et l'usure, même en cas d'absence de ruban ou de papier.

Les électro-aimants de commande des marteaux sont conçus de telle sorte qu'ils éliminent les frottements et l'usure des pivots. La consommation électrique et les vibrations mécaniques sont réduites.

L'alimentation en papier est réalisée par un mécanisme distributeur qui permet l'avance du papier correspondant à un interligne entre chaque cycle d'impression (environ 5 ms.).

Parmi les applications possibles, on peut citer :

- Sortie de convertisseurs analogiques numériques (tension, courants, fréquence).
- Sortie de Compteurs BCD.
- Impression de télémesures.
- Sortie de mémoire à registre (calculateur).

Caractéristiques :

Vitesse : 20 lignes par seconde (en alphanumérique) ; 40 lignes par seconde (en numérique).

Nombre de colonnes : 1 à 48 caractères par ligne.

Encombrement : Boîtier sur table ou rack 48 cm.

Fonctionnement : Synchrone ou asynchrone.

Logique d'entrée : Accepte des codes jusqu'à 6 bits binaires.

Electronique : Transistorisée, alimentation incorporée.

Options : Mise en évidence du point décimal, suppression du zéro, codes d'entrée mélangés, nombre de colonnes pouvant être rendu à 48, vitesse d'impression excédant 40 lignes par seconde, construction du type militaire pour essais d'environnement extrêmes.

Autres modèles. — Impression en sortie de mémoire de calculateur, tambour, ligne à retard, mémoire à tores, ruban perforé ou magnétique, impression sortie à partir de réseaux de télécommunications, Dictaphone, etc.

Les Laboratoires SHEPARD fabriquent aussi des imprimantes jusqu'à 200 colonnes, des imprimantes sur ruban à bas prix, enregistreurs incrémentaux sur bandes magnétiques et systèmes de transmission d'informations sur lignes téléphoniques.

Représentant pour la France : SEUROLEC, SOCIÉTÉ EUROPÉENNE D'ELECTRONIQUE, 39-41, rue de l'Est, 92-Boulogne-Billancourt. Tél. 408.38.60.

NOUVEAU RADIOTÉLÉPHONE

100 % TRANSISTORISÉ

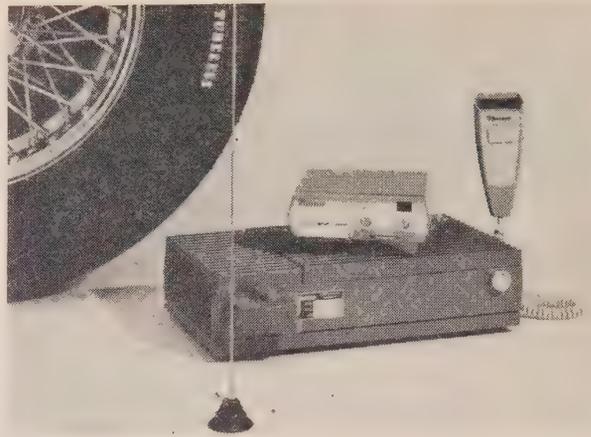
Le Stornophone 600 est un radiotéléphone mobile VHF et UHF/FM fonctionnant sur bandes des 80, 160 et 460 MHz. Les versions 80 et 160 MHz délivrent 10 W antenne et, la version 460 MHz, 6 W.

Il peut avoir un maximum de 12 canaux pilotés chacun par un oscillateur à quartz sous forme de module enfichable. Le nombre de canaux équipés à l'origine peut être étendu à 12 par simple mise en place de modules oscillateurs supplémentaires pré-réglés à la fréquence désirée. Aucun réalignement des circuits n'est nécessaire.

La boîte de commande, avec haut-parleur incorporé, est fixée au tableau de bord, ainsi que le microphone.

Le bloc émetteur-récepteur est placé à un endroit où il ne gêne pas : dans la malle ou sous un siège.

Conçu pour l'équipement des véhicules automobiles, le Stornophone 600 est commutable en 6, 12 et 24 V. Il est protégé efficacement contre les effets d'un renversement fortuit de polarité ou d'un raccordement à une mauvaise tension. Sa consommation en courant est de l'ordre de 0,25 A sous 12 V, c'est-à-dire inférieure à celle d'une ampoule de feux de position.

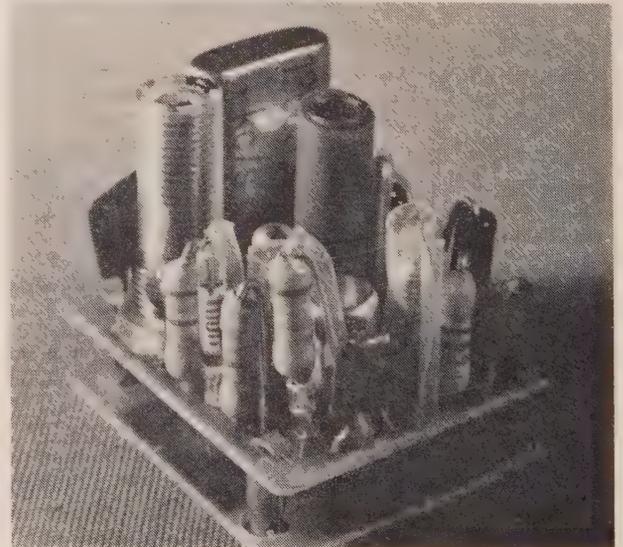


La tension d'alimentation est régulée et maintient constante la puissance de sortie antenne et les niveaux BF, même si le voltage de la batterie varie de $\pm 20\%$.

La sensibilité de son récepteur ($0,3 \mu\text{V}$) procure une amélioration de 4 dB par rapport aux modèles précédents.

Le Stornophone 600 quoique conçu pour des utilisations civiles, égale en performances les appareils construits pour des besoins militaires. Il a subi avec succès les essais très sévères prescrits par les normes DEF 133 (anciennement K 114); les spécifications annoncées n'ont été affectées ni par des différences de température ou d'humidité ni par les chocs mécaniques auxquels les appareils sont soumis durant ces essais.

Le Stornophone 600 est commandé à distance. Les dispositifs d'appel sélectif ou d'identification du véhicule par tonalités musicales, sont contenus dans la boîte de commande qui est si compacte qu'elle peut toujours être montée à portée de la main de l'utilisateur. Le haut-parleur peut être installé soit directement sous la boîte de commande, soit séparément.



Module oscillateur pilote du radiotéléphone Storno ; stabilisé par quartz, il ne mesure que 19 mm de hauteur.

Le Stornophone 600 est homologué en Grande-Bretagne, France, Allemagne Fédérale, Hollande, Suisse, Autriche, Finlande, Suède et Danemark.

Constructeur STORNO, Ved Amagerbanen 21, Copenhague S. Danemark.

UN ÉCRAN MOBILE POUR LA MESURE DE LA RADIOACTIVITÉ DU CORPS HUMAIN

Un écran mobile pouvant couvrir le corps tout entier permet de mesurer la radioactivité de l'organisme humain, de déceler des maladies telles que certaines formes de cancer, l'anémie et les affections osseuses. Il peut aussi servir à étudier l'efficacité d'un traitement lorsqu'on a introduit dans l'organisme des substances comme un radio-isotope.

Le malade est couché ou assis sur un lit à moteur qui passe sous l'appareil détecteur. Une fois que tout le corps a été exploré, des indications apparaissent au bout de quel-

ques secondes, imprimées par une machine à écrire électrique faisant partie de l'appareil. Les indications peuvent aussi être perforées sur ruban pour être analysées ensuite par un calculateur.

Le groupe mobile peut s'employer dans presque toutes les salles d'hôpital ; il fonctionnera sur un robuste châssis standard actionné soit par sa propre génératrice, soit par le réseau.

Un tel groupe est installé sur une remorque, pour visiter les hôpitaux des principales villes d'Ecosse.

L'appareil, appelé MERLIN (Monitoring Equipment for Radioactivity at Low Levels in Vivo) a été imaginé et construit au Centre Ecossais de Recherches sur les Réacteurs d'East Kilbride, Glasgow, Ecosse.

COMMUNIQUÉS

COURS

COURS SUR LA TÉLÉVISION EN COULEUR

L'Association pour le Perfectionnement Pratique des Cadres des Entreprises Industrielles (A.P.C.E.I.), 19, avenue Niel, Paris-17^e, organise des cours d'initiation à la technique de la télévision en couleur, qui débiteront en mars 1967 pour les auditeurs de la région parisienne.

Destinés aux techniciens et ingénieurs qui vont se consacrer à la production et à la diffusion des récepteurs du type SECAM, ces cours s'harmonisent avec ceux dispensés par l'O.R.T.F. et le S.C.A.R.T. Ils comprennent des exercices complets de laboratoire, avec recyclages, dépannage, et service après vente.

La direction de cet enseignement a été confiée à M. RIVÈRE, Ingénieur en chef à la C.S.F., Professeur à l'E.S.E., Conseiller de l'enseignement technique, bien connu pour ses travaux sur le SECAM.

PROGRAMME

DU CENTRE DE PERFECTIONNEMENT TECHNIQUE POUR LE PREMIER SEMESTRE 1967

Le Centre de Perfectionnement Technique organisera au mois de mars 1967 des cycles de conférences groupées par journées ou par demi-journées.

Parmi les thèmes généraux de ces cycles de conférences, nous signalons à nos lecteurs : Les Lasers et Le Génie Atomique.

Quatre autres cycles seront organisés dans les mêmes conditions au mois d'avril 1967, nos lecteurs pourront être intéressés par « Calculatrices et Physique Nucléaire » et les Applications de l'énergie solaire.

Toutes ces conférences auront lieu à la Maison de la Chimie, l'entrée sera libre.

Tous renseignements complémentaires peuvent être obtenus auprès du CENTRE DE PERFECTIONNEMENT TECHNIQUE, 80, route de St-Cloud, 92-Rueil-Malmaison. Tél. 967.77.95, Poste 006.

CONGRÈS ET EXPOSITIONS

SALON INTERNATIONAL DES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES SALON INTERNATIONAL DE L'ÉLECTROACOUSTIQUE Paris, 5-10 avril 1967

Comme nous l'avons annoncé dans *l'Onde Electrique* de juillet-août 1966, p. 901, les Salons Internationaux des Composants Electroniques et de l'Electroacoustique auront lieu au Parc des Expositions de la Porte de Versailles, du 5 au 10 avril 1967.

En 1966, le Salon des Composants s'étendait sur 32 000 m² et il comprenait les appareils de mesure ; en 1967, il occupera 35 000 m², les appareils de mesure étant exposés au Palais du CNIT, à la Défense. Parallèlement, la surface du Salon de l'Electroacoustique passera de 4 000 à 4 500 m².

Les Salons avaient accueilli, l'an passé, 142 000 visiteurs.

Comme l'année dernière, des Journées Techniques auront lieu pendant la durée du Salon et dans son cadre même où sont installées des salles de conférences. Les conférenciers sont désignés par les Sociétés exposantes. Le programme englobe l'ensemble des fabrications présentées, envisagées sous l'angle de leur technologie et de leur emploi.

ÉTATS EXTRÊMES DE LA MATIÈRE AUX TRÈS HAUTES ET TRÈS BASSES TEMPÉRATURES TRÈS HAUTES ET TRÈS BASSES PRESSIONS Paris, 4 au 8 avril 1967

Les septièmes Journées Internationales de l'Institut Français des Combustibles et de l'Energie, placées sous la présidence d'honneur du Duc Louis de Broglie, sont organisées par l'Institut Français des Combustibles et de l'Energie, avec le concours de la Société Française des Thermiciens.

Elles présenteront l'originalité d'embrasser l'essentiel des états extrêmes de la matière.

Sans aller jusqu'aux ultimes développements réservés à des manifestations spécialisées propres à chacun des domaines en cause, ces Journées visent à présenter aux Industriels et Chercheurs thermiciens un ensemble clair et sûr de connaissances scientifiques et de techniques qui peut élargir très utilement le champ de leurs curiosités, et leur ouvrir d'éventuelles perspectives d'applications nouvelles.

Les séances de travail auront lieu à la Salle de Conférences du Centre National de la Recherche Scientifique, 15, quai Anatole-France, Paris-7^e.

Les participants recevront à l'avance, par fascicules séparés, les textes des communications en langue française.

Une interprétation continue en langues anglaise et éventuellement allemande, fonctionnera durant toutes les séances.

Textes et débats, mis au point, seront réunis en un volume à paraître en 1968.

Renseignements complémentaires, programme détaillé et inscriptions à l'INSTITUT FRANÇAIS DES COMBUSTIBLES ET DE L'ÉNERGIE, 3, rue Henri-Heine, Paris-16^e.

COLLOQUE INTERNATIONAL SUR L'ÉLECTRONIQUE ET L'ESPACE

Paris 10 au 15 avril 1967

Rappelons que c'est du 10 au 15 avril prochain qu'aura lieu le Colloque International sur l'Électronique et l'Espace, dans les salles de l'UNESCO à Paris. Organisé par l'Union des Associations Techniques Internationales (UATI) et la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens (SFER), sous le patronage de la Fédération Nationale des Industries Electroniques (FNIE), il fera suite au Salon des Composants Electroniques.

L'Onde Electrique de novembre 1966, p. 1271, en a donné le programme détaillé.

Fin janvier, près de 120 demandes de présentation de communications avaient été reçues dont plus de 30 émanaient d'une douzaine de pays étrangers. D'après les correspondances demandant des renseignements, le Comité d'Organisation estime pouvoir compter sur mille participants.

EXPOSITION ET CONGRÈS MESUCORA 67

Paris 14-21 Avril 1967

L'exposition 67 « Mesure, Contrôle, Régulation, Automatismes » MESUCORA aura lieu cette année au Palais du CNIT, à la Défense, comme nous l'avons annoncé dans *L'Onde Electrique* de juillet-août 1966, p. 901.

La dernière exposition MESUCORA de Paris avait eu lieu en 1963, elle avait reçu 95 000 visiteurs et occupait 40 000 m², celle de 67 s'étendra sur une surface majorée de 50 %.

Parallèlement à cette exposition et dans son enceinte se déroulera le Congrès MESUCORA, du 17 au 21 avril; 90 exposés y seront présentés dont 16 par des conférenciers étrangers.

Pour l'inscription, s'adresser à l'Association MESUCORA, 23, rue de Lubeck, Paris-16^e.

61^e EXPOSITION DE PHYSIQUE

Paris 14-21 avril 1967

Au Palais du CNIT, en même temps que MESUCORA 67, se tiendra la 61^e Exposition de Physique.

Organisée par la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE, l'Exposition réunira, comme elle le fait depuis des années, les stands des grands Laboratoires Nationaux et ceux des

Etablissements Industriels spécialisés dans la recherche et la réalisation des appareils de physique.

Le but de cette manifestation à caractère scientifique est de montrer, par des expériences fondamentales, les réalisations nouvelles obtenues en laboratoire et de donner aux physiciens une vue d'ensemble des techniques les plus récentes mises au point par l'industrie.

Les stands seront groupés selon les diverses disciplines suivantes : Matériel de Laboratoire, Optique, Physique nucléaire, Mesure, Electronique, Vide. De plus, une section sera consacrée au matériel destiné à l'Enseignement de la physique, domaine qui a toujours retenu l'attention de la Société Française de Physique.

Le Catalogue de l'Exposition sera, comme ses prédécesseurs, un recueil de notices techniques concernant les appareils nouveaux. Mentionnant, de plus, les fabrications courantes utiles aux physiciens, il constituera un véritable manuel de l'Instrumentation en Physique et trouvera sa place dans tous les laboratoires.

COLLOQUE INTERNATIONAL SUR LES MÉTHODES DYNAMIQUES DE GÉODÉSIE PAR SATELLITES

Paris, 22-26 mai 1967

Le CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES SPATIALES organise à Paris, du 22 au 26 mai 1967, un colloque international sur les méthodes dynamiques de géodésie par satellites.

Ce colloque de très haut niveau, placé sous la Direction Scientifique de M. B. LAGO, Chef de la Division Mathématiques et Traitement des Données du CNES, sera consacré essentiellement à la détermination des orbites à partir d'observations de position de satellites de bonne qualité, dans un but de géodésie spatiale; les méthodes géométriques de géodésie par satellites étant exclues.

De nombreux spécialistes européens, américains et soviétiques traiteront, au cours de ces journées d'études, divers aspects de ce problème d'actualité.

Les séances se tiendront dans la salle de conférences du Centre National de la Recherche Scientifique, 15, quai Anatole-France, Paris-7^e. Une traduction simultanée (français-anglais et anglais-français) sera assurée.

Les personnes désirant assister à cette manifestation doivent adresser leur demande avant le 30 avril 1967, au CENTRE NATIONAL D'ÉTUDES SPATIALES, Division des Relations Universitaires, 129, rue de l'Université, Paris-7^e. Tél. 468.49.39, Postes 469, 470.

Les participants ayant l'intention de présenter une communication devront se faire inscrire dans les meilleurs délais.

Aucun droit d'inscription n'est exigé. Le nombre de places est limité.

SYMPOSIUM INTERNATIONAL 1967 SUR LA THÉORIE DE L'INFORMATION

Athènes 11-15 septembre 1967

Ce symposium qui aura lieu à Athènes, du 11 au 15 septembre est organisé conjointement par le Groupe Théorie de l'Information de l'IEEE et l'URSI, avec la collaboration d'autres sociétés scientifiques.

Les sujets qui y seront exposés porteront sur :
— codage et décodage pour systèmes discrets et continus;
— projets de canaux et de signaux;
— théorie de la détection;
— reconnaissance des structures; systèmes didactiques et adaptatifs; adaptations aux systèmes biologiques;
— théorie de prévision et du filtrage et théorie du bruit;
— théorie du champ aléatoire.

Les contributions à ce symposium peuvent se présenter sous deux formes : des exposés de 30 minutes environ et ceux qui ne dépasseront pas 15 minutes. Les manuscrits complets des premiers devront être envoyés avant le 1^{er}

mai 1967, tandis qu'un résumé de 200 mots suffiront pour les seconds dont le délai de remise est reporté au 1^{er} juin.

Les langues admises sont le français, l'anglais et le russe; les textes en français doivent être adressés à F. STUMPERS, PHILIPS Research Laboratories, Eindhoven, Pays-Bas; les textes en anglais et toutes demandes de renseignements à A.V. BALAKRISHNAN, Dept. of Engineering, UCLA, Los Angeles, California 90024 (USA).

SERVOCOMPONENTS, IEE CONFERENCE

Londres, 21-23 novembre 1967

La Conférence de l'IEE sur les composants pour l'asservissement aura lieu à Londres du 21 au 23 novembre 1967.

Le but de cette conférence est d'examiner l'état présent de la question et des diverses applications de ces composants et d'indiquer la direction de leur développement futur.

L'ensemble des composants pour l'asservissement, objet de la conférence, est divisée de la façon ci-après, il comprend exclusivement des composants à prédominance électrique :

- 1) éléments de signalisation (télécommandes, potentiomètres, codeurs, etc.);
- 2) contrôle de puissance (blocs amplificateurs, contrôle par thyristors, etc.);
- 3) éléments de sortie (moteurs et générateurs courants continu et alternatif, moteurs pas à pas, moteurs-couples, etc.);
- 4) composants de couplage (têtes d'engrenages, embrayages, accouplements);
- 5) transducteurs (électro-hydrauliques, électro-pneumatiques, etc.);
- 6) matériels et procédés applicables aux servocomposants;
- 7) équipements de mesure et d'essais;
- 8) applications et expérience d'emploi.

Le Comité d'organisation invite les personnes qui désiraient participer à cette conférence à bien vouloir déposer un résumé de 300 mots environ pour le 15 mars 1967, à la Conférence Section, IEE, Savoy Place, London WC2.

COLLOQUE A TUNIS SUR LA TÉLÉVISION EN COULEUR

Le 6 décembre 1966, s'est achevé à Tunis un colloque sur la télévision en couleur qui a rassemblé près d'une centaine d'ingénieurs et de techniciens de l'Afrique du Nord ainsi que des représentants de l'Armée et de la Faculté Tunisienne des Sciences.

L'idée de ce colloque avait été lancée à l'issue de la XI^e Assemblée plénière du C.C.I.R. à Oslo par les délégués de la Tunisie, de l'Algérie et du Maroc, en plein accord avec leurs collègues français. Son organisation a été confiée au Secrétariat d'Etat Tunisien aux P.T.T. et à la Radio Télévision Tunisienne en collaboration avec l'ORTF et la CFT — Compagnie Française de Télévision.

Au cours des quatre journées d'études de ce colloque, les ingénieurs de l'ORTF et de la CFT ont traité, sur le plan théorique, des bases de la télévision en couleur. Ensuite, les caractéristiques fondamentales du système SECAM ont été analysées en détail et comparées à celles des autres systèmes. Enfin, les questions d'implantation et d'exploitation des réseaux de TV couleur — des studios aux récepteurs — ont fait l'objet d'exposés approfondis.

Les équipements amenés à pied d'œuvre par la CFT ont permis de réaliser toutes les démonstrations et expérimentations.

Ce séminaire a confirmé l'efficacité et la continuité de la

coopération technique entre le Maghreb et la France ainsi que l'intérêt et le soin que les promoteurs du SECAM attachent à la formation professionnelle indispensable à l'essor — maintenant proche — de la télévision en couleur.

RÉALISATIONS TECHNIQUES

L'O.R.T.F. PRÉPARE L'AVÈNEMENT DE LA COULEUR

La Société PHILIPS ELECTRO-ACOUSTIQUE vient de recevoir de l'O.R.T.F. une importante commande de caméras couleur destinées aux studios et aux cars de reportage de l'O.R.T.F. Ce dernier disposera, dès fin 1967, de trente caméras Philips couleur pour les besoins de son exploitation.

PHILIPS, qui a été une des premières Sociétés à investir d'importants capitaux pour la télévision couleur, a notamment porté ses efforts sur l'étude d'un tube d'analyse « Plumbicon » qui présente de nets avantages par rapport aux tubes usuels existants.

Il en est découlé la mise au point de caméras studios couleur, de dimensions réduites, à trois tubes d'analyse « Plumbicon », qui ont permis à l'O.R.T.F., de commencer dès 1962, des essais expérimentaux dans ses laboratoires d'Issy-les-Moulineaux. Cette caméra a été utilisée également lors de la présentation du SECAM dans différents pays et, en particulier, à Moscou, lors des essais entre Moscou et Paris.

L'industrialisation de ces caméras a commencé en 1966 et plusieurs centaines auront été livrées fin 1967 aux différentes organisations mondiales de Radio Télévision. Devant le succès obtenu, et afin d'adapter ces caméras aux conditions d'exploitation de certains pays, il a été décidé de décentraliser la fabrication en Amérique et en France.

La Société PHILIPS ELECTRO-ACOUSTIQUE à Paris, en liaison avec les Services Techniques de l'O.R.T.F., a mis au point les caméras et leurs voies qui serviront au démarrage des émissions couleur en France.

Parallèlement, il a été étudié et construit des moniteurs et des analyseurs d'images fixes pour diapositives couleur, que Philips a fourni depuis cinq ans aux principaux constructeurs français et étrangers pour leurs études en laboratoire.

En liaison avec les Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (L.E.P.), dans lesquels elle possède une participation, la Société Philips Electro-Acoustique a mis au point de nouveaux matériels de télévision qui seront présentés incessamment, en même temps que ses caméras couleur et le nouvel Eidophor trichrome simultané, capable de donner une image couleur sur un écran de plus de quatre-vingt mètres carrés.

Rappelons qu'à l'issue de l'Assemblée Générale de la SFER, le 25 janvier 1967, l'Eidophor a été montré en fonctionnement à l'amphithéâtre Paul-Janet de l'Ecole Supérieure d'Electricité.

LA TÉLÉVISION IRANIENNE S'ÉQUIPE EN MATÉRIELS FRANÇAIS

Le 31 décembre 1966 à Téhéran, M. REZA GHOTBI, Directeur Général de la Télévision Nationale Iranienne, a signé un important contrat pour l'équipement du réseau de télévision iranien dont le bureau d'études CORDONNIER avait mené l'étude générale et architecturale.

Les titulaires de ce marché sont des constructeurs français parmi lesquels CSF a été désignée comme chef de file. Les autres Sociétés contractantes sont : THOMSON-BRANDT, ENTREPOSE, la SOCIÉTÉ D'INSTRUMENTATION SCHLUMBERGER, SONECTRO et les Etablissements TISSERAND.

Le contrat concerne la fourniture, l'installation et la mise en service de tous les équipements nécessaires, répar-

tis essentiellement en centres d'émission et centres de production.

Les centres d'émission situés à Téhéran, Koshroabad, Ahwaz, Dezful et Aliabad, sont placés sous la responsabilité de CSF; THOMSON-BRANDT est responsable, pour sa part, des centres de production ou s'élabore la vidéo et qui sont installés à Ahwaz, Rasht, Téhéran et Abadan.

Un centre provisoire d'émission-production fonctionne déjà depuis deux mois à Téhéran. Il avait été mis en place dans le délai record de trois mois par le groupe de constructeurs précités.

L'O.R.T.F. apporte sa garantie technique pour l'ensemble de la fourniture et, de plus, son assistance technique et son concours pour la réalisation des programmes.

INFRASTRUCTURE ÉLECTRONIQUE DE LA DÉFENSE AÉRIENNE DE L'OTAN (NADGE)

La journée du 28 décembre 1966 a été marquée par l'adjudication officielle des marchés passés entre les neuf pays hôtes et le consortium international NADGECO Ltd., sélectionné pour la construction du système d'infrastructure électronique de la défense aérienne de l'OTAN (NADGE).

Cette adjudication a été notifiée au bénéficiaire au cours d'une cérémonie où le Secrétaire Général de l'OTAN était représenté par M. Joachim JAENICKE, Secrétaire Général adjoint pour les affaires politiques. Des représentants permanents auprès du Conseil de l'Atlantique Nord ou leurs délégués assistaient à la cérémonie.

Le NADGE, dont nous avons entretenu nos lecteurs dans le numéro de septembre 1966 de *l'Onde Electrique*, pp. 1011-1012, est le projet électronique le plus important et le plus complexe dont la réalisation ait été entreprise par l'Alliance. Une des caractéristiques de ce projet d'infrastructure est que les dispositions financières ont été arrêtées de manière à éviter toute incidence adverse sur la balance des paiements entre les pays associés. Ce programme, auquel sont intéressés tous les pays membres de l'Alliance, prévoit la fabrication et l'installation de matériels qui amélioreront grandement les possibilités du système actuel d'infrastructure électronique de la défense aérienne du Commandement allié en Europe en matière de détection, d'identification et de poursuite des aéronefs ennemis. En outre, il modernisera le système de transmission des données à l'intention des missiles anti-avions et des avions d'interception de l'Alliance. Lorsque le programme sera intégralement réalisé, les installations de ce type s'échelonnent de la Norvège à la Turquie.



Vue schématique du système de protection NADGE dans son étape finale, lorsqu'il s'étendra de la Norvège à la Turquie (Photo NATO-Michel Descamps)

LE PAKISTAN ÉQUIPE SES AÉRODROMES AVEC DES I.L.S. CSF

Après la Suisse, la Hollande, la République Algérienne, le Pakistan a choisi la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, pour équiper ses aéroports en I.L.S. La première livraison a eu lieu le 19 janvier 1967 à l'aéroport de Bourget; un avion ANTONOV de l'AEROFLOT soviétique a embarqué un I.L.S. 271 et, quelques heures plus tard, le matériel était installé sur le terrain de Lahore au Pakistan.

1967 verra une seconde livraison du même équipement à l'aéroport de Dacca dans le Pakistan Oriental.

Ces matériels sont identiques à ceux dont sont ou seront dotés dans un proche avenir :

— 32 aéroports de France et d'Outre-Mer dont ceux d'Orly, Bordeaux, Lyon, Nice.

— 15 à l'étranger, dont ceux de Genève, Amsterdam et Alger.

Rappelons que ces matériels I.L.S. (Instrument Landing System) étudiés et réalisés en étroite collaboration avec les services français de la navigation aérienne, sont utilisés pour guider les avions à l'atterrissage par mauvaise visibilité en leur donnant à chaque instant leur écart, en direction et altitude, par rapport à la trajectoire idéale de descente.

Ces indications peuvent être présentées visuellement au pilote (aiguilles croisées), ou introduites dans le pilote automatique, ce qui permet l'atterrissage sans intervention du pilote.

DES ÉQUIPEMENTS ÉLECTRONIQUES FRANÇAIS A BORD D'UN NOUVEAU SATELLITE DE TÉLÉCOMMUNICATIONS AMÉRICAIN

Un nouveau satellite de télécommunications LANI BIRD a été lancé le 11 janvier depuis la base de Cap Kennedy pour le compte de la « Communication Satellite Corporation » (COMSAT). Placé sur une orbite équatoriale, ce satellite est stationnaire par rapport à la terre. Il sera utilisé comme relais pour l'acheminement des communications téléphoniques, la transmission des données et les échanges de programmes télévisés au-dessus de l'Océan Pacifique.

Un second satellite stationnaire sera prochainement placé sur orbite au-dessus de l'Océan Atlantique, ce qui doublera le nombre des liaisons qu'il est déjà possible d'établir entre l'Europe et le continent américain grâce au satellite Early Bird.

Ces deux satellites pourront ainsi servir de relais entre des stations de télécommunications installées au sol ou à

bord de navires spéciaux, et réparties sur les deux tiers de la surface du globe. En particulier, ces possibilités de liaison à l'échelle de la planète seront mises à profit pour l'échange de données et de messages entre toutes les stations au sol qui suivront les expériences du programme APOLLO de la NASA, dont le but est l'envoi d'un engin habité sur la lune.

La masse et la capacité de transmission de ces deux satellites sont doubles de celles de leur prédécesseur Early Bird. Ils ont été construits par la firme américaine HUGHES Aircraft Co, qui a confié à la Compagnie Française

THOMSON HOUSTON - HOTCHKISS BRANDT le soin de réaliser une partie des équipements électroniques placés aussi bien à bord que dans les stations au sol.

Les matériels de bord réalisés par THOMSON-BRANDT pour ces deux satellites sont des émetteurs VHF. Ils sont utilisés pour transmettre des renseignements sur le fonctionnement du satellite (télémesures). Ils servent également de balises pour sa localisation par des stations de poursuite au sol.

Grâce, en particulier, à une fabrication et à des essais effectués dans des « chambres propres », débarassées de toutes poussières, où la température et le degré hygrométrique de l'air sont rigoureusement contrôlés, ces émetteurs possèdent une très grande fiabilité. Quant aux matériels placés au sol, il s'agit d'équipements de télémesure et de télécommande nécessaires à la mise sur orbite des satellites, à leur maintien en position et au pointage de leurs antennes de télécommunications vers le sol.

La fourniture de ces matériels par THOMSON-BRANDT, qui fait suite à celle d'équipements similaires pour les satellites des programmes français et européens, confirme les qualités des matériels électroniques français pour les besoins spatiaux.

MATÉRIEL CSF AU CHAMP DE TIR DES LANDES

La Société d'Équipements Spatiaux et Astronautiques, la SESTRO, filiale de la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil, et de General Dynamics Corporation, vient de se voir confier par la DRME, Service d'Équipements des Champs de Tir, l'étude et la réalisation d'un Système de trajectographie de Sauvegarde pour le Champ de Tir des Landes.

Ce système, qui sera en service dans le courant de 1968, est destiné à mesurer avec précision les composantes instantanées de la vitesse des engins, dans la première partie de leur trajectoire.

Ces données, exploitées par le calculateur du Champ de Tir et traduites sur une table traçante, permettront à l'Officier de tir de prendre les dispositions nécessaires si la trajectoire réelle de l'engin s'écarte anormalement de celle qui avait été prévue.

Le dispositif retenu utilisera, pour la synchronisation des stations, les horloges atomiques à vapeur de rubidium conçues et développées par CSF et bénéficiera de l'expérience de General Dynamics-Electronics Division qui, dans ce domaine, a réalisé pour les Champs de Tirs américains les systèmes de poursuite AZUSA et GLOTRAC.

L'ÉLECTRONIQUE ET LES MOYENS DE TRANSPORT D'AVANT-GARDE

Le transport de masse dans les nouvelles zones d'urbanisation ainsi que la desserte des aéroports, ont amené les services publics à envisager des moyens différant sensiblement des moyens classiques.

Divers matériels sont à l'essai ou à l'étude pour faire face à ces besoins. Aux USA, un système original apporte des éléments nouveaux de par sa conception et ses possibilités d'exploitation.

En essais depuis trois ans sur un parcours expérimental au sud de Pittsburg, un dispositif conçu par la WESTINGHOUSE ELECTRIC a donné des résultats concluants.

L'automation intégrale de ce système, permet la régulation du trafic en fonction de l'affluence, le nombre des véhicules d'un convoi pouvant être porté de 1 à 10, par attelage automatique. Un ordinateur WESTINGHOUSE PRODAC 550 contrôle et réalise toutes ces opérations ; une seule personne est nécessaire pour le bon fonctionnement du réseau.

L'emploi généralisé de thyristors a permis d'alléger considérablement les véhicules : chaque voiture, équipement moteur compris, ne pèse à vide que 9,5 t.

Le démarrage, la marche en palier, le freinage et l'arrêt

sont assurés et contrôlés à partir d'un ordinateur. Les impulsions nécessaires à ces opérations étant réparties le long des chemins de roulement par un fil inducteur.

Comme dans les récentes réalisations françaises sur la ligne II du métro de Paris, ce fil inducteur est une grecque dont les branches sont plus ou moins écartées sur la portion de voie considérée.

La marche des véhicules est assurée par deux moteurs horizontaux de 60 CV chacun disposé tête bêche dans l'axe de la voiture, la transmission se composant d'un axe et de deux ponts hypoides vers les essieux moteurs montés sur pneus. Le courant choisi est du type triphasé redressé par thyristors.

Le prix de revient du Transit Express serait nettement inférieur à celui des autres systèmes concurrents ou en essais.

Au cours d'une visite à Paris, au mois de janvier 1967, MM. BOLINGER et OAKLEY, respectivement Directeur et Directeur Général de la division des transports de la Westinghouse Electric, ont été vivement intéressés par l'aérotrain Bertin sur lequel ils ont effectué un parcours d'essais entre Gometz et Limours. A l'issue de leurs conversations avec les techniciens français, ils ont exprimé l'espoir que des accords technologiques aient lieu entre les sociétés. En effet, la mise en place d'un moyen du type « Transit Express » permettrait d'apporter une solution moderne aux problèmes de desserte des aéroports de la Région Parisienne ; de même, il n'est pas impossible de penser que l'aérotrain pourrait être utilisé dans le corridor Nord-Est des USA où se posent des problèmes de transport difficiles.

RÉPARTITION DES REDEVANCES TÉLÉPHONIQUES AU IENA COMMERCIAL BUILDING

L'installation téléphonique du « Iéna Commercial Building », 88, rue Galilée, Paris-8^e, immeuble spécialement conçu pour la location de bureaux de grand standing, a été réalisée par la COMPAGNIE GÉNÉRALE de CONSTRUCTIONS TÉLÉPHONIQUES en système Crossbar Pentaconta.

Elle comprend un autocommutateur privé relié au réseau des PTT par 24 lignes et desservant 170 postes intérieurs.

L'originalité de cet équipement, analogue à celui mis en service à l'Opéra Commercial Building, vient du fait que chaque poste téléphonique ayant accès au réseau est doté d'un compteur qui reçoit les impulsions émises par le Central lors des communications.

Ces impulsions permettent de déterminer les taxes téléphoniques à percevoir. L'Administration du « Iéna Commercial Building » est ainsi à même de facturer à chacun des occupants de l'immeuble le montant exact de ses redevances téléphoniques.

CABLE TÉLÉPHONIQUE CONTINENT - ILE DU LEVANT

La Marine Nationale vient de poser en Méditerranée, par des fonds atteignant 100 m, un câble téléphonique sous-marin reliant le Continent à l'Île du Levant.

Ce câble dont les caractéristiques de transmissions sont exactement les mêmes que celles du réseau terrestre, prolongera celui-ci sans qu'il soit nécessaire d'insérer un équipement spécial au point de jonction.

La liaison qui mesure 14 000 m est assurée par une seule longueur de câble sur laquelle sont insérés à intervalles réguliers, huit conteneurs avec les unités de charge (PUPIN) nécessaires pour avoir les caractéristiques de transmissions imposées. Le câble comporte 7 quarts combinables de 0,9 mm et pourra assurer 21 circuits téléphoniques.

Sa protection, conçue pour assurer son étanchéité et lui permettre de résister à des pressions de l'ordre de 1 MPa (10 kg/cm²), comporte une enveloppe de plomb de 3 mm d'épaisseur, une gaine de polyéthylène de 3 mm d'épaisseur, une couche de jute, une couche de fils d'acier galvanisé de 7 mm de diamètre et une couche de jute. Le poids est de 120 t au total.

La fourniture de ce câble a été confiée aux CABLES DE LYON, sa fabrication, commencée dans leur Usine de Lyon, a été terminée dans leur Usine de Calais, d'où il a été embarqué directement sur le navire câblé « Alsace » appartenant à l'Administration française des PTT.

EXPLORATION DES CANAUX DU RÉACTEUR DE BRENNILIS

ALCATEL met actuellement en place à Brennilis, sur le réacteur EL 4, un dispositif d'exploration des canaux du réacteur.

Ce dispositif comporte un bras complexe télécommandé permettant d'introduire une caméra de télévision jusqu'au fond de l'un quelconque de ces canaux.

Ce dispositif et sa télécommande ont été étudiés et construits par ALCATEL ; l'équipement de télévision a été fourni par la Compagnie Française THOMSON HOUSTON - HOTCHKISS BRANDT.

ALCATEL a précédemment construit, d'après des études de G.A.A.A. (Groupement Atomique Alsacienne-Atlantique), l'ensemble des barres de contrôle du réacteur EL 4 : barres de sécurité, barres de pilotage et barres de compensation ; ces dernières, d'un type nouveau (barres gazeuses à hélium 3), ont fait appel, pour leur réalisation, aux techniques de soudage par bombardement électronique.

TABLEAU DE CONTROLE DE RADIATIONS POUR L'ACCELÉRATEUR LINÉAIRE DE SACLAY

L'accélérateur linéaire de 300 MeV du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay va être doté d'un tableau de contrôle de radiations, réalisé conjointement par la Société ALCATEL et la Compagnie Française THOMSON HOUSTON - HOTCHKISS BRANDT dans le cadre de leur accord concernant les mesures neutroniques et les mesures de radioprotection auprès des réacteurs nucléaires. Cet équipement utilise les nouveaux circuits électroniques modulaires de radioprotection étudiés au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, qui sont destinés à équiper systématiquement les futurs tableaux de contrôle de radiations. La mise en service de la première tranche est prévue pour le mois de mars 1967.

L'ensemble comportera 48 voies de mesure à impulsions ou à courant continu. Certaines de ces voies sont équipées pour transmettre simultanément des mesures de dose et des débits de dose. Dans une phase ultérieure, le nombre des voies de mesure sera porté à 60.

Les signalisations sonores et la surveillance acoustique, développées selon un procédé original, sont reportées sur un synoptique général de l'installation et sur des coffrets de raccordement en local.

CARNET DES SOCIÉTÉS

CRÉATION D'ALLCO

(Société d'Instrumentation Electronique ALLARD et Cie)

M. E. ALLARD, Président-Directeur Général de TELCO, est également Président-Directeur Général d'ALLCO. La nouvelle Société se consacrera entièrement à l'étude et à la fabrication d'appareils de mesure spéciaux de hautes performances et plus spécialement d'Enregistreurs graphiques rapides de tous types et d'oscilloscopes multicanaux à grand écran. Ces appareils étudiés spécialement pour la télémétrie, les mesures de laboratoire, les calculateurs analogiques, s'adressent principalement aux domaines de l'Espace, de l'Aviation, de l'Automobile et du Traitement de l'information.

TELCO, est une des plus anciennes et des plus importantes Sociétés Françaises d'Electronique Médicale et se consacrera désormais uniquement à cette activité.

Cette opération est inspirée par le souci d'une efficacité accrue dans chacun des deux domaines et d'un meilleur service des intérêts des deux clientèles.

Les nouvelles commandes d'enregistreurs et d'oscilloscopes spéciaux pour les domaines industriels et militaires seront automatiquement prises en charges et exécutées par la Société ALLCO, qui a recueilli et renforcé l'équipe d'ingénieurs et de spécialistes chargés auparavant de cette activité à la Société TELCO.

TELCO continue à assurer la vente des oscilloscopes et enregistreurs spéciaux pour le domaine médical.

Une nouvelle usine est actuellement en cours d'installation, à proximité de la Porte d'Orléans, 61, avenue Aristide-Briand à Arcueil (Val-de-Marne). Tél. ALE. 81.13 et ALE. 71.26.

ENTENTE COMMERCIALE MEGEX - TEXAS INSTRUMENTS

On nous fait savoir qu'une entente est intervenue entre les Etablissements MEGEX S.A. et la TEXAS Instruments Supply Co., dans le but de faciliter et simplifier l'approvisionnement de leur clientèle mutuelle. A cet effet, les Ets MEGEX concèdent à TEXAS Instruments la possibilité de vendre leurs potentiomètres Beckman Helipot et TEXAS Instruments acceptent MEGEX comme distributeurs autorisés de leurs semiconducteurs.

En conséquence, la clientèle qui aura à s'approvisionner en produits Helipot ou en produits Texas Instruments, pourra désormais adresser sa commande à l'une ou l'autre firme qui l'exécutera aux mêmes prix et délais qu'une commande directe.

CRÉATION DE CLARE ELECTRONIQUE

C.P. CLARE INTERNATIONAL N.V. a décidé de créer une filiale de vente française C.P. CLARE ELECTRONIQUE S.A. R.L. dans le but d'assurer à sa clientèle française l'assistance technique, la disponibilité sur stocks, l'étude de l'application de ses relais à contacts mouillés au mercure ou à contacts secs, sous ampoules scellées, fabriqués à Tongres, Belgique.

Cette Société doit, en outre, assurer la commercialisation de nouveaux composants électroniques : commutateurs pas-à-pas et commutateurs à boutons-poussoirs lumineux.

Jusqu'à ce que C.P. CLARE ELECTRONIQUE ait été définitivement constituée, on est prié d'adresser demandes et commandes à Monsieur J.L. RIVIÈRE, Boîte postale n° 8, Saint-Rémy-lès-Chevreuse. Tél. 952.73.51, qui représente actuellement C.P. CLARE INTERNATIONAL N.V. en France et sera gérant de C.P. CLARE ELECTRONIQUE S.A.R.L.

DOW CORNING INTERNATIONAL OUVRE UN BUREAU A PARIS

La Société Dow CORNING S.A.R.L. a été créée à Paris, pour promouvoir les ventes des produits Dow CORNING en France, et fournir l'assistance technique nécessaire. M. RENO R. LASORSA en a été nommé Directeur, les bureaux sont 22-24 avenue Raymond-Poincaré, Paris-16^e.

Pratiquement toutes les industries utilisent les silicones mais peu d'entre elles ont la possibilité de déterminer quelle silicone convient le mieux à leur procédé de fabrication ou au produit final. Le nombre de produits à base de silicones augmente continuellement et des applications nouvelles de ces produits se font jour. Il devenait nécessaire de pouvoir offrir à la fois un service technique rapide et des délais courts de livraisons, c'est le but de la nouvelle société française.

TEXAS-FRANCE AGRANDIT SON USINE DE VILLENEUVE-LOUBET

A l'aéroport de Nice, sont arrivés le 16 janvier 1967 deux avions cargos affrétés par TEXAS INSTRUMENTS FRANCE pour transporter les premiers éléments des chaînes de fabrication qui vont être mises en place dans les nouveaux halls de production en cours de finition.

TEXAS INSTRUMENTS FRANCE a entrepris en effet, en mai 1966, la construction d'un bâtiment de 4 000 m² qui constitue la 3^e extension de l'usine de Villeneuve-Loubet et portera à 15 000 m² sa surface totale couverte. Le bâtiment sera terminé lorsque cette information paraîtra.

Les 7 tonnes de matériel livrées par AIR FRANCE proviennent de plusieurs pays d'Europe et des Etats-Unis. L'élément le plus spectaculaire en est une ligne de tri automatique complète qui, une fois installée avec son calculateur (conçu et réalisé par TEXAS INSTRUMENTS) aura une longueur de 20 m et triera des transistors silicium sur 54 paramètres, à la cadence de 8 000 pièces à l'heure. Un équipement semblable fonctionne déjà à l'usine de Villeneuve-Loubet depuis décembre 1965.

TEXAS INSTRUMENTS FRANCE pourra, grâce à ces nouveaux investissements, faire face à la demande des marchés belge, hollandais, italien, espagnol, grec, yougoslave et français, dont elle a l'entière responsabilité commerciale.

Ainsi, TEXAS FRANCE, à l'heure où le Marché Commun devient une réalité économique, est prête à répondre à la demande des industriels utilisateurs de semiconducteurs à partir de son usine de Villeneuve-Loubet.

ACCORD TRW ET MITSUBISHI DANS LE DOMAINE DES COMMUNICATIONS SPATIALES

Nous apprenons qu'un accord vient d'être passé avec l'approbation du gouvernement de Tokyo entre la firme californienne TRW et MITSUBISHI ELECTRIC CORPORATION (MELCO) dans le domaine des communications spatiales.

Depuis 1957, MELCO construisait des stations de recherche de fusées et de satellites pour le compte du gouvernement japonais; elle a mis en service en novembre 1963 la station terminale terrestre japonaise du réseau de communications par satellites de la NASA. MELCO est engagée, d'autre part dans la construction de satellites entièrement de fabrication nipponne.

AEG-TELEFUNKEN

La reprise par l'AEG des activités de TELEFUNKEN décidée par les assemblées générales des deux sociétés précitées est devenue effective le 1^{er} janvier 1967. A partir de cette date la raison sociale de la société sera ALLGEMEINE ELEKTRICITÄTS-GESELLSCHAFT AEG-TELEFUNKEN.

ACTIVITÉS SPATIALES

Nous avons signalé récemment que les Engins MATRA venaient de passer un accord avec TRW Inc. de Redondo Beach (Californie) pour des échanges techniques. Cet accord faisait déjà suite à un autre, de portée analogue, liant TRW à la société anglaise HAWKER-SIDDELEY Dynamics.

C'est maintenant la société suédoise SAAB qui vient de signer avec TRW un accord d'assistance technique en vue de la réalisation du programme spatial suédois et de la participation de la SAAB aux projets de l'ESRO.

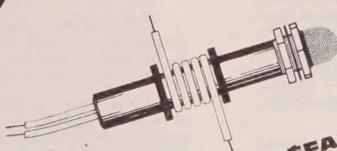
EUROCAE

L'Organisation Européenne pour l'Electronique de l'Aviation Civile (EUROCAE) qui groupe la grosse majorité des constructeurs européens spécialisés dans les équipements électroniques pour l'aviation civile, a été fondé en 1963. C'est l'équivalent de l'American Radio Technical Commission for Aeronautics.

La 4^e assemblée générale de l'EUROCAE vient de désigner son président pour 1966-67 en la personne du Dr B.J. O'KANE, directeur général des Equipements Electroniques de la Cie MARCONI.

En 1959, le Dr O'KANE était nommé directeur de la division aéronautique de la Cie et en septembre 1965, à la suite de la réorganisation de cette branche, en considérable expansion, il devenait directeur général des Equipements Electroniques de MARCONI. A ce poste, il est responsable des activités de la Compagnie pour les divisions aéronautique, radar, automatismes, télévision en circuit fermé et machines à calculer.

une autre nouveauté.....



**AMP-TRON
DETECTEUR DE DÉFAUTS**

Détection
Prévention
Signalisation
Commutation

circuits coupés
ou surchargés

russenberger

34, rue de Paradis - PARIS 10^e - 770.58.54 +

Y. LANK 11

décrit page 56 du
catalogue n° 366

les techniques des MÉMOIRES

texte intégral du
COLLOQUE INTERNATIONAL
SUR LES TECHNIQUES DES MÉMOIRES
Paris 1965

y compris l'exposé de synthèse du Professeur RAJCHMAN

Un volume, relié pleine toile, 15,5 × 24,5 cm, 894 pages, 585 figures. Prix : 250 F en librairie
ou chez l'éditeur : 252,70 F, port compris

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS - 6^e - CCP Paris 53.35

Table des matières

EXPOSÉS D'INTRODUCTION

Les mémoires et la semiconduction — Les circuits optoélectroniques. — Les mémoires supraconductrices. — Les céramiques magnétiques, les alliages ferromagnétiques dans les dispositifs à mémoires. — L'utilisation des corps ferroélectriques dans les mémoires.

MATÉRIAUX ET PHÉNOMÈNES FONDAMENTAUX

Couches minces. Phénomènes fondamentaux. — Rôle des erreurs instrumentales dans l'évaluation précise de la magnéto-dynamique des couches minces ferroélectriques. — Quelques nouveaux registres à décalage à couche magnétique mince utilisant le déplacement contrôlé des parois. — Etude et réalisation de mémoires à couches minces ferromagnétiques. — Couplage entre couches magnétiques superposées. — Basculement lent dans les couches couplées. — Application des couches ferromagnétiques couplées aux mémoires magnétiques.

Couches minces. Matériaux — Etude par microscopie électronique du retournement de l'aimantation dans les mémoires à films magnétiques. — Appareils de mesure pour couches minces magnétiques. — Etude de certaines couches ferromagnétiques isotropes. — Etude des modes de fonctionnement d'une mémoire morte utilisant la lecture d'un réseau d'aimants permanents au moyen de couches minces cylindriques. — Couches magnétiques déposées par électrolyse pour la réalisation de mémoires. — Dépôt électrolytique de couches magnétiques minces à couplage parallèle. — Structure des couches et leurs propriétés magnétiques.

Ferrites. — Aperçu de la situation des ferrites à cycle rectangulaire. — Les ferrites à base d'ions lithium en tant que matériaux magnétiques à mémoires.

Optoélectronique. — Mémoires semi-permanentes à diodes et éléments photosensibles. — Mémoires photo électroniques. — Mémoire variable magnétooptique basée sur les propriétés d'un grenat ferromagnétique transparent à sa température de compensation.

Divers. — Pièces détachées à base de tores en ruban mince et autres problèmes de technologie et de matériaux. Mémoire des cibles à conductibilité induite dans les tubes de prise de vue. — Propriétés ferro électriques de $MnYO_3$ en vue de l'application aux mémoires.

COMPOSANTS

Diodes tunnel. — Cellules de mémoire rapide à diodes. — Diodes tunnel de technologie simple pour mémoires rapides. — Conception et construction d'une mémoire de 2048 bits, 120 ns à diodes tunnel.

Éléments à plusieurs trous. — Principe de fonctionnement du biax utilisé comme élément de mémoire. — Comportement dynamique des éléments à ouvertures multiples. — Possibilité de réalisation d'un dispositif à trois trous pour des mémoires associatives.

Couches minces. — Description d'une mémoire à films magnétiques minces. — Élément de couche à lecture non destructive (NDRO) à grande rapidité. — Optimisation des lignes d'accès pour matrices de mémoires. — Influence des couches minces sur les paramètres des lignes d'accès pour matrices de mémoires.

Supraconducteurs. — La mémoire cryocell supraconductrice de grande capacité et à accès arbitraire. — Etude et réalisation de matrices de mémoires à cryosars. — Caractéristiques principales, marge de fonctionnement des mémoires à plan supraconducteur continu.

Optoélectronique. — Dispositif optoélectronique à mémoire. — Mémoires numériques à condensateurs. — Une nouvelle approche des matrices de mémoire. — Réalisation d'un point de connexion doué de mémoire au moyen d'une triode PNPn au germanium par alliage. — Mémoire électromagnétique à ligne à retard. — Caractéristiques des transistors utilisés pour la commande de mémoires rapides à ferrites. Tensions maximales d'emploi.

DISPOSITIFS ET SYSTÈMES

Mémoires permanentes. — Mémoire 1 μs avec facilités semi-permanentes. — Mémoire à carte métallique à grande capacité. — Mémoires mortes linéaires. — Mémoire permanente à couplages résistifs. — Etude d'une mémoire à couplage inductif.

Couches minces. — Caractéristiques de la mémoire à bâtonnets de 10 MHz. — Mémoire à couche mince magnétique. — Programme de développement d'une mémoire à couche magnétique. — Technique des circuits pour une mémoire à couche mince de 100 ns.

Techniques diverses. — Système décimal de lecture et impression pour des analyseurs d'amplitude utilisant une mémoire à fil magnétostrictive. — Quelques éléments qui influencent la densité d'enregistrement numérique sur le ruban magnétique. — Mémoire électromécanique à billes.

Mémoires à ferrite. — Système original de mémoires économiques. — Une application intéressante des composants multi-trous. — Contrôle du contenu d'une mémoire à tores en ferrite. — Système de commande de mémoire utilisant des terminaisons non-linéaires. — Nouveaux développements dans les mémoires biaxes. — Systèmes de sélection avec tores de basculement. — Système de construction standard pour les mémoires à tores de 2 μs . — Conception d'un système de mémoire à tore de 2 μs à grande capacité. — Mémoire une microseconde à coïncidence.

Concepts d'utilisation. — Influence des techniques de mémoire dans la conception des systèmes à traiter l'information. — Influences réciproques entre la structure des mémoires et les moniteurs de programme. — Traitement de l'information dans les engins spatiaux.

Utilisation des mémoires permanentes. — Mémoires permanentes à bâtonnets de ferrite. Définition de mémoires dans un central téléphonique à grande capacité. — Mémoire capacitive semi-permanente.

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS-6^e. CCP Paris 5335



une précision de
 $5 \cdot 10^{-4}$
 au prix du
 10^{-3}

VOLTMETRES TE 312

précision : $\pm 0,05\%$
 linéarité : $\pm 0,02\%$
 résolution : $100 \mu\text{V}$
 impédance d'entrée : $1000 \text{ M}\Omega$
 sortie numérique : BCD 1-2-4-8

TE 312-01
 voltmètre
 continu
 5 V à 500 V =

TE 312-02
 voltmètre
 continu-
 alternatif
 500 mV à 500 V =
 5 V à 500 V ~

TE 312-03
 voltmètre
 continu-alternatif
 ohmmètre
 500 mV à 500 V =
 5 V à 500 V ~
 500 Ω à 5 M Ω

TE 312-04
 voltmètre
 continu
 500 mV à 500 V =

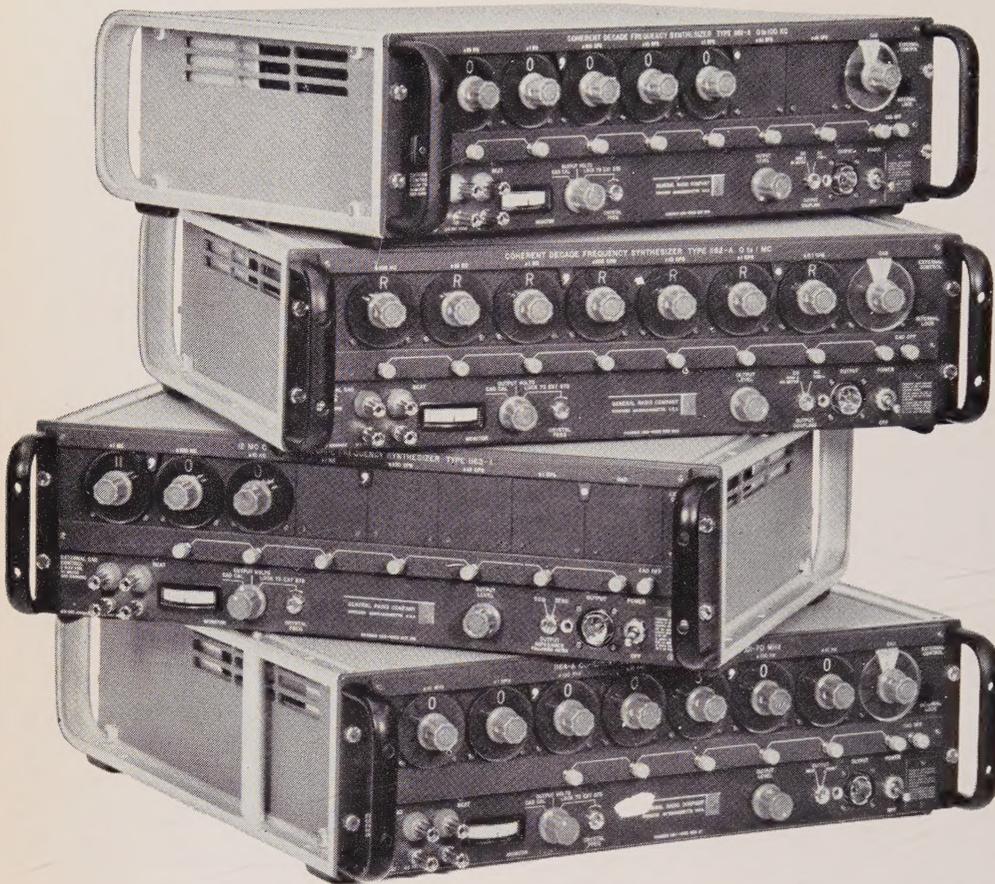


Cité des Bruyères - Rue Carle Vernet
 92 - SEVRES - Téléph. 626.02.35
 Sces commerciaux : Technique et Produits
 63 bis, rue d'Aguesseau - 92 - Boulogne
 Téléph. 408.14.00

BUREAUX EN BELGIQUE :
 TECHNIQUE ET PRODUITS
 16, rue Marcq, BRUXELLES-1
 Tél. 18-76-74

UNE SEULE PRESENTATION ■ 4 VOLTMETRES NUMERIQUES INTEGRATEURS

* LA PAGE RÉSERVÉE AUX NOUVEAUTÉS DE TECHNIQUE ET PRODUITS — TEK ELEC-AIR TRONIC



Modèles 100 KHz

Vingt combinaisons possibles permettant des résolutions de 0,000 à 100 Hz.

Le modèle représenté est le 1161A ayant une résolution de 0,01 Hz.

Modèles 1 MHz

Vingt combinaisons possibles permettant des résolutions de 0,001 à 1 KHz.

Le modèle représenté est le 1162A ayant une résolution de 0,001 Hz équipé de décades à réglage manuel et programmables à distance.

Modèles 12 MHz

Vingt combinaisons possibles permettant des résolutions de 0,01 à 10 KHz.

Le modèle représenté est le 1163 ayant une résolution de 10 KHz.

Modèles 70 MHz

Vingt combinaisons possibles permettant des résolutions de 0,1 à 100 KHz.

Le modèle représenté est le 1164A ayant une résolution de 0,1 Hz.

Seuls les synthétiseurs Général radio offrent toutes ces possibilités...

- Ils existent en quatre modèles de base dont les gammes vont jusqu'à 100 KHz, 1 MHz, 12 MHz et 70 MHz, réglables par bonds de 0,01 Hz, 0,1 Hz, 1 Hz et 10 Hz respectivement pour les différents modèles.

- Ils peuvent être fournis avec un minimum de trois décades et être complétés ultérieurement de décades supplémentaires, si vos mesures l'exigent.

- La decade à variation continue apporte une résolution supplémentaire d'au moins deux chiffres.

- Un dispositif de wobulation électronique permet de balayer sur une plage réglable de 0 à plus de 1 MHz.

- Tous les synthétiseurs sont pilotés par un oscillateur à quartz de fréquence 5 MHz, pouvant être calé sur un standard extérieur.

- Toutes les décades, depuis celle permettant des variations de fréquence par bonds de 0,01 Hz, à celle permettant des variations par bonds de 0,1 MHz, peuvent être fournies en versions programmables à distance, tout en conservant la possibilité d'être réglées directement par intervention manuelle.

- Tous les circuits des Synthétiseurs GENERAL RADIO sont transistorisés.

- Le niveau de sortie réglable de 0 à 2 V efficace est contrôlé par un voltmètre.

- Ils sont si peu encombrants qu'ils n'occupent que 135 mm de hauteur d'un rack standard de 480 mm.

- Ils fonctionnent sur secteur 115/215/230 V, 50 - 60 ou 400 Hz. Ainsi que sur tension continue de 20 à 28 V, 1,8 Ampère.

RENSEIGNEMENTS
ET DÉMONSTRATION

553 32-50



ETS RADIOPHON

148, AV. DE MALAKOFF - PARIS 16^e • TÉL. 553 32-50 • TÉLEX 25849 RDIOPHON-PARIS
REG. RHONE-ALPES : 78, MONTÉE DES SOLDATS - CALUIRE (RHONE) - TEL. (16,78) 29.50.12
AUX U.S.A. : RADIOPHON CORP. - 509, MADISON AVENUE - NEW-YORK