

L'ONDE ÉLECTRIQUE

45^e ANNÉE - N° 465

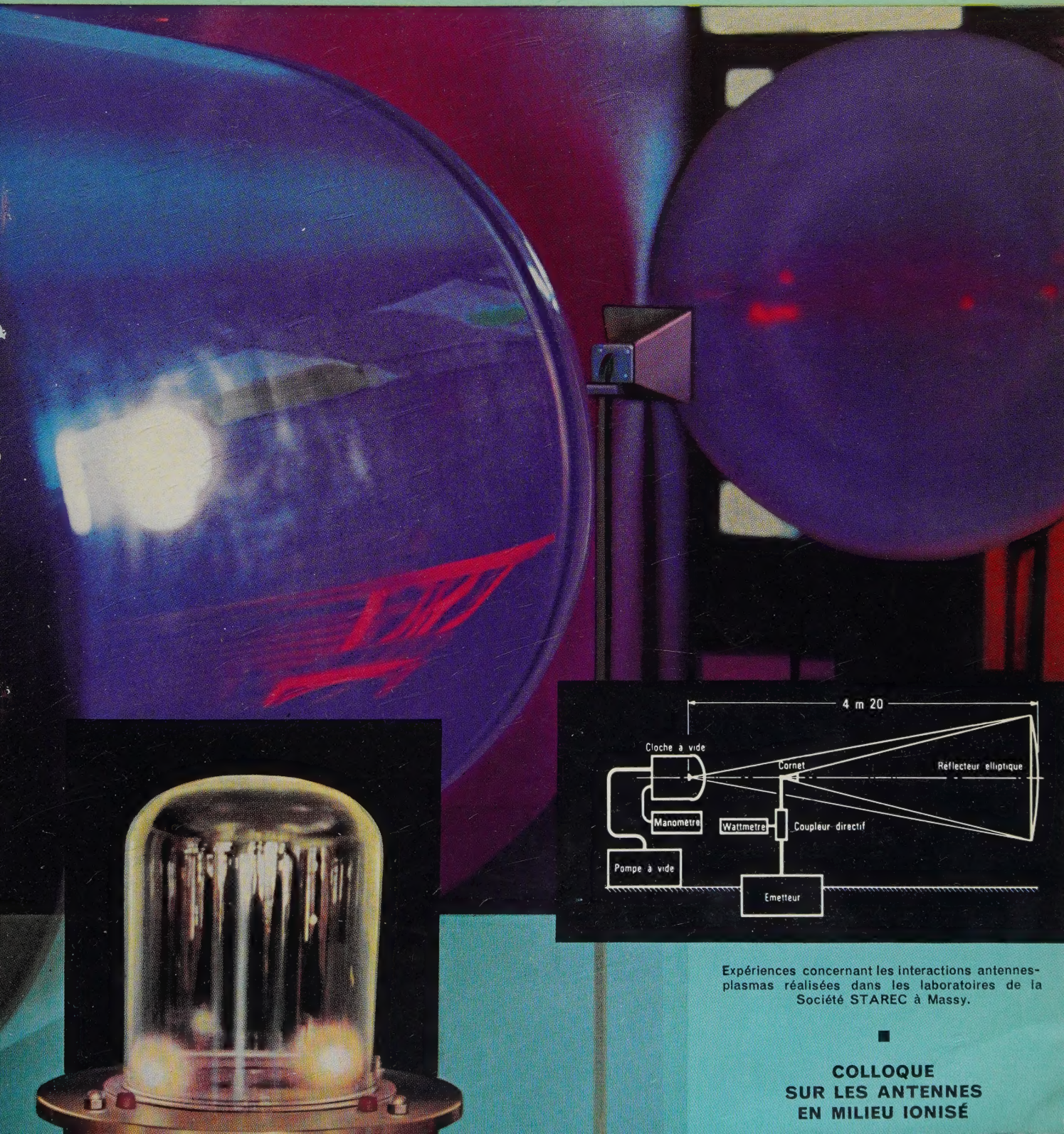
DÉCEMBRE 1965

P R I X : 10 F

revue mensuelle de la

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

PUBLIÉE PAR LES ÉDITIONS CHIRON, PARIS



Expériences concernant les interactions antennes-plasmas réalisées dans les laboratoires de la Société STAREC à Massy.

■
**COLLOQUE
SUR LES ANTENNES
EN MILIEU IONISÉ**

à zéro central mais...

RÉGLAGE des DISCRIMINATEURS

lecture
sur la
totalité
de l'échelle

● **indicateur
AUTOMATIQUE
de polarité...**

Entre 0 et ± 3.000 volts la polarité de la tension continue mesurée est affichée directement sur un voyant lumineux avec commutation automatique du galvanomètre dans le sens convenable dès que la position zéro est dépassée.
Dans l'utilisation en voltmètre à zéro central, la lecture s'effectue donc sur la totalité de l'échelle du cadran.

**voltmètre
électronique**

TYPE
A 206

CARACTÉRISTIQUES

Mesures en continu : 10 mV à 3.000 V - 9 gammes - Précision $> \pm 3\%$; INDICATION AUTOMATIQUE de la polarité - Résistance d'entrée : 100 M Ω sur toutes les gammes - Extension des mesures jusqu'à 30.000 V avec le diviseur de tension type DT 201 -

Mesures en alternatif : 50 mV à 300 V - 7 gammes - Précision $> \pm 3\%$ - $\pm 1,5$ dB de 20 Hz à 1000 MHz - C. d'entrée : 1,6 pF - Extension des mesures jusqu'à 15 kV avec les diviseurs de tensions types DT 101 et DT 301.

Mesures des Résistances : 0,2 Ω à 5.000 M Ω en 8 gammes sous tension continue stabilisée.

"T" DE MESURES, 50 Ω , TYPE AT 100

Pour mesures sur lignes coaxiales et utilisation du voltmètre A 206 comme Wattmètre HF, VHF, UHF, T.O.S. de l'ensemble $> 1,2$ jusqu'à 700 MHz.

DT-201

DT-301

DT-101

AT-100

AUTRES FABRICATIONS - Générateurs HF, VHF, UHF, SHF - Analyseurs de spectres - Test Set Radars - Electronique rapide : Générateurs d'impulsions et Oscilloscope 2000 MHz - Fréquence mètres compteurs automatiques - Mesures d'impédance et de puissance en HF, VHF, UHF, SHF - Voltmètres et Millivoltmètres Electroniques - Alimentations stabilisées - Micromoteurs - Pièces détachées, etc...



ETS GEFROY ET CIE
S.A. AU CAPITAL DE 5.250.000 F

18, AVENUE PAUL VAILLANT-COUTURIER - 78 - TRAPPES (FRANCE) • TÉLÉPHONE : 923 08-00 (8 LIGNES) • TÉLEX : 25.705

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens

RÉDACTION

S.F.E.R., 10, av. Pierre-Larousse, Malakoff (Seine).
Tél. : 253-04-16.

*

ÉDITION

ÉDITIONS CHIRON,
40, rue de Seine, Paris 6^e
Tél. : 633-18-93.

Abonnement (1 an,
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
"extrait des statuts".

*

PUBLICITÉ

Exclusivité :
M. R. DOMENACH, 161, bd
Saint-Germain, Paris 6^e -
Tél. : 222-41-97.

Secrétariat : 13, rue Charles-
Lecocq, Paris 15^e,
Tél. : 250-88-04 et 250-88-05.

*

Sur notre couverture

Les problèmes des décharges de haute fréquence en atmosphère raréfiée sont étudiés avec une attention spéciale, dans les laboratoires de la STAREC à Massy, à cause de leur importance dans les applications spatiales.

Ces études ne se limitent pas au problème du « claquage » des antennes, très important en lui-même, (en bas à gauche), mais s'étendent aussi à l'expérimentation de plasmoides, obtenus par focalisation de l'énergie électromagnétique dans une enceinte portée à la pression critique (photo du haut), en vue d'applications à grande échelle.

STAREC - 12-14, avenue Carnot
91 - MASSY - Tél. 920.13.30

45^e année

Décembre 1965

10 F

N° 465

* COLLOQUE SUR LES ANTENNES EN MILIEU IONISÉ

PARIS 21-24 juin 1965

*organisé
par le Centre National d'Études Spatiales*

* Table des matières
publiées en 1965 dans l'Onde Électrique

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1965)

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

Président désigné pour 1966

M. G. GOUDET, Directeur Général de la C.G.C.T.

Vice-Présidents

MM. M. SURDIN, Chef du Département Electronique au C.E.A.
J. FAGOT, Directeur Technique à la C.S.F.
E. ROUBINE, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris (E.S.E.).

Secrétaire Général

M. R. CABESSA, Directeur des Applications Militaires et Spatiales à la C.A.E.

Secrétaires Généraux Adjointes

MM. B. GAUSSOT, Chef du Service Radioélectricité et Electronique de l'E.S.E.
M. THUÉ, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Treasurer

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

Secrétaires

MM. J.-M. COUPRIE, Ingénieur des Télécommunications à la C.F.T.H.
A. SORBA, Chef de Travaux Principal à l'E.S.E.
P. GUICHET, Ingénieur à la C.A.E.

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-Président. — M. J. MEVEL, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.
Secrétaires. — 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.
Secrétaires. — M. E. GUDFIN, 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.
Secrétaires. — M. J. MOUSSEIGT, 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.
Secrétaires. — 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.
Secrétaires. — M. J. GIRAUD, Ingénieur des Télécommunications.

GRUPE DU NORD

Président. — M. N. SEGARD, Professeur, Directeur de l'I.S.E.N.
Vice-Présidents. — M. R. CARPENTIER, Chef du Centre de Télévision de la R.T.F. — M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique.
Secrétaires. — M. BOUVET, Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

GRUPE DE TOULOUSE-MIDI-PYRÉNÉES

Président. — M. J. LAGASSE, Directeur du Laboratoire et du Département de Génie Électrique de Toulouse,
Vice-Président. — M. F. CAMBOU, Directeur du Centre d'Études Spatiales des Rayonnements de Toulouse.
Secrétaires-Général. — M. E. CASSIGNOL, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Toulouse.

Rédaction de l'Onde Electrique

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef, Président du Comité de Rédaction.
M. J. DUSAUTOY, Ingénieur E.S.E., Rédacteur en Chef de l'Onde Electrique, Tél. 225.24.19.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Présidents	Secrétaires
1	Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et Techniciens	M. J. DEMONET	
2	Études scientifiques générales	M. M. BERNARD M. Cl. DUGAS	M. J.P. NOBLANC M. G. PARICARD
3	Physique de l'état solide	M. J. LE MEZEC	M. O. CAHEN
4	Tubes électroniques		
5	Composants électroniques	M. F. DUMAT M. F. DU CASTEL	M. J.-M. HUBERT M. M. VINOKUR
6	Propagation des ondes		
7	Electroacoustique. Enregistrement des sons	M. R. LEHMANN	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. CSECH	M. M. JEULIN
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. J. POTTIER	M. Ch. GUYOT
12	Electronique biologique et médicale	M. E. ALLARD	M. P. SCHURR

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° Être agréé par le bureau de la Société.

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

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

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

Les membres âgés de moins de 25 ans, en cours d'études, pourront, sur leur demande, bénéficier d'une réduction de 50 % sur leur cotisation. Cette réduction ne leur sera accordée que pendant cinq années au plus.

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

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

MONTANT DES COTISATIONS

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
	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 ».

SOMMAIRE

* Colloque sur les antennes en milieu ionisé

	Avant-Propos	1377
	Introduction	1378
	E. ROUBINE	
I. Rayonnement et diffraction		
	Rayonnement d'une antenne dans un milieu anisotrope	1379
	G.A. DESCHAMPS	
	Rayonnement et diffraction dans des régions anisotropes	1386
	L.B. FELSEN	
	Diffraction d'une onde électromagnétique plane par un cylindre de plasma inhomogène	1393
	P.E. FAUGERAS	
II. Impédances		
	Etude des calculs et mesures d'impédance d'antennes en milieu ionisé	1397
	H. WEIL	
	Impédance d'une antenne cylindrique dans un magnéto-plasma avec pertes	1404
	J.P. LAFON	
	Théorie du bruit thermique dans l'ionosphère	1409
	K.G. BUDDEN, G.J. DANIELL	
	Antennes métalliques dipôles cylindriques et tronconiques pour la réception d'ondes très basses fréquences : Théorie de leur comportement dans l'ionosphère	1421
	G. DRIANCOURT	
	Antenne électrique dipôle pour réception TBF dans l'ionosphère	1427
	L.R.O. STOREY	
	Puissance non réversible et résistance de rayonnement des antennes dans les gaz ionisés anisotropes	1436
	K.S.H. LEE, C.A. PAPAS	
III. Phénomènes liés au rayonnement		
	Excitation de résonance de plasma par une petite antenne dipôle fonctionnant en impulsion	1437
	J.A. FEJER	
	Propagations d'ondes électromagnétiques dans le milieu ionisé entourant un engin hypersonique	1446
	J. DOREY	
	Effets de l'ionisation frontale sur la transmission pendant le vol Eldo S.L.V.	1451
	D. CUNSOLO, A. GILARDINI	
	Méthode de similitude pour déterminer les seuils de décharge dans les systèmes électromagnétiques	1459
	C. ANCONA	
	Effets de rupture de gaine des antennes, à haute altitude	1465
	I.L. JONES	
IV. Résultats expérimentaux		
	Mesures de l'admittance d'une antenne dans l'ionosphère	1471
	E.N. BRAMLEY	
	Mesures à basse fréquence de l'admittance d'un dipôle dans l'ionosphère	1475
	T.R. KAISER, J.K.E. TUNALEY	
	Les effets d'ionisation dus à la trainée des gaz éjectés par les moteurs arrière de la fusée sur les communications radio avec le premier étage du véhicule de lancement du satellite européen	
	H. WILLIAMS	
	La sonde à résonance	1480
	D. LEPÉCHINSKY	
Conclusions générales	G.A. DESCHAMPS	1486
Informations et documentation technique. Communiqués et Bibliographie		1489

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

FONDATEURS

- † Général FERRIÉ, Membre de l'Institut.
† H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne (M. p. F.).
† A. BLONDEL, Membre de l'Institut.
M P. BRENOT, Directeur de la Cie Générale de T.S.F.
† J. CORNU, Chef de Bataillon du Génie e.r.
† A. PÉROT, Professeur à l'Ecole Polytechnique.
† J. PARAF, Directeur de la Sté des Forces Motrices de la Vienne.
La Société des Ingénieurs Coloniaux.

PRÉSIDENTS D'HONNEUR

- R. MESNY (1947) — † H. ABRAHAM (1947) — † R. RIGAL (1959).
Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences,
Prix Nobel de Physique (1956).

ANCIENS PRÉSIDENTS DE LA SOCIÉTÉ

MM.

- 1922 † Le Duc Maurice de BROGLIE, Membre de l'Institut.
1923 † H. BOUSQUET, Prés. du Cons. d'Adm. de la Cie Gle de T.S.F.
1924 † R. de VALBREUZE, Ingénieur.
1925 † J.-B. POMEY, Inspecteur Général des P.T.T.
1926 † E. BRYLINSKI, Ingénieur.
1927 † Ch. LALLEMAND, Membre de l'Institut.
1928 Ch. MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris.
1929 † L. LUMIÈRE, Membre de l'Institut.
1930 † Ed. BELIN, Ingénieur.
1931 † C. GUTTON, Membre de l'Institut.
1932 † P. CAILLAUX, Conseiller d'Etat.
1933 † L. BRÉGUET, Ingénieur.
1934 † Ed. PICAULT, Directeur du Service de la T.S.F.
1935 † R. MESNY, Professeur à l'Ecole Supérieure d'Electricité.
1936 † R. JOUAUST, Directeur du Laboratoire Centraf d'Electricité.
1937 † F. BEDEAU, Agrégé de l'Université, Docteur ès Sciences.
1938 † P. FRANCK, Ingénieur Général de l'Air.
1939 † J. BETHENOD, Membre de l'Institut.
1940 † H. ABRAHAM, Professeur à la Sorbonne.
1945 † L. BOUTHILLON, Ingénieur en Chef des Télégraphes.
1946 † R.P. P. LEJAY, Membre de l'Institut.
1947 † R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radioélectricité.
1948 Le Prince Louis de BROGLIE, Secrétaire Perpétuel de l'Académie des Sciences.
1949 M. PONTE, Directeur Général Adjoint de la Cie Gle de T.S.F.
1950 P. BESSON, Ingénieur en Chef des Ponts et Chaussées.
1951 Le Général LESCHI, Directeur des Services Techniques de la Radio-diffusion-Télévision Française.
1952 J. de MARE, Ingénieur-Conseil.
1953 P. DAVID, Ingénieur en Chef de la Marine.
1954 G. RABUTEAU, Directeur Général de la Sté « Le Matériel Téléphonique ».
1955 H. PARODI, Membre de l'Institut, Professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers.
1956 † R. RIGAL, Ingénieur des Télécommunications.
1957 R. AUBERT, Directeur Général Technique de la C.S.F.
1958 G. DUPOUY, Directeur Général Honoraire du C.N.R.S.
1959 P. ABADIE, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
1960 L'Ingénieur Général A. ANGOT.
1961 Le Général de C.A. J. GUERIN.
1962 B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications.
1963 G. LEHMANN, Directeur Scientifique de la C.G.E.
1964 L. BRAMEL de CLÉJOUX, Directeur des Services d'Enseignement des Postes et Télécommunications.

MEMBRES D'HONNEUR

- Sir Edward APPLETON, Principal and Vice-Chancellor of Edinburgh University, Prix Nobel de Physique.
† André BLONDEL, Membre de l'Institut, Inspecteur Général des Ponts et Chaussées.
M. Paul BRENOT, Président d'Honneur de la S.F.R. Afrique et de la Société Fabrications Radioélectriques Marocaines.
M. Jean COULOMB, Membre de l'Institut, Directeur Général du Centre National de la Recherche Scientifique.
† Eugène DARMOIS, Membre de l'Institut.
M. Gaston DUPOUY, Membre de l'Institut, Directeur Général du C.N.R.S.
† Général FERRIÉ, Membre de l'Institut, Commandant Supérieur des Troupes et Services de Transmissions.
M. Alfred FESSARD, Professeur au Collège de France, Directeur du Centre d'Etudes de physiologie nerveuse et d'électrophysiologie.
† Paul JANET, Membre de l'Institut, Directeur de l'Ecole Supérieure d'Electricité.
† Frédéric JOLIOT-CURIE, Membre de l'Institut, Prix Nobel de Chimie.
† Arthur E. KENNELLY, Professeur au Massachusetts Institute of Technology.
M. André LALLEMAND, Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France, Astronome titulaire à l'Observatoire de Paris.
M. Louis LEPRINCE-RINGUET, Membre de l'Institut.
M. Charles MAURAIN, Doyen de la Faculté des Sciences de Paris, e.r.
M. Louis NEEL, Membre de l'Institut, Directeur du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, Président de la Section Electronique du Comité National de la Recherche Scientifique, Directeur du Laboratoire d'Electrostatique et de Physique du Métal, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Hydraulique, de Radioélectricité et de Mathématiques Appliquées.
† H. PERCY-MAXIM, Président de l'International Amateur Radio-Union de l'American Relay League.
M. Francis PERRIN, Membre de l'Institut, Haut Commissaire à l'Energie Atomique.

MEMBRES DU CONSEIL

MM.

- M.Y. BERNARD, Professeur de Radioélectricité au C.N.A.M.
P. DESNEIGES, Chef de la Section Autonome d'Electronique Appliquée au C.E.A.
R. DESSOULAVY, Professeur, Titulaire de la Chaire Electronique et Télécommunications à l'E.P. de l'Université de Lausanne.
P. GAMET, Ingénieur-Conseil à la F.N.I.E.
A. HENRY, Ingénieur en Chef des Télécommunications (en disponibilité) I.B.M. (World Trade Europe Corporation).
B. LECLERC, Directeur adjoint des Etudes à la Compagnie des Machines Bull.
Ch. LOYEN, Secrétaire Général Technique de la F.N.I.E.
R. MARTINET, Ingénieur-Conseil en Propriété Industrielle.
E. AISBERG, Président de l'Union Internationale de la Presse Radiotechnique et Électrique.
P. ASSENS, Ingénieur Militaire en Chef des Télécommunications d'Armements
M. BARROUX, Directeur à la C.F.T.H.
J. BERTRAIS, Ingénieur militaire en Chef de l'Air.
J. BLOUET, Chef de Service au L.C.I.E.
S. LACHARNAY, Ingénieur en Chef à la R.T.F.
J. ROYER, Président Directeur Général de la Société Rochar Électronique
R. WAHL, Directeur à la Société Intertechnique.
P. AIGRAIN, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.
E. ALLARD, Président Directeur Général de la Société TELCO.
R. BUFFARD, Chef de Division à l'O.R.T.F.
M. CAMBORNAC, Directeur de la Division Électronique Industrielle à la Compagnie Générale d'Électronique Industrielle Lepaute.
R. DAVID, Ingénieur en Chef-Conseil à la Société Le Matériel Électrique S.W.
Cl. DUCOT, Directeur Technique Adjoint aux Laboratoires d'Électronique et de Physique Appliquées.
Ch. DUFOUR, Directeur du Département Composants-Électroniques de la C.G.E.
J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.

COMMISSAIRES AUX COMPTES

MM.

- R. BERTEROTTIÈRE, Chef du Service Orientation Technique, Groupe Electronique C.F.T.H.
J. DEZOTEUX, Ingénieur des Télécommunications.
J. FRANÇOIS, Ingénieur des Télécommunications à l'E.N.S.T.

RÉSUMÉS DES ARTICLES

INTRODUCTION, par E. ROUBINE, *Professeur à la Faculté des Sciences de Paris. Directeur Scientifique du Colloque. L'Onde Electrique de décembre 1965 (page 1378).*

Le Directeur Scientifique explique le but que s'est fixé le colloque : l'étude simultanée de deux problèmes particulièrement difficiles, celui des plasmas et des antennes placés en milieu ionisé.

Ces problèmes sont en pleine évolution et font appel à toutes les techniques que l'ensemble des branches de la physique met à la disposition de l'ingénieur.

L'envoi des véhicules spatiaux, la nécessité de les guider et de recueillir leurs messages, rend ce sujet particulièrement d'actualité.

RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE DANS UN MILIEU ANISOTROPE par G.A. DESCHAMPS, *University of Illinois, Faculté des Sciences de Paris. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1379 à 1385).*

Le champ électromagnétique produit à grande distance par une antenne placée dans un milieu anisotrope, ou dans un milieu ionisé compressible, est exprimé dans chaque direction par une somme d'ondes planes, caractéristiques du milieu.

L'amplitude de ces ondes, si elles ont été normalisées pour que leur vecteur de Poynting généralisé soit de longueur unité, s'exprime à l'aide des propriétés géométriques de la surface de dispersion σ , de la polarisation des ondes planes caractéristiques, et de la transformée de Fourier de la distribution du courant dans l'antenne.

On déduit de ce résultat des conséquences relatives à la définition du gain et de la section efficace d'une antenne et au calcul de sa résistance de rayonnement.

RAYONNEMENT ET DIFFRACTION DANS DES RÉGIONS ANISOTROPES, par B. FELSEN, *Electrophysics Department Polytechnic Institute of Brooklyn Farmingdale, New York, U.S.A. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1386 à 1392).*

Cet article envisage de passer en revue les techniques employées dans l'analyse des problèmes de rayonnement et de diffraction en milieu anisotrope, et cela avec une description physique des phénomènes ondulatoires correspondants. Le rôle des surfaces d'indice des ondes planes dans l'analyse et l'interprétation est mis en relief, et on montre que beaucoup de caractéristiques importantes du rayonnement et de la diffraction peuvent être prévues à partir des diagrammes de rayon basés sur ces surfaces. Des exemples de démonstration spéciaux sont présentés pour montrer la validité des concepts généraux et pour ajouter certaines informations quantitatives.

DIFFRACTION D'UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE PLANE PAR UN CYLINDRE DE PLASMA INHOMOGÈNE, par P.E. FAUGERAS, *Groupe de Recherches de l'Association EURATOM-CEA sur la Fusion, Fontenay-aux-Roses (Seine), France. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1393 à 1396).*

Nous avons étudié la diffraction, par un cylindre de plasma inhomogène, d'une onde électromagnétique plane à l'incidence normale, en utilisant la méthode du champ « self-consistant ». Le champ diffracté a été calculé numériquement en faisant varier les paramètres : diamètre du plasma, densité sur l'axe, forme du profil de densité, fréquence de collisions, et on donne ici l'essentiel des résultats obtenus.

ÉTUDE DES CALCULS ET MESURES D'IMPÉDANCE D'ANTENNES EN MILIEU IONISÉ par H. WEIL, *University of Michigan, Ann Arbor, Michigan. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1397 à 1403).*

Cet article fait la synthèse des travaux de divers chercheurs, relatifs à une source rayonnant dans un magnétoplasma. Les calculs numériques donnant l'impédance de l'antenne placée dans ces conditions ont pu être partiellement vérifiés par l'expérience, à l'aide de fusées tirées dans l'ionosphère supérieure : les différences constatées entre théorie et résultats expérimentaux peuvent s'expliquer par l'existence d'une gaine de plasma rayonnant autour de l'antenne. Les expériences de laboratoires, trop peu nombreuses encore, permettront probablement d'éclaircir la question.

IMPÉDANCE D'UNE ANTENNE CYLINDRIQUE DANS UN MAGNÉTO-PLASMA AVEC PERTES, par J.P. LAFON, *Ecole Normale Supérieure. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1404 à 1408).*

Dans un plasma homogène, infini, incompressible, anisotrope, il se propage deux modes électromagnétiques propres pour lesquels on peut définir un indice de réfraction qui varie avec la direction de propagation. Cet indice peut devenir infini dans certaines directions si on néglige les pertes. L'introduction d'une fréquence de collision permet de pallier cet inconvénient.

Le calcul de l'impédance d'une antenne plongée dans ce plasma fait intervenir le courant qui circule, sur lequel on doit faire des hypothèses. On recherche les conditions nécessaires et suffisantes qui doivent vérifier la distribution qui le représente pour que l'intégrale de l'impédance converge, ce qui est physiquement nécessaire. On examine à cette lumière, les essais antérieurs d'autres auteurs.

Il est donné une méthode de calcul largement applicable (poussée dans un cas particulier jusqu'au calcul explicite sur IBM 7040).

LA THÉORIE DU BRUIT THERMIQUE DANS L'IONOSPHERE, par K.G. BUDDEN et G.I. DANIELL, *Cavendish Laboratory, Cambridge. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1409 à 1420).*

On établit des formules qui donnent les champs électromagnétiques fluctuants du bruit aléatoire dans un milieu magnéto-ionique en équilibre thermique. L'étude part de la formule de Nyquist donnant la tension fluctuante aux bornes d'une résistance localisée et montre comment elle peut être étendue au cas d'un système réparti tel que l'ionosphère. L'article ne contient rien dont le principe soit nouveau mais passe le sujet en revue, en insistant sur les idées physiques sous-jacentes. On conclut qu'il est impossible de ne pas tenir compte de la dispersion spatiale, de sorte que le bruit associé à l'onde de plasma est important. La distance de corrélation des courants de bruit thermique joue un rôle fondamental dans cette étude.

ANTENNES MÉTALLIQUES DIPOLES CYLINDRIQUES ET TRONCONIQUES POUR LA RÉCEPTION D'ONDES T.B.F. : Théorie de leur comportement dans l'ionosphère, par G. DRIANCOURT, *Ingénieur CAT, Centre National d'Etudes des Télécommunications, Département Télécommande. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1421 à 1426).*

Pour décrire le comportement d'une telle antenne, la quantité qu'il importe de connaître est sa longueur effective. L'étude de celle-ci nécessite surtout de considérer l'état de la gaine d'ions en fonction de la distance le long du bras.

Lorsque ces antennes sont montées sur un engin spatial doté d'un mouvement de translation, le champ électrique induit par le champ magnétique terrestre rend la gaine d'ions non uniforme. Le centre électrique d'un bras n'est plus le même qu'en espace libre et son déplacement est fonction de l'orientation du bras.

Pour les antennes à bras cylindriques, le calcul montre que ce déplacement est une fonction impaire du champ électrique induit ; il est donc égal et de signe contraire sur les deux bras opposés de l'antenne. La longueur effective totale reste constante en dépit des variations de l'orientation de l'antenne.

Pour un dipôle à bras tronconiques, par contre, les déplacements des centres électriques des deux bras dus à l'influence du champ induit ne sont pas les mêmes. La longueur effective totale varie alors avec l'orientation de l'antenne.

Ce mauvais comportement des dipôles métalliques de formes classiques montre la nécessité de mettre au point des antennes électriques de conception nouvelle pour la réception d'ondes TBF par les engins spatiaux.

SUMMARIES OF THE PAPERS

STUDY OF CALCULATIONS AND MEASUREMENTS OF THE IMPEDANCE OF ANTENNAS IN IONISED SURROUNDING, by H. WEIL, *University of Michigan, Ann Arbor Michigan*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1397 à 1403).

This paper establishes the synthesis of diverse scientist works about a source radiating into a magnetoplasma. The numerical calculus giving impedance of an antenna placed in these conditions have been partially verified experimentally by mean of rockets sended into the upper ionosphere the differences between theory and experimental results can be explained by presence of a plasma sheath radiating around the aerial Laboratory experiences still too few important will probably permitt to precise the question.

IMPEDANCE OF A CYLINDRIC ANTENNA INTO A MAGNETOPLASMA WITH LOSSES, by J.P. LAFON, *Ecole Normale Supérieure*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1404 to 1408).

In an homogeneous, infinite, incompressible, anisotropic plasma, two own electromagnetic modes are propagating for which it is possible to define a refraction index varying with the propagation direction.

This index is becoming infinite in some directions if no care of losses is taken. Introduction of collision frequency permit to palliate this disadvantage.

Calculus of the antenna impedance set in plasma environment includes the current flow on which one must do some assumptions.

The necessary and sufficient conditions are searched which must verify the distribution representing the current in order to obtain the convergence of the impedance integral, physically necessary.

Former trials of other authors are examined. A wide applicable calculus method (elaborated in a particular case to an explicite calculus on IBM 7040) is given.

THE THEORY OF THERMAL NOISE IN THE IONOSPHERE, by K.G. BUDDEN and G.J. DANIELL, *Cavendish Laboratory, Cambridge*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1409 to 1420).

Formulae are derived for the fluctuating electric fields of the random noise in a magnetoionic medium in thermal equilibrium. The treatment starts from Nyquist's formula for the fluctuating voltage in a lumped resistor and shows how this can be extended to deal with distributed systems such as the ionosphere. The paper contains nothing new in principle but is a review of the subject stressing the underlying physical ideas. It is concluded that spatial dispersion cannot be ignored so that the noise associated with the plasma wave is important. The correlation distance for the thermal noise currents plays a fundamental part in the theory.

A THEORY FOR BEHAVIOUR IN THE IONOSPHERE OF METALLIC DIPOLE ANTENNAS OF CYLINDRICAL OR TRUNCATED CONICAL FORM INTENDED FOR THE RECEPTION OF VERY LOW FREQUENCY WAVES, by G. DRIANCOURT, *Ingénieur CAT, Centre National d'Etudes des Télécommunications, département télécommande*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1421 to 1426).

In order to describe the performance of a particular antenna, the dimension it is necessary to know is its effective length. The examination of this requires, above all, consideration of the condition of the ionic sheath in relation to distance along the arms.

When these antennas are mounted on a space vehicle provided with a translation movement, the electric field introduced by the earth's magnetic field makes the ionic sheath non-uniform. The electrical centre of an arm is no longer the same as in free space and its displacement is a function of the orientation of the arm.

For antennas with cylindrical arms, calculation shows that this displacement is an uneven function of the introduced electric field. It is equal and of opposite sign on the opposite arms of the antenna. The total effective length remains the same despite variations in the orientation of the antenna.

For a dipole having arms in the form of truncated cones, on the other hand, the displacement of the electrical centres of the two arms under the influence of an introduced field are not the same. The total effective length then varies with the orientation of the antenna.

This unfortunate behaviour of metallic dipoles in conventional form demonstrates the necessity of devising electrical antennas of a new type for the reception of VLF waves in space vehicles.

INTRODUCTION, by E. ROUBINE, *Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, Directeur Scientifique du Colloque*. L'Onde Electrique, December 1965 (page 1378).

Technical Manager explains purposes of this symposium : simultaneous study of two particularly difficult problems, the one being about plasmas the other about antennas in ionised environments.

These problems are now in full development and call upon all technics available for the engineer into the whole of the physics branches.

Sending of spacecrafts, needs to drive them and receive their messages, set this matter particularly up to date.

RADIATION FROM AN ANTENNA IN ANISOTROPIC SURROUNDINGS, by G.A. DESCHAMPS, *University of Illinois, Faculté des Sciences de Paris*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1379 to 1385).

The electromagnetic field produced at a considerable distance by an aerial placed in an anisotropic ambience, or in a compressible ionised atmosphere, is expressed in each direction by a sum of plane waves characteristic of the environment.

The amplitude of these waves, if they have been standardised so that their generalised Poynting vector is of unit length, is expressed by the aid of the geometrical characteristics of the surface σ , the polarization of characteristic plane waves, and the Fourier transformation of the current distribution in the antenna.

One deduces from this result consequences relating to the definition of gain and of the effective section of an antenna and the calculation of its radiation resistance.

RADIATION AND DIFFRACTION IN ANISOTROPIC REGIONS, by B. FELSEN, *Electrophysics department Polytechnic Institute of Brooklyn Farmingdale, New York, U.S.A.* L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1386 to 1392).

This article is intended to review the techniques employed in the analysis of radiation and diffraction problems of anisotropic media together with a physical description of the corresponding wave phenomena. The function of surface characteristics for plane waves in the analysis and the interpretation is explained and it is shown that many of the important characteristics of radiation and of diffraction can be derived from ray diagrams based on these surfaces. Examples of special experiments are given to show the validity of the general concepts and to add certain quantitative information.

DIFFRACTION OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE BY MEANS OF AN INHOMOGENEOUS PLASMA CYLINDER, by P.E. FAUGERAS, *Groupe de Recherches de l'Association EURATOM-CEA sur la fusion, Fontenay-aux-Roses (Seine) France*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1393 to 1396).

The diffraction caused by an inhomogeneous plasma cylinder on a normal incidence plane electromagnetic wave is studied by means of the self-consistent field method. The diffracted field is then worked out numerically by varying the parameters : diameter of the plasma, density along the axis, shape of the density profile and collision frequency. The more important results obtained are extracted.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (Suite)

ANTENNE ÉLECTRIQUE DIPOLE POUR RÉCEPTION TBF DANS L'IONOSPHERE, par L.R.O. STOREY, C.N.E.T., Issy-les-Moulineaux. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1427 et 1435).

Cette étude fait le point sur le projet d'utilisation d'une antenne dipôle symétrique, employée conjointement avec un équipement de réception à bord d'un satellite, pour mesurer les champs électriques TBF dans l'ionosphère. Les objectifs du projet sont de s'assurer, premièrement que la longueur effective de l'antenne demeure constante en dépit des changements de son orientation ou des propriétés du plasma ambiant, et deuxièmement que son impédance est à peu près constante et aussi faible que possible. L'emploi d'une antenne dipôle classique, dans laquelle les éléments consistent en de simples tiges métalliques est à déconseiller car son comportement est perturbé par le champ électrique continu induit dans ses éléments par un mouvement du satellite à travers le champ magnétique terrestre.

On considère deux types d'éléments d'antennes : premièrement une tige métallique isolée ; deuxièmement, une sphère métallique supportée par une tige isolée. Pour des antennes de quelques mètres seulement de longueur le second type est, en théorie, le meilleur, en particulier si chaque élément est polarisé de façon à tirer un courant constant d'électrons du plasma. Des essais comparatifs réalisés au cours d'expérimentations de fusées à Wallops Island en octobre 1963, ont confirmé cette conclusion. C'est donc le second type d'antennes électriques qui a été adopté pour le satellite « FR-1 ».

PUISSANCE NON REVERSIBLE ET RÉSISTANCE DE RAYONNEMENT DES ANTENNES DANS LES GAZ IONISÉS ANISOTROPIQUES, par K.S.H. LEE et C.A. PAPAS, California Institute of Technology, Pasadena, Californie U.S.A. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1436).

Les auteurs ne donnent, dans leur article, qu'un résumé de leur exposé. Devant les difficultés auxquelles conduisent les méthodes conventionnelles pour le calcul du rayonnement d'une antenne en milieu anisotrope, ils ont employé une méthode basée sur la thermodynamique de la réversibilité et de l'irréversibilité qui les conduit à n'envisager que la partie irréversible pour calculer la résistance de rayonnement de l'antenne. On obtient, de la sorte, une valeur ne présentant pas de singularité alors que la méthode conventionnelle conduit à une valeur infinie, physiquement inexplicable.

EXCITATION DE RÉSONANCES DE PLASMA PAR UNE PETITE ANTENNE DIPOLE FONCTIONNANT EN IMPULSION, par J.A. FEJER, Southwest Center for Advanced Studies Dallas, Texas. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1437 à 1445).

Le champ électrique des oscillations excitées dans un plasma sans collisions, par un dipôle infinitésimal fonctionnant en impulsion, est calculé en l'absence et en présence d'un champ magnétique pour les différentes fréquences de résonance. L'approximation quasi statique est utilisée dans les calculs. On montre que l'amplitude ainsi que la phase des oscillations est fonction de la position à un instant donné ; que la phase dépende de la position explique sans doute les interférences compliquées associées aux résonances que l'on observe sur les enregistrements des sondeurs par le haut.

PROPAGATIONS D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS LE MILIEU IONISÉ ENTOURANT UN ENGIN HYPERSONIQUE, par J. DOREY, Ingénieur, Chef de groupe de Recherches à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Châtillon-sous-Bagneux, France. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1446 à 1450).

Les caractéristiques moyennes du milieu ionisé qui entoure l'engin, en fonction de l'altitude et de la vitesse, sont déterminées par la résolution approximative des équations macroscopiques de plasma et des équations de la cinétique chimique.

En particulier, la valeur du champ électrique induit dans la couche de choc s'en déduit.

Par la méthode classique de développement autour des valeurs moyennes, l'auteur étudie ensuite les conditions de propagation d'ondes longitudinales et transversales. Les domaines de validité des hypothèses classiques en sont déduits.

Ces raisonnements sont appliqués au rayonnement d'un doublet électrique dans une couche de plasma à fort gradient de densité ou de température.

EFFETS DE L'IONISATION FRONTALE SUR LA TRANSMISSION PENDANT LE VOL ELDO S.L.V., par D. CUNSOLO et A. GILARDINI. Selenia SpA, Rome (Italie). L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1451 à 1458).

Cet article décrit une étude concernant l'enveloppe ionisée qui entoure le véhicule porteur du satellite ELDO et qui est causée par l'onde de choc frontale, et traite de ses effets sur l'émission et la réception d'informations par le véhicule. Le but n'étant que d'obtenir des données préliminaires sur l'ordre de grandeur de ces effets, nous avons surtout cherché à simplifier au maximum l'analyse de l'ionisation et de la transmission en appliquant tous les développements théoriques existants et tous les calculs détaillés disponibles effectués dans des cas semblables par les divers auteurs. Le champ aérodynamique a d'abord été déterminé dans la zone subsonique supersonique située à l'avant du nez sphérique et ensuite dans la zone supersonique hypersonique qui entoure la partie cylindro-ionique du véhicule. Ce calcul est fait en prenant pour l'altitude la valeur devant donner lieu aux effets les plus importants sur la transmission (fin du vol du premier étage). A partir de ces données, on a déterminé les densités électroniques et les fréquences de collisions, grandeurs utilisées ensuite pour calculer les pertes de signal et la puissance du bruit reçu en fonction de l'angle d'incidence de l'onde électromagnétique. Dans le présent article nous présentons et nous discutons les résultats obtenus ; ils montrent que l'ionisation frontale, telle que nous l'évaluons, ne doit pas beaucoup affecter la transmission d'informations pendant la durée du vol du véhicule porteur de satellite ELDO, même en opérant à la plus basse fréquence de télémesure (136 MHz).

MÉTHODE DE SIMILITUDE POUR DÉTERMINER LES SEUILS DE DÉCHARGE DANS LES SYSTÈMES ÉLECTROMAGNÉTIQUES, par C. ANCONA, Chef des Etudes à la S.T.A.R.E.C. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1459 à 1464).

Après avoir énoncé les propriétés de similitude dans les décharges de haute fréquence, établies théoriquement par MARGENAU, l'auteur rappelle les règles absolues d'homothétie des champs électromagnétiques.

Il effectue ensuite la synthèse de ces deux ensembles de modèles similaires, pour en déduire les conditions auxquelles on peut effectuer des calculs ou des mesures de seuils de décharge de haute fréquence sur modèles réduits, en régime de porteur comme en régime d'impulsions.

Ces règles théoriques sont vérifiées expérimentalement sur des antennes en « L » fonctionnant en ondes métriques et décimétriques à des pressions voisines de la « pression critique », pour des échelles de réduction comprises entre 2/3 et 1/4.

On conclut, en soulignant l'intérêt théorique et pratique de cette méthode et en illustrant cet intérêt par un exemple concernant la puissance disruptive dans les guides rectangulaires.

EFFETS DE RUPTURE DE GAINÉ POUR DES ANTENNES A HAUTE ALTITUDE, par I.L. JONES B. Sc Ph. D. Royal Aircraft Establishment, Farnborough. L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1465 à 1470).

Dans des conditions de basse pression comme c'est le cas pendant la phase de lancement d'un satellite, une rupture de gainé des antennes peut se produire. La puissance HF et l'altitude à laquelle la gainé se forme sont fonction de la fréquence de l'ionisation locale et de la forme de l'antenne. On présente les résultats de mesures réalisées sur des unipôles qui confirment le théorème de similarité. On discute le projet d'antenne de télémesure et de répondeur pour le premier étage du satellite Europe I en se référant au phénomène de rupture de gainé.

SUMMARIES OF THE PAPERS (Continued)

EFFECTS OF FRONTAL IONISATION ON TRANSMISSION DURING THE FLIGHT OF ELDO, by D. CUNSOLE and A. GILARDINI, *Selenia SpA Rome (Italie)*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1451 to 1458).

This article describes an experiment concerning the ionised envelope which surrounds the carrier vehicle of the satellite ELDO which is caused by the frontal shock wave; and deals with its effects on transmission reception of data by the vehicle. The intention being only to obtain preliminary data on the order of magnitude of these effects, we have particularly tried to achieve a maximum simplification of the analysis of the ionisation and of the transmission, applying all the existing theoretical developments and all the detailed calculations available carried out in similar instances by various writers. The aerothermodynamic field has first been determined in the subsonic supersonic zone situated in front of the spherical nose and then in the supersonic hypersonic zone which surrounds the cylindrical part of the vehicle. This calculation is made taking as altitude the value which gives rise to the most substantial effects on the transmission (the end of first-stage flight). From this data a determination has been made of the electronic density and of the collision frequencies, these being values then used to calculate the signal loss and the noise power received in relation to the angle of incidence of the electromagnetic wave. In this article we present and discuss the results obtained. They show that frontal ionisation of the kind which we evaluate ought not very much to affect data transmission during the flight duration of the carrier vehicle for the ELDO satellite even when operating at the lowest telemetry frequency (136 Mc/s).

METHOD OF SIMILITUDE FOR DETERMINATION OF DISCHARGE THRESHOLDS IN ELECTROMAGNETIC SYSTEMS, by C. ANCONA, *Chef des Etudes à la S.T.A.R.E.C.* L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1459 to 1464).

After giving similitude properties in high frequency discharges, theoretically established by MARGENAU, the writer reminds the similarity absolute rules of electromagnetic fields.

Then he carries out the synthesis of these two similar models sets, deducing conditions to effect calculations or measurements of high frequency discharge then holds on reduced models, in carrier rate like in pulse rate.

These theoretic rules are experimentally verified on L antennas operating on metric and decimetric waves with pressures being near the « critical pressure », for reduction scales between 2/3 and 1/4.

Conclusion emphasizes the theoretic and practical interest of this method and illustrates this interest with an example about the disruptive power into rectangular wave guides.

RADIO FREQUENCY CORONA BREAKDOWN OF AERIALS AT HIGH ALTITUDES, by I.L. JONES, B. Sc. Ph. D. *Royal Aircraft Establishment, Farnborough*. L'Onde Electrique December 1965 (pages 1465 to 1470).

Under low pressure conditions, as experienced during a satellite launching vehicle flight, radio frequency corona breakdown of aerials can occur. The radio frequency power, and altitude at which corona is most likely to occur are functions of frequency, background ionisation and aerial design. The results of measurements carried out on unipoles are presented which were found to support the similarity theorem. Finally, the design of the telemetry and transponder aerials for the first stage of Europa I is discussed with reference to their radio frequency breakdown performance.

THE DESIGN OF AN ELECTRIC DIPOLE ANTENNA FOR V.L.F. RECEPTION WITHIN THE IONOSPHERE, by STOREY, *C.N.E.T., Issy-les-Moulineaux*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1427 to 1435).

This paper discusses the design of a symmetrical dipole antenna to be used, in conjunction with receiving equipment borne on a satellite, for measuring V.L.F. electric fields within the ionosphere. The objects of design are to ensure firstly that the effective length of the antenna remains constant, notwithstanding changes in its orientation or in the properties of the ambient plasma, and secondly that its impedance is fairly constant and as low as possible. A classical dipole antenna, in which the elements consist of plain metal rods, is unsuitable because its performance is perturbed by the steady electric field induced in its elements by a motion of the satellite across the earth's magnetic field. Two possible types of antenna element are considered: firstly, an insulated metal rod; secondly, a metal sphere supported by an insulating rod. For antennas of a few metres in length, the second design is theoretically the better, particularly if each element is biased so as to draw a constant current of electrons from the plasma. Comparative tests of the two designs, made in the course of rocket experiments at Wallops Island in October 1963, have confirmed this conclusion. Accordingly this second design has been adopted for the electric antennas of the french satellite « FR-1 ».

NON REVERSIBLE POWER AND RADIATION RESISTANCE OF ANTENNAS IN ANISOTROPIC IONISED GASES, by K.S.H. LEE and C.A. PAPAS, *California Institute of Technology, Pasadena, Californie U.S.A.* L'Onde Electrique, December 1965 (page 1436).

In their article, authors only give a summary of their account.

In front of difficulties proceeding from the conventionnal methods about calculation of an antenna in anisotropic environment, they used the thermodynamic method of reversibility and irreversibility. So, they have to consider only the irreversible part for the calculation of the antenna radiation resistance.

The result so obtained is a value without any special feature, while the conventionnal method leads to an infinite value, physically inexplicable.

THE EXCITATION OF PLASMA RESONANCES BY A SMALL PULSED DIPOLE ANTENNA, by J.A. FEJER, *Soutwest Center for advanced Studies Dallas, Texas*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1437 to 1445).

A calculation is given for the electric oscillation field excited in a plasma without collisions by an infinitesimal pulsed dipole both in the absence and the presence of a magnetic field for different frequencies of resonance. The quasi-static transmission is used in the calculations. It is shown that the amplitude as well as the phase of the oscillations is a function of the position at a given moment. The fact that the phase depends on the position explains no doubt the complicated interference patterns associated with resonances which are observed on recordings of high altitude sounding devices.

ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN AN IONISED MEDIUM SURROUNDING A HYPERSONIC DEVICE, by J. DOREY, *Ingénieur, Chef de groupe de Recherches à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aéronautiques, Châtillon-sous-Bagneux., France*. L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1446 to 1450).

The average characteristics of the ionised medium surrounding the device are determined as a function of the altitude and velocity of the device by the approximate solution of equations relating to macroscopic plasma behaviour and kinetic chemistry.

The deduction of the value of the electric field induced in the shock layer is highlighted.

By the conventional method of developing the argument around average values, the author then considers the requirements for the transmission of longitudinal and transverse waves. The extent to which the theoretical hypotheses remain valid in practice is then studied.

These reasoned arguments are applied to the radiation of a dipole in a plasma layer having a high density or temperature gradient.

RÉSUMÉS DES ARTICLES (Suite)

MESURES DE L'ADMITTANCE D'UNE ANTENNE DANS L'IONOSPHERE, par E.N. BRAMLEY. *Radio and Space Research Station. Grande-Bretagne.* L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1471 à 1475).

Dans cet article sont décrites les mesures de l'admittance d'une petite antenne dipolaire, effectuées pendant le jour, à Woomera lors de deux vols de fusées. Des mesures de capacité aux deux fréquences de 2,7 et 5 MHz ont permis de déduire la fréquence de plasma au voisinage de l'antenne. Des mesures de capacité à 1,54 MHz ont montré qu'à cette fréquence, voisine de la gyrofréquence électronique, les effets de gaine ionique étaient prépondérants.

Des mesures de la conductance de l'antenne ont indiqué que ces effets étaient grossièrement proportionnels à la densité électronique locale. La considération des divers mécanismes possibles suggère que la conductance résulte principalement du recueil des électrons par l'antenne, en phase avec la tension alternative appliquée.

Quelques-uns des effets obtenus par variation de la tension continue entre l'antenne et la fusée peuvent s'expliquer par une représentation simple de la formation d'une gaine ionique autour de l'antenne.

MESURES A BASSE FRÉQUENCE DE L'ADMITTANCE D'UN DIPOLE DANS L'IONOSPHERE, par T.R. KAISER and J.K.E. TUNALEY. *Université de Sheffield.* L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1475 à 1479).

« Skylark » 141 fut tirée à Woomera, en Australie, le 25 mars 1965, à 9 h 40 (heure locale), et transportait des appareils destinés à mesurer l'admittance d'antennes dipôles dans l'ionosphère, à des fréquences de 150 à 250 kHz.

Le véhicule atteignit une altitude approximative de 160 km, ces données furent obtenues sur la trajectoire complète comprise entre 70 km à la montée, (lorsque les antennes étaient déployées), et 50 km à la descente.

L'exposé donne une brève description des éléments de vol et rend compte des résultats d'après une analyse préliminaire des données.

LES EFFETS D'IONISATION DUS A LA TRAÎNÉE DES GAZ ÉJECTÉS PAR LES MOTEURS ARRIÈRES DE LA FUSÉE SUR LES COMMUNICATIONS RADIO AVEC LE PREMIER ÉTAGE DU VÉHICULE DE LANCEMENT DU SATELLITE EUROPÉEN, par H. WILLIAMS, E.L.D.O. *Rocket Propulsion Establishment Westcott.* (*)

Pendant le vol de véhicules propulsés par fusées, il existe un risque constant de dégradations sérieuses des radiocommunications avec le véhicule à partir de la Terre, dues aux résidus ionisés de combustion résultant de l'élément de propulsion. La traînée des gaz éjectés peut être considérée comme un plasma possédant une structure extrêmement complexe.

Avant les derniers lancements du premier étage du lanceur du satellite Europa I ELDO à Woomera, il fut procédé à une tentative de prévision sur les effets d'interférence radio dus à la traînée des gaz injectés. Les problèmes essentiels et les hypothèses sur une telle prévision sont décrits et il a été effectué une comparaison avec les résultats actuels obtenus pendant les lancements. Les données expérimentales obtenues ne sont pas encore complètement analysées, cet exposé constituant un rapport préliminaire.

(*) La Rédaction de l'Onde Electrique regrette de ne pas pouvoir donner dans ses colonnes le texte intégral de cette conférence.

LA SONDE A RÉSONANCE, par D. LEPECHINSKY, *Service d'Ionique Générale du CEN-Saclay.* L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1480 à 1485).

Après un aperçu des études consacrées jusqu'ici à la sonde à résonance pour le diagnostic des plasmas, on rappelle l'essentiel de la théorie de A. MESSIAEN qui apparaît comme la plus satisfaisante. On en compare ensuite les résultats aux données expérimentales fournies par une sonde sphérique placée dans un plasma de diffusion de mercure produit par deux décharges latérales dans un ballon de pyrex. Un très bon accord a été constaté avec la théorie, ce qui justifie les approximations faites dans celle-ci.

CONCLUSIONS GÉNÉRALES, par G.A. DESCHAMPS, *University of Illinois, Faculté des Sciences de Paris.* L'Onde Electrique de décembre 1965 (pages 1486 à 1488).

Dans cet article, M. DESCHAMPS fait le point des questions exposées au cours du Colloque par chacun des conférenciers, il remercie chacun de leur contribution, constate que la question avance lentement mais qu'il reste encore beaucoup à faire, le laboratoire devant venir compléter les expériences ionosphériques.

SUMMARIES OF THE PAPERS (Continued)

THE EFFECT OF THE IONISED ROCKET EXHAUST PLUME ON RADIO COMMUNICATION WITH THE BLUE STREAK SATELLITE LAUNCHING VEHICLE, by H. WILLIAMS, *E.L.D.O. Rocket Propulsion Establishment, Westcott* (*).

During the flight of rocket powered vehicles there is the ever present risk of serious degradation of radio communication with the vehicle due to the ionised products of combustion issuing from the propulsion unit. The rocket exhaust plume can be considered as a plasma having an extremely complex structure.

Prior to recent launchings of the first stage of the E.L.D.O. satellite launching vehicle Europa I at Woomera, an attempt at prediction of the radio interference effects due to the rocket exhaust plume was made. The overall problems and assumptions in making such a prediction are described and a comparison made with the actual results obtained during the launchings. Of course the experimental data obtained is not completely analysed as yet, this paper being in the style of a preliminary report.

(*) The Redaction of l'Onde Électrique is sorry for not publishing this article in its entirety.

SOUNDING BY RESONANCE, by D. LEPECHINSKY, *Service d'Ionique Générale du CEN-Saclay, L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1480 to 1485).*

After an account of the research which has occurred up to now on resonant sounding for the examination of plasmas, a brief review is given of the theory by A. MESSIAEN which seems to be the most satisfactory one.

In relation to it there follows an examination of the experimental data provided by a spherical sounding device placed in a mercury diffusion plasma produced by two lateral discharges in a pyrex container. Very good agreement was found with the theory, which supports the approximations which that contains.

HIGH FREQUENCY MEASUREMENTS OF AN ANTENNA IN THE IONOSPHERE, by E.N. BRAMLEY, *Radio and Space Research Station, Great Britain, L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1471 to 1474).*

This article describes the admittance measurements of a small dipole antenna made in the daytime at Woomera in the course of two rocket flights. Capacity measurements at the two frequencies of 2.7 and 5 Mc/s made it possible to deduce the plasma frequency in the neighbourhood of the antenna. Capacity measurements at 1.54 Mc/s show that at that frequency, in the neighbourhood of the electronic gyro, the effects of the ionic sheath were dominant.

Measurements of the conductance of the antenna showed that the effects were broadly proportional to the local electronic density. Consideration of various possible mechanisms suggests that the conductance results principally from the collection of electrons by the antenna in phase with the applied alternating voltage.

Various of the effects obtained by variations of the D.C. potential between the antenna and the rocket can be explained by a simple representation of the formation of an ionic shield around the antenna.

LOW FREQUENCY MEASUREMENTS OF DIPOLE ADMITTANCE IN THE IONOSPHERE, by T.R. KAISER and J.K.E. TUNALEY, *University of Sheffield, L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1475 to 1479).*

Skylark 141, which was fired from Woomera, Australia, on March 25th, 1965, 0940 h LMT, carried apparatus to measure the admittance of dipole aerials in the ionosphere at frequencies between 150 and 250 kc/s. The vehicle reached an altitude of approximately 160 km and data was obtained over the whole trajectory between 70 km on ascent (when the aerials were deployed) and 50 km on descent. The paper gives a brief description of the flight units and an account of results from a preliminary analysis of the data.

GENERAL CONCLUSIONS, by G.A. DESCHAMPS, *University of Illinois, Faculté des Sciences de Paris, L'Onde Electrique, December 1965 (pages 1486 to 1488).*

In this article, M. DESCHAMPS put the restatement of the questions debated during the symposium by each of the lecturers, thanks them for their participation, notes that the question is slowly going forward, but that much work is still to do, laboratory being to complete ionospheric experiences.

AVANT-PROPOS

La Société Française des Électroniciens et des Radioélectroniciens a bien voulu consacrer à ses lecteurs un numéro spécial de sa revue mensuelle *l'Onde Électrique* pour la publication des différentes communications présentées au colloque sur les « Antennes en milieu ionisé » qui s'est tenu à Paris du 21 au 24 juin 1965.

Ce colloque, organisé par le Centre National d'Études Spatiales en liaison avec la Société Française des Électroniciens et des Radioélectroniciens, et le Comité National Français de Radioélectricité Scientifique, était placé sous la présidence de Messieurs les Professeurs P. GRIVET et E. ROUBINE, de la Faculté des Sciences de Paris.

Une centaine de spécialistes européens et américains ont confronté, durant quatre jours, leurs thèses sur les problèmes d'antennes en milieu ionisé, tels que les problèmes de rayonnement ou d'impédance.

Le Professeur E. ROUBINE, responsable du programme scientifique, a contribué très largement au succès de ces journées d'études ; qu'il en soit ici vivement remercié.

Le Centre National d'Études Spatiales tient également à remercier le Comité de Rédaction de *l'Onde Électrique* qui a bien voulu se charger de la publication de l'ensemble des textes des exposés présentés au colloque et de la traduction des textes anglais.

INTRODUCTION

PAR

E. ROUBINE

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

Directeur Scientifique du Colloque

Ce numéro spécial de *l'Onde Électrique* contient les communications qui ont été présentées au colloque sur les « Antennes en milieu ionisé », tenu à Paris en juin dernier.

La manifestation a été patronnée par la Société Française des Électroniciens et Radioélectriciens, le Comité National Français de Radioélectricité Scientifique, et surtout par le Centre National d'Études Spatiales, sans l'aide matérielle duquel elle n'aurait pu être préparée.

L'organisation même du colloque doit énormément à l'aide du Professeur DESCHAMPS de l'Université de l'Illinois, en année sabbatique à Paris. Que le premier et le dernier exposé soient de lui, est particulièrement significatif.

Il y a, en physique et dans la technique, deux domaines qui, à des degrés différents, n'ont en commun que la réputation de soulever des problèmes difficiles : celui des *plasmas* et celui des *antennes*. La perspective de les associer aurait pu sembler vaine si elle n'avait été imposée par le développement des techniques dites spatiales. Le problème ancien des sondages ionosphériques n'avait pu être, à lui seul, un tel moteur.

L'envoi des véhicules spatiaux est sans raison d'être si la communication n'est pas possible. Tout projet est tributaire de nos connaissances du fonctionnement des antennes dans des conditions presque

entièrement nouvelles, que l'ionisation du milieu dans lequel on rayonne ou à travers lequel on capte des signaux, soit naturelle, comme dans l'ionosphère, ou créée artificiellement (gain de rentrée ou champ local trop élevé, par exemple).

L'analyse du rayonnement d'une antenne dans des milieux insolites et de la modification corrélative de son impédance est nécessaire pour sortir d'un empirisme rudimentaire, et surtout, pour interpréter des résultats de mesures. D'où, en gros, les quelques thèmes du colloque : problèmes de rayonnement en général, problèmes d'impédances, problèmes liés au rayonnement, confrontation avec les résultats expérimentaux.

Le domaine est en pleine évolution : il n'était pas question de rechercher une logique académique et exhaustive. S'il y a, au départ, de l'électromagnétisme classique orné de mathématiques savantes, on rencontre vite l'acoustique, la mécanique des fluides, la mécanique statistique, la chimie des milieux intéressés, voire même, à l'occasion, l'art de l'ingénieur, c'est-à-dire la matière d'autant de colloques spécialisés.

Notre objectif était simplement de provoquer en France une première rencontre de quelques-uns des spécialistes des antennes en milieu ionisé, d'aider peut-être ceux qui préparent des expériences spatiales, d'intéresser enfin des jeunes chercheurs à des problèmes nouveaux.

RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE DANS UN MILIEU ANISOTROPE

G.A. DESCHAMPS

*University of Illinois
et Faculté des Sciences de Paris*

Position du problème

On discute assez brièvement la description du rayonnement thermique dans un milieu anisotrope et les paradoxes qui apparaissent quand la surface de dispersion σ a des nappes infinies.

Le milieu considéré est, par exemple, l'ionosphère en présence du champ magnétique terrestre. Nous supposons qu'il est correctement décrit par un tenseur diélectrique déduit des équations de Appleton-Hartree, mais nous verrons que le résultat obtenu peut aussi s'appliquer à des cas plus généraux.

Une hypothèse essentielle est que le milieu soit *uniforme et constant* c'est-à-dire que ses propriétés soient invariantes par translation dans l'espace et dans le temps. L'état de ce milieu est décrit par un vecteur champ F , fonction de la position et du temps. Ce vecteur, dans le cas de l'électromagnétisme, a six composantes, habituellement groupées en deux vecteurs E et H à trois dimensions. Dans un plasma compressible, il faut ajouter à la description du champ la pression et la vitesse des particules, et cela pour chaque espèce de particules. La dimension de F augmente en conséquence.

La seconde hypothèse essentielle est que le milieu soit *linéaire* c'est-à-dire que le champ obéisse à une équation de la forme :

$$\mathcal{M}F = C \quad (1)$$

où $\mathcal{M}$ est un opérateur linéaire et C est une fonction (vectorielle) de la position qui représente les sources du champ. Dans le cas électromagnétique, C est habituellement formé d'un vecteur courant électrique J et d'un vecteur courant magnétique K . Dans un plasma compressible, il faudrait ajouter d'autres composantes représentant la production de particules et les forces appliquées de l'extérieur aux particules [10].

Finalement nous supposons que C est connu. Le problème de la détermination des courants produits dans l'antenne par une excitation donnée est difficile, même dans un milieu isotrope, et il n'est pas résolu dans le cas qui nous occupe. On est réduit à faire des hypothèses plus ou moins arbitraires sur la forme de ce courant.

Le problème que nous considérons ici est de déduire le champ du courant et plus particulièrement d'exprimer la forme de ce champ à grande distance de l'antenne. Le support des sources C est supposé fini, donc on peut parler d'une région à grande distance sans préciser le point origine.

Nous nous limiterons dans ce qui suit au cas d'une source et d'un champ de fréquence déterminée donc il faudra ajouter à l'équation (1) une condition de radiation ou de causalité pour assurer l'unicité de la solution et sa validité physique.

Divers auteurs (voir les références) ont résolu ce problème pour un milieu magnétoionique ou pour un plasma compressible. LIDTHILL [5], en particulier, a dégagé ce qu'il y a de général dans l'évaluation asymptotique du champ ; DESCHAMPS et KESLER ont montré comment ce champ, à grande distance, pouvait se représenter par une somme d'ondes planes $\mathcal{F}_k$ qui satisfont individuellement :

$$\mathcal{M} \mathcal{F}_k = 0. \quad (2)$$

C'est ce dernier résultat que nous allons exposer. Nous en discuterons ensuite les conséquences.

Les ondes planes caractéristiques

Puisqu'elles nous serviront à représenter le champ rayonné, il est bon de rappeler leurs propriétés. Une

onde plane de vecteur d'onde $\mathbf{k}$ et de pulsation ω est un champ de la forme

$$\mathcal{F}_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{F}_{\mathbf{k}} e^{j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{x})} \tag{3}$$

où $\mathbf{x}$ est le vecteur position et t le temps. $\mathbf{F}_{\mathbf{k}}$ est un vecteur égal à $\mathcal{F}_{\mathbf{k}}(0,0)$.

Si cette onde satisfait l'équation (2) nous dirons qu'elle est une onde caractéristique.

Dans le cas magnéto-ionique $\mathcal{M}$ se réduit alors à

$$\mathcal{M}_{\mathbf{k}} = \begin{bmatrix} \omega \varepsilon & \mathbf{k} \wedge \\ -\mathbf{k} \wedge & \omega \mu \end{bmatrix} \tag{4}$$

où $\mu = \mu_0$ est un scalaire et ε est une matrice bien connue (voir par exemple [11] ou [15]).

La condition nécessaire pour que (2) ait une solution non nulle est :

$$\det \mathcal{M}_{\mathbf{k}} = 0 \tag{5}$$

Pour une valeur de ω donnée ceci impose à $\mathbf{k}$ d'être sur une surface σ_{ω} qu'on nomme surface de dispersion ou surface d'indice de réfraction. Ces surfaces ont été introduites par FRESNEL pour étudier l'optique des cristaux. Pour leur description dans les milieux ionisés, on pourra consulter les références [12, 13, 14, 15, 17, 18] et pour certaines applications, un article détaillé de FELSEN [19]. La figure 1 montre deux

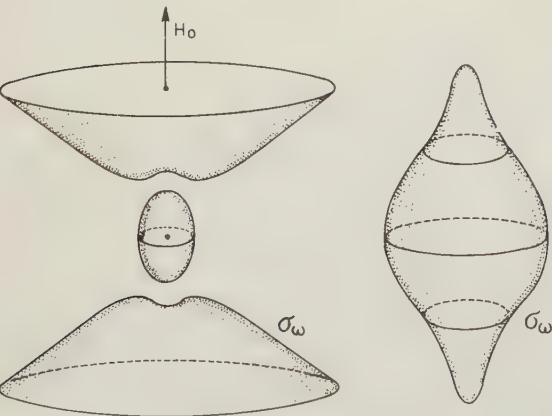
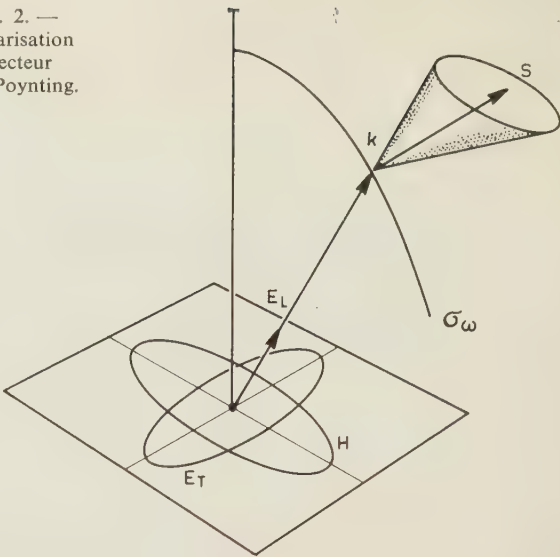


FIG. 1. — Exemples de surfaces de dispersion dans un magnéto-plasma.

exemples de surface de dispersion dans l'ionosphère. On notera que ces surfaces ont en général deux nappes, dont l'une peut s'étendre jusqu'à l'infini et qu'elles peuvent avoir des points d'inflexion.

Quand la condition (5) est satisfaite, il existe une solution non nulle en $\mathbf{F}_{\mathbf{k}}$ dont les composantes sont dans des rapports déterminés : la polarisation, c'est-à-dire la direction du vecteur $\mathbf{F}_{\mathbf{k}}$, est une fonction de $\mathbf{k}$. La figure 2 illustre la polarisation d'une onde plane dans l'ionosphère : les vecteurs $\mathbf{E}_t$ et $\mathbf{H}$ décrivent des ellipses dans le plan perpendiculaire au vecteur $\mathbf{k}$, le champ électrique a une composante

FIG. 2. — Polarisation et vecteur de Poynting.



longitudinale $\mathbf{E}_L$. Pour une description détaillée, voir RATCLIFFE [11].

On peut montrer [références 16 et 17] que le vecteur de Poynting instantané décrit un cône, mais que sa valeur moyenne est un vecteur $\mathbf{S}$ normal à la surface σ au point $\mathbf{k}$. On voit aussi que des ondes planes, dont les vecteurs propagation sont voisins de $\mathbf{k}$ sur σ , interfèrent de façon constructive dans la direction de $\mathbf{S}$. Ceci définit la direction d'un rayon associé au vecteur $\mathbf{k}$. De plus si on considère un paquet d'ondes de fréquences voisines de ω et de vecteurs d'onde voisins de $\mathbf{k}$, la vitesse de groupe $\mathbf{V}_G = \text{grad}_{\mathbf{k}} \omega$ a la direction du vecteur $\mathbf{S}$. Si W est la densité moyenne d'énergie on a

$$\mathbf{S} = W \mathbf{V}_G \tag{6}$$

Ces relations sont illustrées dans les figures 3 et 4.

Dans ce qui suit nous désignerons par $\mathcal{F}_{\mathbf{k}}$ une onde caractéristique, de vecteur propagation $\mathbf{k}$, normalisée de façon que $\mathbf{S}$ soit de longueur unité.

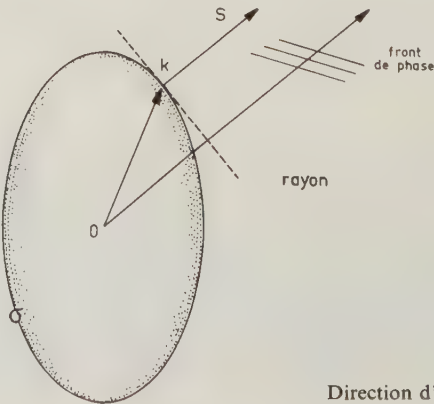


FIG. 3. — Direction d'un rayon.

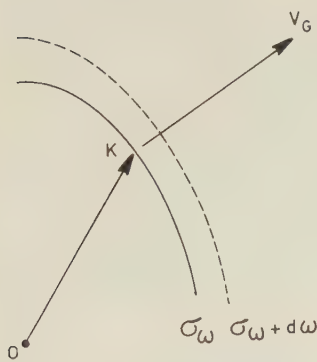


FIG. 4. — Vitesse de groupe.

Esquisse de la solution

Pour résoudre l'équation (1) on en prend la transformée de Fourier par rapport au vecteur position $\mathbf{x}$. De cette façon (1) se réduit à un système d'équations algébriques :

$$\mathcal{M}(\mathbf{k}) F(\mathbf{k}) = C(\mathbf{k}). \tag{7}$$

On calcule aisément $F(\mathbf{k})$. Le vrai problème est d'en déduire la transformée de Fourier :

$$F(\mathbf{x}) = (2\pi)^{-3} \iiint F(\mathbf{k}) e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} d^3k. \tag{8}$$

Pour une valeur quelconque de $\mathbf{x}$, une solution explicite n'est pas connue et on doit recourir en partie à des méthodes numériques [7]. Quand $\mathbf{x}$ est grand, on peut, en suivant la méthode de Lighthill [5], trouver une solution asymptotique.

L'intégrale triple (8) est d'abord réduite à une intégrale double étendue à la surface σ . Plus exactement, et c'est là qu'intervient la condition de radiation, pour un point $\mathbf{x}$ donné il faut intégrer seulement sur la portion σ_+ de la surface où la normale orientée, $\mathbf{S}$, fait un angle aigu avec le vecteur $\mathbf{x}$. L'intégrale est en fait une somme d'ondes caractéristiques.

Une seconde réduction, basée sur la méthode de la phase stationnaire, remplace l'intégrale double par une somme finie étendue aux points de σ_+ où la normale $\mathbf{S}$ est parallèle au vecteur $\mathbf{x}$ (fig. 5). Les points

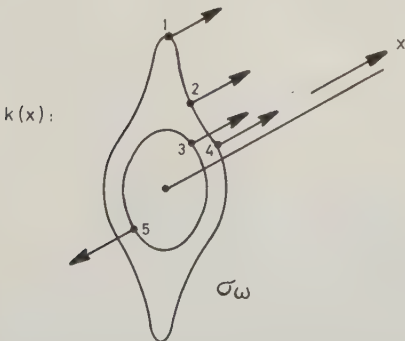


FIG. 5. — Points stationnaires $K(\mathbf{x})$. Associés au vecteur. Les points 1, 2, 3 et 4 correspondent à la direction de $\mathbf{x}$ le point 5 à la direction opposée.

de σ_+ où ceci a lieu étant notés par $\mathbf{k}(\mathbf{x})$, nous pouvons écrire la forme du résultat :

$$\mathcal{F}(\mathbf{x}, t) \simeq \frac{1}{r_{\mathbf{k}(\mathbf{x})}} \sum A(\mathbf{k}) \mathcal{F}_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}, t). \tag{9}$$

Il nous reste à décrire comment les amplitudes $A(\mathbf{k})$ sont obtenues. Lighthill [5] met en évidence le rôle de la courbure de Gauss au point $\mathbf{k}$. Désignons par k_G le rayon de courbure de Gauss en ce point. C'est par définition la moyenne géométrique des rayons de courbure principaux au point $\mathbf{k}$. On peut aussi écrire :

$$k_G^2 = \frac{d\sigma}{d\Omega}, \tag{10}$$

rapport d'un élément de surface $d\sigma$ à l'angle solide $d\Omega$ engendré par toutes les normales à $d\sigma$ (fig. 6).

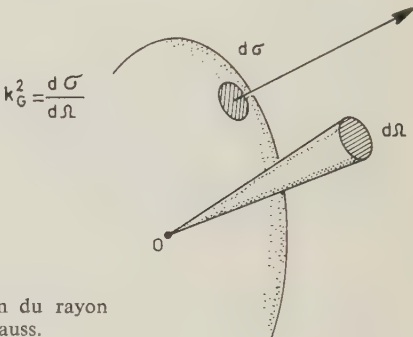


FIG. 6. — Définition du rayon de courbure de Gauss.

Sous cette forme on voit que, plus k_G est grand, plus le pinceau des rayons correspondants à $d\sigma$ est concentré.

Le coefficient $A(\mathbf{k})$ peut s'écrire :

$$A(\mathbf{k}) = -\frac{jk_G}{4\pi} a(\mathbf{k}) \tag{11}$$

définissant un autre coefficient $a(\mathbf{k})$ qui a une interprétation simple en fonction de la source $\mathbf{C}$. Ce coefficient se trouve être la réaction de la source $\mathbf{C}$ et de l'onde plane caractéristique $\mathcal{F}_{-\mathbf{k}}$ de vecteur d'onde $-\mathbf{k}$ dans un milieu pour lequel la matrice ε serait remplacée par sa transposée.

Physiquement, la transposition de ε correspond à un renversement du champ magnétique constant appliqué au milieu et on peut montrer que :

$$\widehat{\mathcal{F}}_{-\mathbf{k}} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^* \\ \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^* \end{bmatrix} e^{j\omega t + j\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}}. \tag{12}$$

La réaction d'un champ $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ et d'une source $(\mathbf{J}, \mathbf{K})$ est, par définition, l'intégrale de $\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{K}$. Elle se réduit donc à :

$$a(\mathbf{k}) = \mathbf{E}_{\mathbf{k}}^* \cdot \mathbf{J}(\mathbf{k}) + \mathbf{H}_{\mathbf{k}}^* \cdot \mathbf{K}(\mathbf{k}) \tag{13}$$

ou simplement au premier terme si la source ne comporte pas de courant magnétique.

Nous allons maintenant décrire quelques conséquences du résultat exprimé par les formules (9, 11 et 13).

Diagramme de rayonnement

A cause de la forme particulière des surfaces de dispersion, nous voyons qu'il peut y avoir jusqu'à quatre points stationnaires sur la surface σ (fig. 5). Le champ à grande distance, dans ces conditions, sera donc représenté par une somme de quatre ondes planes ayant des longueurs d'ondes différentes. En général, elles ont aussi des vitesses de groupe et des vitesses de rayon différentes et leurs fronts d'onde ne coïncident pas.

La description habituelle du champ par un diagramme de rayonnement, c'est-à-dire par une fonction de la direction, ne s'applique pas. Plus exactement comme cette fonction devient multivoque, il semble préférable de décrire le diagramme par la fonction $A(\mathbf{k})$. Celle-ci a l'avantage d'être univoque sur la surface σ et de définir en même temps la polarisation du champ, puisqu'à chaque vecteur $\mathbf{k}$ correspond une polarisation bien déterminée.

Puissance rayonnée

L'intensité de rayonnement (watt par stéradian), correspondant à $\mathbf{k}$, est :

$$\frac{dP}{d\Omega} = |A(\mathbf{k})|^2 = \left| \frac{k_G}{4\pi} a(\mathbf{k}) \right|^2. \quad (14)$$

Elle peut s'exprimer, en éliminant k_G à l'aide de (11), comme une densité sur σ :

$$\frac{dP}{d\sigma} = \left| \frac{a(\mathbf{k})}{4\pi} \right|^2. \quad (15)$$

Pour trouver la puissance totale rayonnée il suffit alors d'intégrer $\left| \frac{a(\mathbf{k})}{4\pi} \right|^2$ sur la surface σ :

$$P = \int_{\sigma} \frac{|E_{\mathbf{k}}^+ J(\mathbf{k})|}{4\pi} d\sigma. \quad (16)$$

Si le courant $\mathbf{J}$ utilisé dans cette formule est produit par un courant unité aux bornes de l'antenne, P est aussi la résistance de rayonnement.

Quand σ s'étend à l'infini on voit que P risque d'être infini à moins que $J(\mathbf{k})$ ne décroissent assez vite lorsque k devient grand. Pour un doublet de Hertz,

par exemple, on trouve que l'intégrale est, en fait, infinie. En général, comme le comportement de $J(\mathbf{k})$ à l'infini est lié aux discontinuités de $J(\mathbf{x})$, on voit que $J(\mathbf{x})$ doit être « assez continu » pour que P converge.

C'est un type de condition qui n'apparaît pas quand la surface σ est finie, par exemple pour une antenne dans le vide.

Gain et section efficace

Si l'antenne est sans perte et reçoit, d'un générateur connecté à ses bornes, une puissance unité qui est tout entière rayonnée : $P = 1$. Le gain dans une certaine direction, pour un des vecteurs $\mathbf{k}(\mathbf{x})$ associé à cette direction, est :

$$G(\mathbf{k}) = 4\pi \frac{dP}{d\Omega}. \quad (17)$$

Il y a, par conséquent, plusieurs gains correspondant à une direction donnée, comme il y a plusieurs vecteurs $\mathbf{k}(\mathbf{x})$. Il est donc préférable de considérer G comme une fonction de $\mathbf{k}$ définie sur la surface σ ainsi que l'indique la formule (17). On peut aussi définir un gain relatif à σ par :

$$\Gamma(\mathbf{k}) = 4\pi \frac{dP}{d\sigma}. \quad (18)$$

Ce gain se réduit à :

$$\Gamma(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi} |a(\mathbf{k})|^2 = \frac{1}{4\pi} |E_{\mathbf{k}}^+ J(\mathbf{k})| \quad (19)$$

et par conséquent la courbure de σ se trouve éliminée.

Si la même antenne reçoit l'onde plane normalisée $\mathcal{F}_{-\mathbf{k}}$ la puissance interceptée s'exprimera par une section efficace $\sigma(\mathbf{k})$.

Dans le vide, à cause de l'indétermination de la polarisation des ondes planes, on définit la section efficace $\sigma(\mathbf{k})$ en choisissant l'onde incidente qui rend maximale la puissance reçue. Sa polarisation est la même, avec une convention appropriée [22], que celle de l'onde rayonnée dans la direction $\mathbf{k}$. Cette section efficace est alors liée au gain par une formule bien connue :

$$\sigma(\mathbf{k}) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\mathbf{k}) = \frac{\pi}{k^2} G(\mathbf{k}). \quad (20)$$

On prouve cette relation en utilisant la réciprocité.

Dans un magnétoplasma il est inutile de spécifier la polarisation de l'onde incidente puisqu'elle est déterminée pour chaque vecteur $\mathbf{k}$. D'autre part le magnétoplasma n'obéit pas au principe de réciprocité sous sa forme habituelle. Il faut comparer l'antenne émettrice dans un certain milieu et l'antenne réceptrice dans le milieu où le champ magnétique appli-

qué est renversé (ε transposée). On trouve alors la relation

$$\check{\sigma}(\mathbf{k}) = \frac{\pi}{k_G^2} G(\mathbf{k}) \quad (21)$$

qui généralise (20). Le signe $\sim$ indique que la quantité σ correspond au milieu transposé.

Utilisant le gain rapporté à la surface de dispersion σ , cette formule se simplifie :

$$\check{\sigma}(\mathbf{k}) = \pi \Gamma(\mathbf{k}). \quad (22)$$

Longueur effective

On définit la longueur effective d'une antenne comme le coefficient h qui, multiplié par la norme $|E|$ du champ incident, donne la tension en circuit ouvert aux bornes de l'antenne.

En général, ce coefficient n'est valable que pour une onde incidente plane et il dépend de la direction et de la polarisation de cette onde.

On peut généraliser ce concept et faire de h un vecteur tel que la tension aux bornes devienne le produit scalaire $h \cdot E$. Dans ce cas, on exprime la tension par un nombre complexe représentant la phase ainsi que la valeur absolue de la tension. Dans le vide, on peut choisir h pour qu'il ne dépende que de k et non plus de la polarisation de l'onde. En fait, il suffit de prendre pour h le vecteur $J(k)$ transformé de Fourier de la distribution de courant dans l'antenne. Nous allons voir que ce même résultat est valable dans un magnétoplasma.

Comparons en effet l'antenne émettrice excitée par un courant unité dans un certain milieu et l'antenne réceptrice excitée par une onde plane caractéristique $\check{F}_{-k}$ dans le milieu transposé. La tension produite aux bornes est précisément la réaction :

$$a(k) = E_k^+ J(k) = E_k^* \cdot J(k). \quad (23)$$

Par conséquent, on peut considérer $J(k)$ comme un vecteur effectif tel que son produit scalaire par le champ électrique E_k^* de l'onde incidente détermine la tension aux bornes. Ce vecteur effectif $J(k)$, obtenu dans le milieu transposé, est aussi valable dans le milieu initial si on admet que le courant dans l'antenne est le même dans les deux cas.

Il faut noter que, sauf pour une antenne infinitésimale, $J(k)$ dépendra de k et il n'existera pas un vecteur unique h tel que, pour n'importe quel champ incident, la tension soit donnée par $h \cdot E$. Cette situation existe aussi pour une antenne dans le vide.

Une simplification pour le milieu anisotrope vient du fait que le vecteur k détermine la polarisation. On peut donc, si on le désire, introduire une longueur effective scalaire telle que $|v|$ s'obtienne en multipliant la norme $|E|$ du champ électrique par h . Cette longueur h est simplement la projection de $J(k)$ sur

la direction de E_k ou plus précisément la valeur absolue du produit scalaire de $J(k)$ par le vecteur de norme unité dans la direction de E_k :

$$h(k) = \frac{|J(k) \cdot E_k|}{|E_k|}. \quad (24)$$

On trouve alors dans le milieu transposé une longueur effective $\check{h}(k)$ différente de $h(k)$.

Rayonnement thermique

Le rayonnement thermique dans un corps noir rempli d'un milieu anisotrope a été étudié par RYTOV et plus récemment par MERCIER [20] et BUDDEN et HUGILL [21].

Le résultat obtenu est donné ici sous une forme géométrique qui suggère sa relation avec le problème de l'antenne. Si on exprime l'intensité du rayonnement en fonction de la direction par une densité sur la surface de dispersion σ , on trouve que cette densité est *uniforme*. Si on utilise une surface réduite dans le rapport $1/2\pi$, la densité est précisément l'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}(v, T)$ par degré de liberté, c'est-à-dire

kT d'après la loi de Rayleigh-Jeans ou $\frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$

d'après la loi de Planck (fig. 7).

Tout se passe donc comme si ce rayonnement était dû à une source ponctuelle isotrope de force.

$$(2\pi)^{-3} \bar{\varepsilon}(v, T) \quad (25)$$

On déduit la densité d'énergie dans le corps noir par :

$$\rho = \bar{\varepsilon} \int_{\sigma} \frac{d\sigma}{V_G} \quad (26)$$

et on peut voir que ceci conduit à une densité infinie lorsque la surface a une nappe infinie. En fait, le nombre de degrés de liberté entre ω et $\omega + d\omega$ est

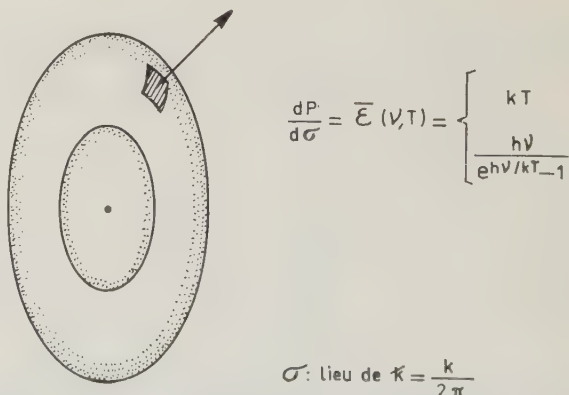


FIG. 7. — Rayonnement thermique dans un milieu anisotrope.

le volume dans l'espace de $k = k/2\pi$ entre les surfaces σ_ω et $\sigma_{\omega+d\omega}$ et ce volume devient infini.

Il y a là une situation paradoxale qui est liée à l'existence de surfaces de dispersion s'étendant à l'infini. Ce sont les mêmes surfaces qui conduisent à une résistance de rayonnement infinie pour le doublet de Hertz et pour certaines distributions de courant discontinues. D'un point de vue physique, il est clair que la solution de ce paradoxe doit consister à mettre en doute le modèle utilisé pour décrire le milieu. Quand le vecteur d'onde k devient grand, l'hypothèse du plasma froid n'est plus valable et il faut tenir compte des ondes électro-acoustiques. De plus, si le champ électrique devient infini, pour certaines directions de propagation il se produira nécessairement des effets non linéaires qui ne sont pas représentés dans le modèle utilisé et qui empêcheront l'infinité de se produire. Il sera important d'étudier ces problèmes car ils semblent être liés à des effets qui ont été observés dans l'ionosphère [9].

Généralisations

Comme nous l'avons noté au début de cette conférence, les propriétés essentielles qui permettent d'obtenir les formules (9, 11, 13) sont que l'opérateur $\mathcal{M}$ soit linéaire et invariant par translation et qu'il existe une définition appropriée de la réaction quand on considère un champ plus général que le champ électromagnétique.

Par exemple, pour un plasma compressible avec une seule espèce d'ions mobiles on peut prendre :

$$F = \begin{bmatrix} E \\ H \\ V \\ q \end{bmatrix}$$

et pour l'opérateur

$$\mathcal{M} = \begin{bmatrix} d_t \epsilon & -\text{rot} & n_0 e & 0 \\ \text{rot} & d_t \mu & 0 & 0 \\ n_0 e & 0 & d_t \rho & \text{grad} \\ 0 & 0 & \text{div} & d_t \sigma \end{bmatrix}$$

où ρ est la densité du milieu et T le module d'élasticité. On en déduit la célérité des ondes acoustiques $a = (\rho\sigma)^{-1/2}$ et celle des ondes électromagnétiques $c = (\epsilon\mu)^{-1/2}$.

Le vecteur source devient :

$$\begin{bmatrix} J \\ K \\ f \\ q \end{bmatrix}$$

où f est une densité de force appliquée et q un taux de production des ions.

La réaction $\langle C, F \rangle$, à utiliser dans ce cas, est l'intégrale de :

$$J \cdot E - K \cdot H - V \cdot f + qp$$

et le vecteur de Poynting généralisé est $S = E \cdot H + pV$.

Avec ces notations, les formules (9, 11, 13) se généralisent au cas d'un plasma isotrope compressible et aussi au cas du magnétoplasma compressible. [Rapport non publié de O. KESLER, University of Illinois].

Il est clair que ces formules sont d'une portée tout à fait générale et qu'elles s'appliquent à des ondes de nature quelconque. Elles mettent en évidence le rôle de la surface de dispersion, en particulier du rayon de courbure gaussien de cette surface, et aussi de la polarisation des ondes caractéristiques comparées à celles de la transformée de Fourier de la source. Remarquons, pour finir, que le champ à grande distance est exactement défini par les valeurs que prend cette transformée de Fourier sur la surface de dispersion.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BUNKIN F.V. — On radiation in anisotropic media, *J. Exptl. Theoret. Phys. USSR*, vol. 32, pp. 338, 1957.
- [2] KOGÉLNIK H. — On electromagnetic radiation in magneto-ionic media, *J. Res NBS-D. Radio Propagation*, vol. 64D, pp. 515-523, September - October 1960.
- [3] KUEHL H. — Electromagnetic radiation from a dipole in anisotropic plasma, *J. Phys. Fluids*, vol 5, p. 1095, 1962.
- [4] ARBEL E. and FELSEN L.B. — Theory of Radiation from Sources in Anisotropic Media in *Electromagnetic Waves*, E.C. Jordan, Ed., Pergamon Press New York, NY, pp. 391-459, 1963.
- [5] LIGHTHILL M.J. — Studies on magneto-hydrodynamic waves and other anisotropic wave motions, *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, vol. 252, pp. 397-430, March 1960.
- [6] MEECHAM W.C. — Source and reflection problems in magneto-ionic media, *Phys. Fluids*, vol. 4, December 1961.
- [7] MITTRA R. and DESCHAMPS G.A. — Field Solution for a dipole in an Anisotropic Medium in *Electromagnetic Waves*, E.C. Jordan, Ed. Pergamon Press, New York, NY, pp. 495-512, 1963.
- [8] DESCHAMPS G.A. et KESLER O. — Radiation Field on an Arbitrary Antenna in a Magnetoplasma, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. A-12, November 1964.
- [9] WEIL H. et DESCHAMPS G.A. — Les antennes dans les plasmas, Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences d'Orsay, Rapport L.P. 52.
- [10] COHEN M.H. — Radiation in a Plasma, *The Physical Review*, vol. 123, 711, 1961, vol. 125, 389, 1962, vol. 126, 398, 1962.
- [11] RATCLIFFE J.A. — The Magneto-Ionic Theory and its Application to the Ionosphere, Cambridge University Press, Cambridge, Mass. 1959.
- [12] CLEMMOW P.C. and MULLALLY R.F. — The dependence of the refraction index in magnetoionic theory on the direction of the wave normal, in Report of the Physical Soc. Conf. on Physics of the Ionosphere, held at the Cavendish Laboratory, Cambridge, Mass., pp. 340-350, September 1954.
- [13] ALLIS W.P., BUCHSBAUM S.J. and BERS A. — Waves in Anisotropic Plasma, the Massachusetts Institute of technology Press, Cambridge, Mass., 1963.
- [14] DESCHAMPS G.A. and WEEKS W.L. — Charts for computing the refractive indexes of a magnetoionic medium, *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, vol. AP-10, pp. 305-317, May, 1962.

- [15] DENISSE J.F. et DELCROIX J.L. — Théorie des Ondes dans les plasmas, Dunod 1963.
 - [16] HINES C.O. — Wave Packets, the Poynting Vector and Energy Flow, I-IV, *J. Geophys. Research* 56, pp. 63, 197, 207, 535, 1951.
 - [17] STIX T.H. — The theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, New York 1962.
 - [18] DESCHAMPS G.A. — Angular Dependence of the Refractive Index in the Ionosphere, *Radio Science*, vol. 69 D, N° 3, pp. 395-400, March 1965.
 - [19] FELSEN L.B. — On the Use of Refractive Index Diagrams for Source-Excited Anisotropic Regions, *Radio Science*, vol. 69 D, N° 2, pp. 155-169, Feb. 1965.
 - [20] MERCIER R.P. — Thermal radiation in anisotropic media, *Proc. Phys.-Soc.*, vol. 83, pp. 811-816, 1964.
 - [21] BUDDEN K.G. and HUGILL J. — The theory of cosmic background radio signal received within the ionosphere, *Proc. Roy. Soc.*, vol. A 277, p. 365, 1964.
 - [22] DESCHAMPS G.A. — Geometrical representation of the polarisation of a plane electromagnetic wave, *Proc. IRE*, vol. 39, pp. 540-544, May 1951.
-

RAYONNEMENT ET DIFFRACTION DANS DES RÉGIONS ANISOTROPE

PAR

L. B. FELSEN

*Electrophysics Department
Polytechnic Institute of Brooklyn
Farmingdale, New York, U.S.A.*

1. Introduction

Une description des phénomènes très compliqués de rayonnement et de diffraction en milieu anisotrope peut être faite de façon nettement plus méthodique grâce à l'emploi du concept de rayon, par lequel on peut rendre compte des caractéristiques usuelles de la réflexion et de la réfraction, ainsi que de celles de la diffraction.

Une grandeur de champ peut être caractérisée en terme de rayon quand son comportement local est essentiellement celui d'une simple onde plane. Cela a lieu, par exemple, dans la zone de rayonnement éloigné d'une source ponctuelle où le champ en ondes sphériques se comporte localement comme celui d'une onde plane se propageant radialement à partir de la source, avec une amplitude, fonction du rayon, déterminée par les caractéristiques du front d'onde (ou encore par l'extension du pinceau, les rayons étant les trajectoires orthogonales des surfaces d'ondes dans un milieu isotrope). Un comportement analogue se retrouve pour des champs réfléchis, réfractés, et mêmes diffractés, à condition que le point d'observation soit placé suffisamment loin des objets diffractants pour que le caractère d'onde plane locale soit valable. La longueur d'onde est l'échelle de mesure appropriée pour cette distance et, bien que la justification mathématique nécessite que la longueur

d'onde tende vers zéro, entraînant ainsi que toutes les autres distances soient comparativement infinies, on trouve par l'étude de problèmes typiques que des distances de l'ordre de quelques longueurs d'onde (ou même une seule) conviennent souvent.

Ainsi, une description, en terme de rayons, du rayonnement et de la diffraction « lointaine » s'applique presque partout, l'exception étant les régions de transition (par exemple, le voisinage de la limite ombre-lumière pour un objet donnant une ombre) ainsi certaines ondes ont des variations rapides les empêchant d'avoir un comportement d'onde localement plane. En construisant une hiérarchie de rayons, on peut ainsi décrire, de manière quantitative, des champs de rayonnement et de diffraction de sources en présence d'obstacles et de limites de formes relativement quelconques.

Pour une application des concepts schématisés ci-dessus à des régions anisotropes, il est évidemment essentiel de comprendre la propagation des ondes planes puisqu'un formalisme de rayons est basé sur le comportement en ondes localement planes. C'est par là que les surfaces d'indices joue un rôle important parce que ces surfaces donnent des informations essentielles pour déduire les différentes caractéristiques des rayons (direction de l'énergie) et du vecteur d'onde (direction des fronts d'ondes) dans une onde plane. Cet aspect, de la question et son rapport avec les problèmes de rayonnement a été exposé dans l'article du Professeur G. DESCHAMPS [2] qui a considéré la surface des indices décrivant les ondes planes, la superposition d'ondes planes en un spectre continu (pour synthétiser rigoureusement le champ excité par une distribution de sources locales dans une région indéfinie) et l'évaluation asymptotique de la représentation intégrale exacte, en vue d'extraire le champ

* L'auteur fut invité par les organisateurs de la conférence sur les Antennes en Milieu Ionisé, à présenter une conférence examinant ce sujet. Quoique des versions semblables en aient été publiées, les organisateurs ont trouvés le sujet d'intérêt suffisant pour justifier l'insertion dans ce numéro. Ils ont demandés, en conséquence, de leur soumettre ce manuscrit condensé.

** Ce travail a été patronné par l'Air Force Cambridge Research Laboratories, Office of Aerospace Research, Bedford, Massachusetts sous contrat N° A.F. 19(628) - 2357.

de rayonnement. Ces concepts sont rappelés brièvement au paragraphe 2 qui traite de l'utilisation des surfaces d'indices dans l'étude de la réflexion et de la réfraction sur une surface de séparation plane. Des effets de surface associés à une source de rayonnement sont examinés plus profondément au paragraphe 3 en insistant plus particulièrement sur certains phénomènes de focalisation et sur les phénomènes de diffraction décrits par les ondes latérales. Les conclusions générales déduites des surfaces d'indices sont alors vérifiées au paragraphe 4 sur des exemples particuliers qui peuvent être analysés rigoureusement.

2. La surface de dispersion des ondes planes et les phénomènes liés à une surface

Ainsi qu'on l'a déjà dit, une compréhension des propriétés de propagation des ondes planes dans un milieu anisotrope est un préalable essentiel pour tenter une analyse sensée de l'excitation par des sources. Comme l'utilisation de la surface des indices a été décrite par le Professeur DESCHAMPS [2] dans l'article précédent, ces remarques sur le sujet sont brèves et servent principalement à l'introduction des notations employées dans la suite de cet article. En se référant à la figure 1, le vecteur d'onde k définit

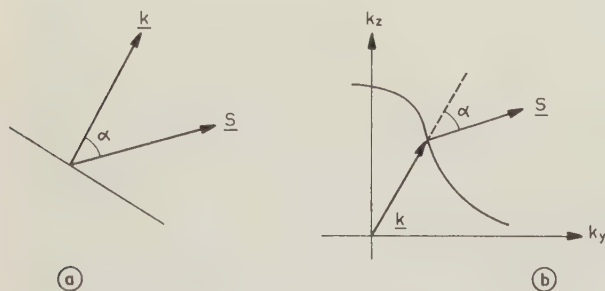


FIG. 1. — Vecteur d'onde et rayon

a) Front d'onde

b) Surface des normales aux ondes (ou des indices)

la direction de propagation des fronts d'onde, le vecteur rayon S définit la direction de propagation de l'énergie et l'angle α entre k et S est inférieur à 90° quand on a affaire à un milieu magnétoionique du type Appleton-Hartree. Le vecteur de Poynting moyen $S = \text{Re}(E \wedge H^*)$, dans un milieu sans pertes, est lié à la vitesse de groupe v_g par $S = Wv_g$, où W désigne l'énergie moyenne emmagasinée. La surface des vecteurs d'ondes ⁽¹⁾ et la surface des indices sont décrites par l'extrémité des vecteurs

$$k(k_x, k_y) \quad \text{et} \\ n(k_x, k_y) = (c/\omega) k(k_x, k_y)$$

où k_x, k_y sont les nombres d'ondes le long des axes x et y , respectivement, et c est la vitesse de la lumière

dans le vide. Un facteur temps en $\exp(-i\omega t)$ est implicite.

Tandis que la surface des k (ou la surface des indices qui lui est liée par le facteur constant c/ω) donne, bien sûr, immédiatement la relation entre k et S dans une région anisotrope indéfinie (sans spécifier cependant la polarisation de l'onde), elle peut aussi être utilisée pour déterminer la direction des rayons et vecteurs d'ondes réfléchis et transmis quand il y a une surface de séparation plane [3]. Dans ce cas, on voit, grâce à la condition de continuité des composantes tangentielles du champ à travers la surface, que les éléments des champs incidents, réfléchis et réfractés doivent tous avoir le même nombre d'ondes parallèlement à la surface; cela oblige seulement les champs à rester « au pas » le long de la surface. Si cette dernière est prise suivant le plan $z = 0$, on impose alors que chaque élément se comporte comme :

$$E_i(r) = A_i e^{ik_z i z} e^{i(k_x x + k_y y)}$$

où l'indice i distingue les parties incidentes, réfléchies, ou réfractées, et A_i ne dépend pas du vecteur-position r . E désigne le champ électrique. Une expression semblable peut être écrite pour le champ magnétique H .

Comme la surface des k constitue un graphique de $k_z, k_z(k_x, k_y)$, il est aisé de voir comment l'utiliser pour déterminer k_i et S_i pour les différents champs d'onde : le vecteur incident $\hat{k}_0$ étant donné, on détermine sa projection $(\hat{k}_{x0}, \hat{k}_{y0})$ sur le plan $z=0$, puis on détermine alors tous les autres points de la surface des k ayant même projection (k_{x0}, k_{y0}) ; les points satisfaisant la condition de rayonnement (c'est-à-dire dont les ondes planes correspondantes portaient une énergie s'éloignant de la surface) sont alors possibles, et les vecteurs S qui leur sont associés peuvent être interprétés comme des rayons réfléchis et réfractés.

Ce raisonnement reste vrai, même quand la surface des k a plusieurs branches, auquel cas deux ondes réfléchies ou réfractées, ou plus, peuvent être excitées par un seul rayon incident. Cela est utilisé plus bas dans l'analyse de l'excitation par une source ponctuelle (fig. 2 a et b) ⁽¹⁾.

3. Rayonnement par des sources

3.1. CONDITION DE COL ET INTERPRÉTATION EN TERME DE RAYONS

Le champ rayonné par des sources à distance finie peut être synthétisé par une distribution continue d'ondes planes dont les amplitudes sont ajustées au spectre des nombres d'ondes dans le plan des sources. Cela entraîne la considération d'un problème

⁽¹⁾ On doit faire remarquer que la construction graphique ne donne que la direction des rayons réfléchis et réfractés relativement au rayon incident mais non l'amplitude ou la polarisation, contenue dans le facteur A_i . Ce dernier doit être déterminé par une application détaillée de la condition de passage à travers la surface.

⁽¹⁾ Cette surface est aussi appelée surface de dispersion.

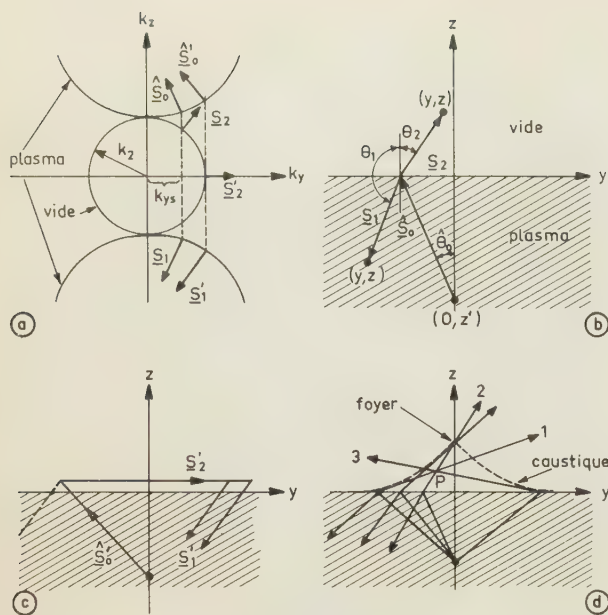


FIG. 2. — Points cols et

- a) surface des k
- b) diagramme des rayons (réfléchis et réfractés)
- c) diagramme des rayons (latéraux)
- d) focalisation

de conditions initiales classique dont la solution prend alors la forme [3] :

$$E_i(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_i(k_y) e^{i[k_{zi}(k_y)z + \widehat{k}_{z0}(k_y)|z'| + k_y y]} dk_y \quad (2)$$

où l'on n'a pris que deux dimensions (indépendantes de x) pour simplifier, cela correspond à une source linéaire parallèle à x , en $y = 0$, $z = z' < 0$. Quand l'indice i est remplacé par 0 et $(z + |z'|)$ par $(z + z')$, l'expression se réfère au champ dans un milieu indéfini, sinon l'indice i fait la distinction entre les champs réfléchis et réfractés.

Comme, en général, ces intégrales de rayonnement ne peuvent être calculées exactement, on doit faire appel à des techniques d'approximation. Pour le champ de rayonnement à grande distance (par rapport à la longueur d'onde), la méthode du col convient. Elle exprime que la contribution principale à l'intégrale provient du voisinage des points de l'intervalle d'intégration où la dérivée de l'exposant, par rapport à k_y , s'annule. Ainsi les points cols k_{yS} sont déterminés explicitement par la condition ⁽¹⁾ :

$$y + \frac{dk_{zi}}{dk_y} z + \frac{d\widehat{k}_{z0}}{dk_y} |z'| = 0 \quad \text{à} \quad k_y = k_{yS} \quad (3)$$

En définissant

$$(dk_{zi}/dk_y) = -\text{tg } \theta_1 \quad \text{et} \quad (d\widehat{k}_{z0}/dk_y) = -\text{tg } \widehat{\theta}_0,$$

on peut donner une interprétation graphique simple

⁽¹⁾ Nous ne considérons ici que des points cols réels puisque des points cols complexes correspondent à des champs évanescents.

de la condition de col : k_{yS} est précisément le point de l'axe des k_y pour lequel on peut construire un trajet de rayon de la source $(0, z')$ au point d'observation (y, z) en accord avec le graphique des indices [2]. Cette interprétation découle de l'observation que θ_i et $\widehat{\theta}_0$ sont les angles entre l'axe des k_z et les normales à la surface des k aux points (k_{zi}, k_y) et $(\widehat{k}_{z0}, k_y)$, respectivement (les angles sont positifs dans le sens axe des k_z vers axe des k_y). Ces relations sont illustrées par la figure 2 où une source ligne rayonne dans un plasma semi-infini séparé du vide par une surface plane. La surface des k pour le milieu vide, isotrope, est une sphère (seule l'intersection circulaire dans le plan $k_y - k_z$ nous concerne ici, car $k_x = 0$). Tandis que celle du plasma a été prise avec une branche ouverte, ce qui a lieu, par exemple, quand le champ magnétique statique est très grand (cas uniaxe) et la fréquence de plasma plus grande que la fréquence de travail ($\omega_p > \omega$). Ainsi, le point col peut être déterminé en sélectionnant les rayons incidents et réfléchis (ou réfractés) comme sur la figure 2a ; rayons qui réunissent la source et les points d'observation par les trajets représentés en figure 2b ; si plusieurs de ces trajets sont possibles, cela implique l'existence de plus d'un point col contribuant au champ.

Comme la contribution principale à l'intégrale (2) provient du voisinage du point col (S), le champ de rayonnement résultant sera en :

$$\exp[ik_S \cdot r] = \exp[ik_{zi}(k_{yS})z + i\widehat{k}_{z0}(k_{yS})|z'| + ik_{yS}y],$$

soit une ou plusieurs ondes planes ayant le même k_{yS} ⁽²⁾. En conséquence, on aboutit à la conclusion physique que le champ réfracté, observé au point (y, z) , par exemple, est établi par l'onde plane particulière ($\widehat{S}_0$) qui, partant de la source, a rencontré la surface, s'est réfractée (S_2) en accord avec la loi de la réfraction schématisée par le diagramme des k , pour finalement atteindre le point d'observation. L'analyse mathématique supporte donc la prévision physique de l'optique des rayons et montre comment on peut trouver le point col (S) et les trajectoires de rayons associées, à partir de la surface d'indice 3. Des considérations analogues s'appliquent à la partie réfléchie (S_1). On note, au passage, que le rayon réfracté S_2 est « rétrograde » relativement au rayon incident $\widehat{S}_0$, conséquence de la forme ouverte de la surface.

3.2. RAYONS LATÉRAUX

La figure 2a comporte un autre caractère intéressant. Quand le point d'observation est tel que k_{yS} devient égal au rayon k_2 du cercle (cela peut se produire quand le point d'observation se trouve dans le plasma), le rayon réfracté devient horizontal, et quand $k_{yS} > k_2$, il n'y a plus de rayon réfracté (réflexion totale). Du point de vue analytique, les deux valeurs de la fonction bivaluée $k_{z2}(k_y)$, représentant

⁽²⁾ Nous n'avons pas tracé de rayon correspondant à l'intersection avec le cercle. Ce rayon donnerait un transport d'énergie vers la surface dans le vide ; il est donc inadmissible étant donné la position des sources en figure 2b.

la trace circulaire, coïncident quand $k_y = k_2$, ce qui indique la présence d'un point de branchement à cette valeur. Ce point de branchement peut également contribuer au champ de rayonnement et donner ce que l'on appelle une onde latérale (trajet $\widehat{S'_0}, S'_2, S'_1$) dont le trajet (fig. 2c) se déduit immédiatement de la figure 2a [3]. Bien que cette partie du champ représente un effet de diffraction, il peut quelquefois dominer les champs direct et réfléchi. Pour un milieu décrit par le tracé hyperbolique de la figure 2a, la direction des rayons directs aussi bien que réfléchis est confinée dans un certain angle limité par les normales aux asymptotes; en conséquence, il existe une zone d'ombre où ne peuvent pénétrer les champs direct et réfléchi, aucune restriction de ce genre n'intervient pour les rayons latéraux. Les ondes latérales correspondent physiquement à une partie du champ excité par un rayon incident à l'angle critique ($\widehat{S'_0}$); le rayon réfracté (S'_2) voyage parallèlement à la surface et perd de l'énergie par réfraction (S'_1) (seul un des rayons latéraux est représenté; il en existe un second qui provient de la partie gauche du diagramme des k , se propageant vers la gauche dans la zone du vide).

3.3. FOCALISATION

La courbe des vecteurs d'onde de la figure 2a révèle un autre aspect qui est en rapport étroit avec les propriétés d'anisotropie du plasma. En un point d'observation P situé près de la surface, dans le vide $z > 0$, on peut construire trois rayons, comme l'indique la figure 2d. L'existence de ces trajets implique la contribution de trois points cols $k_{yS1}, k_{yS2}, k_{yS3}$ de sorte que le champ en P consiste en trois sortes d'ondes interférant. Quand P s'éloigne de la surface, les rayons 1 et 2 se rapprochent l'un de l'autre et coïncident effectivement quand P se trouve sur la couche en tiretés gras; plus loin, les rayons 1 et 2 n'existent plus et le champ est contenu tout entier dans le rayon 3.

Ainsi, la configuration des rayons diffère dans les deux parties de la région vide séparées par la courbe en tiretés; dans la partie intérieure, chaque point d'observation est atteint par trois rayons, tandis que, dans la partie extérieure, il n'y a qu'un seul rayon. Ce caractère provient du croisement des rayons réfractés (fig. 2a et d), et la courbe en tiretés constitue la caustique des rayons réfractés. La caustique a un sommet, le foyer, qui est également représenté. Nous noterons donc qu'une surface plane limitant une région anisotrope homogène peut produire des effets de focalisation semblables à ceux d'une lentille [4]. Ce comportement peut être attribué aux courbures opposées des diagrammes d'indices pour le plasma et pour le vide respectivement, ce qui permet le croisement [4].

4. Exemples d'illustration

Pour illustrer quelques-unes des remarques précédentes sur des exemples spécifiques pouvant être analysés en détail, nous considérons le cas d'une

ligne de courant magnétique située dans un milieu anisotrope uniaxe. Quoique cela soit une circonstance plutôt spéciale, l'interprétation des résultats au moyen des concepts de l'optique des rayons fournit la base d'une technique valable dans un large ensemble de cas.

4.1. SOURCE LINÉAIRE DANS UN MILIEU INDÉFINI

Le plasma froid uniaxe est décrit dans notre cas bidimensionnel par le tenseur diélectrique :

$$\varepsilon = -y_0y_0 + \varepsilon z_0z_0,$$

$$\text{où : } \varepsilon = 1 - (\omega_p/\omega)^2$$

ε étant supposé implicitement relatif à la constante diélectrique ε_0 du vide (le cas isotrope usuel s'obtient en faisant $\varepsilon = 1$). On remarque que ε peut être positif ou négatif suivant que $\omega_p < \omega$ ou $\omega_p > \omega$, respectivement (pour simplifier les pertes sont négligées de sorte que ε est réel).

La surface des vecteurs d'onde est donnée par l'équation :

$$k_z^2 + \frac{k_y^2}{\varepsilon} = k_0^2, \quad (4)$$

et quand $\varepsilon < 0$, elle a une forme hyperbolique, schématisée figure 2a. Si la ligne de courant magnétique est d'amplitude unité et située en $y = 0$, $z = z'$, la solution, pour la composante unique $H_x = H$ du champ magnétique, est donnée par l'expression finie connue [5] :

$$H_\infty = -\frac{\omega\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}}{4} H_0^{(1)}[k_0 r N(\theta)], \quad (5)$$

où $r = [y^2 + (z - z')^2]^{1/2}$ est la distance de la source au point d'observation (y, z) ,

$\theta = \text{tg}^{-1}[y/(z - z')]$ est l'angle d'observation pris à partir de l'axe z ,

k_0 est le nombre d'onde dans le vide,

$H_0^{(1)}$ est la fonction de Hankel de première espèce et $N(\theta)$, l'indice de réfraction des rayons :

$$N(\theta) = \sqrt{\cos^2\theta + \varepsilon \sin^2\theta} \quad (5a)$$

l'indice ∞ indique qu'il s'agit de la solution pour un milieu indéfini. Pour de grandes valeurs de l'argument, la fonction de Hankel peut être remplacée par son expression asymptotique pour donner :

$$H_\infty \sim -\frac{\omega\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r N(\theta)}} e^{i[k_0 r N(\theta) - \pi/4]} \quad (6)$$

expression dans laquelle $k_0 r N(\theta) \gg 1$.

On peut facilement voir que la puissance transportée par ce champ s'écoule radialement de la source vers l'infini, et que la puissance réelle est rayonnée seulement dans les régions de l'espace où $N(\theta)$ est réel (on doit prendre $N(\theta) = i|N(\theta)|$ quand N est imaginaire). Quand $\varepsilon < 0$, le champ ne se propage que dans la région définie par $|\text{tg } \theta| < \text{tg } \theta_c$, où

θ_c est l'angle pour lequel $N(\theta)$ s'annule :

$$\theta_c = \text{Arc tg } \frac{1}{\sqrt{|\varepsilon|}}.$$

On peut facilement voir, grâce à (4), que la normale aux asymptotes de la courbe hyperbolique fait un angle θ_c avec l'axe des k_z . En étudiant la figure 2a (sous la courbe circulaire), on remarque que les rayons (normales à l'hyperbole) ne se propagent que dans la région $|\text{tg } \theta| < \text{tg } \theta_c$, en accord avec la conclusion tirée de la solution exacte (6). On peut vérifier également que

$$k_S \cdot r = k_{0r} n \cos \alpha = k_0 r N(\theta),$$

où k_S est le vecteur d'onde correspondant à un rayon dans la direction θ . Ainsi, la relation avec la phase déduite plus haut se vérifie.

Il est intéressant d'observer qu'au voisinage de la limite de la région éclairée où $N(\theta) \rightarrow 0$, il n'est pas permis d'utiliser la forme asymptotique (6) et il est nécessaire de garder la solution exacte (5). Comme $H_0^1(0) = \infty$, le champ magnétique diverge à la frontière clarté-ombre (le champ électrique diverge aussi). On peut montrer également que la puissance totale rayonnée par une source dans un milieu ayant une surface d'indices ouverte est infinie, conduisant donc ainsi à une résistance de rayonnement infinie. Cette divergence peut être surmontée en postulant une distribution de courant ayant un comportement plus régulier qu'une source concentrée sur une ligne.

4.2. SOURCE LINÉAIRE DANS UN PLASMA REMPLISSANT UN DEMI-ESPACE

Quand la source linéaire est placée dans un demi-espace de plasma anisotrope uniaxe comme indiqué figure 2b, la solution de l'espace indéfini doit être additionnée d'une contribution rendant compte de la surface. Ce dernier champ ne peut être exprimé par une expression finie et il est nécessaire d'utiliser une intégrale du type cité en (2) (seul le champ électrique est donné en (2) mais une expression semblable représente le champ magnétique). Pour le problème considéré, on trouve dans la région du plasma : $z < 0$ [5] :

$$H = H_\infty + \frac{\omega \varepsilon_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(k_{z2} - \widehat{k}_{z0})}{k_{z0}(k_{z2} + \widehat{k}_{z0})} e^{i[\widehat{k}_{z0}|z+z'| + k_y y]} dk_y \tag{8}$$

où k_{z2} et $\widehat{k}_{z0}$ sont les nombres d'ondes le long de z respectivement dans le vide et dans le plasma, voir [4] :

$$k_{z2} = \sqrt{k_0^2 - k_y^2}, \quad \widehat{k}_{z0} = \sqrt{k_0^2 - \frac{k_y^2}{\varepsilon}}. \tag{8a}$$

D'autre part, dans la région vide, $z > 0$ [4, 5] :

$$H = -\frac{\omega \varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{k_{z2} + \widehat{k}_{z0}} e^{i[k_{z2}z + \widehat{k}_{z0}|z'| + k_y y]} dk_y. \tag{9}$$

Ces expressions sont évidemment en accord avec le genre de résultat donné en (2). Comme $\widehat{k}_{z0}$ et k_{z2} sont des fonctions multiformes de k_y , la surface de Riemann associée doit être définie de manière convenable, et le trajet d'intégration doit être déformé autour des points de branchement de façon que le champ satisfasse la condition de rayonnement. (Les racines carrées doivent avoir une partie imaginaire positive dans le cas où elles ne sont pas réelles).

Pour effectuer une évaluation asymptotique de ces intégrales destinées à représenter le champ au loin, on peut suivre la méthode schématisée au paragraphe 3.1. Primo, les points cols réels k_{yS} sont localisés comme dans (3) et le contour d'intégration est alors déformé en un contour à « pente maximale » passant par le col. Le long d'un tel contour, l'intégrand décroît exponentiellement quand on s'éloigne du col, de sorte que seules les contributions provenant du voisinage immédiat des différents k_{yS} ont de l'importance. Si on rencontre des points de branchement par la déformation du contour, une intégrale de coupure doit être ajoutée, elle peut alors donner lieu à des ondes latérales décrites au paragraphe 3.2. Les points cols peuvent être localisés graphiquement par la méthode déjà discutée.

Pour l'intégrand de (9), relatif au vide, on trouve (pour $\varepsilon < 0$) un ou trois points cols, suivant la position du point d'observation (§ 3.3.). Les contours déformés passant par les cols sont représentés aux figures 3 b et c (la disposition des points cols correspond à un observateur se déplaçant le long du rayon 3, sur la figure 2d). On remarque qu'aucun point de branchement n'est rencontré par la déformation du contour, de sorte que l'évaluation asymptotique ne provient que des points cols.

Par un calcul classique on obtient, pour un point d'observation à l'intérieur de la caustique de la figure 2d [4] :

$$H \sim -\omega \varepsilon_0 \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \sum_{m=1}^3 \frac{1}{(k_{z2} + \widehat{k}_{z0})_{k_{yS_m}}} \times \frac{e^{i\psi(k_{yS_m}) + i(\pi/4) \text{sgn } \psi''(k_{yS_m})}}{|\psi''(k_{yS_m})|^{1/2}}, \tag{10}$$

tandis que, pour les points d'observation à l'extérieur, il ne reste qu'un seul terme.

ψ représente la fonction de phase :

$$\psi(k_y) = k_{z2}z + \widehat{k}_{z0}|z'| + k_y y = k_{z2}z - \widehat{k}_0 r', \tag{10a}$$

et ψ'' , sa dérivée seconde :

$$\psi''(k_y) = -\frac{k_0^2}{(k_0^2 - k_y^2)^{3/2}} z + \frac{k_0^2}{|\varepsilon| \left(k_0^2 + \frac{k_y^2}{|\varepsilon|}\right)^{3/2}} |z'|. \tag{10b}$$

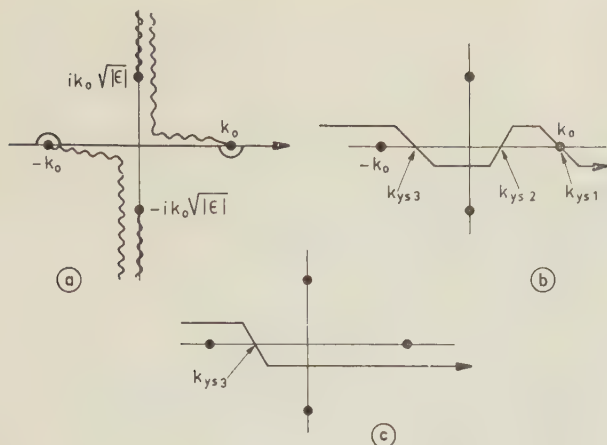


FIG. 3. — Trajet d'intégration dans le plan k^* complexe pour des points d'observation dans la région vide, avec $\varepsilon < 0$ (● point de branchement)

- a) trajet original
- b) trajet déformé, pour des points d'observation à l'intérieur de la caustique
- c) trajet déformé, pour des points d'observation en dehors de la caustique

Les points cols k_{ysm} sont situés à $\psi'(k_y) = 0$ et $\text{sgn}(\alpha) = \pm 1$ pour $\alpha \leq 0$. Cette formule asymptotique possède les caractéristiques générales décrites au paragraphe 3.1. Il est intéressant de remarquer que $\psi''(k_{ysm})$ dans (10b) peut tendre vers zéro pour certains points d'observation. Ce sont, en fait, les points de la caustique de la figure 2d. Le résultat asymptotique simple de (10) n'est plus alors valable, et on doit effectuer un calcul plus approfondi qui rende compte de la rencontre des deux points cols k_{ys1} et k_{ys2} de la figure 3b quand le point d'observation s'approche de la caustique. (Cela correspond à la superposition des deux rayons 1 et 2 dans la figure 2d si l'on suit le trajet du rayon 3, par exemple). Un perfectionnement supplémentaire est nécessaire près du foyer, caractérisé par la coïncidence des trois points cols [4].

Quand le point d'observation est placé dans la région du plasma $z < 0$, le champ est calculé à partir de (8). Le terme H_∞ donne la contribution des ondes directes de (5) ou (6), et l'intégrale rendant compte de la surface de séparation peut être traitée par des méthodes asymptotiques. Le trajet d'intégration est à l'origine comme indiqué par la figure 3a. Un point col unique et réel k_{ys} peut maintenant se présenter et, suivant le point d'observation, il peut être situé sur tout l'axe k_y réel. (Cela est une conséquence du diagramme ouvert des k de la figure 2a). L'interprétation correspondante de l'optique des rayons donne le rayon réfléchi indiqué figure 2b dont le domaine angulaire est limité par l'inclinaison des normales aux asymptotes de la branche ouverte; pour des angles d'observation supérieurs, il n'existe pas de points cols réels et la contribution à l'intégrale, dans ce cas, est un infiniment petit exponentiel (onde évanescence dans la région ombre du champ réfléchi). Quand le point col k_{ys} est réel, le parcours d'intégration déformé est tel qu'indiqué sur les figures 4

et 5. En composant les figures 3a et 4, on remarque que les points de branchement à $(+k_0)$ et $(-k_0)$ sont rencontrés au cours de la déformation quand $k_{ys} < -k_0$ et $k_{ys} > k_0$ respectivement, tandis que les deux points de branchement sont rencontrés quand $-k_0 < k_{ys} < +k_0$, les intégrales de branchement correspondantes donnent les ondes latérales de la figure 2c dont l'existence fut prévue grâce au graphique des vecteurs d'ondes (on rappelle qu'une seule des ondes latérales a été tracée pour simplifier, mais qu'il en existe une seconde vers la gauche parallèlement à la surface). La formulation analytique de l'approximation du col pour $\varepsilon < 0$ est :

$$H \sim H_\infty + H_S \quad (12)$$

où H_∞ est la contribution directe donnée en (6) tandis que H_S est le champ réfléchi [5].

$$H_S \sim -\frac{\omega \varepsilon_0 \sqrt{|\varepsilon|} e^{i\pi/4}}{2} \Gamma(k_{yc}) \frac{e^{ik_0[r_0 N(\theta_0) + r_1 N(\theta_1)]}}{\sqrt{2\pi k_0 [\hat{r}_0 N(\hat{\theta}_0) + r_1 N(\theta_1)]}} \quad (12a)$$

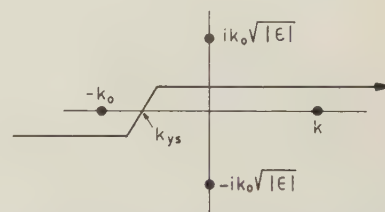


FIG. 4. — Trajet d'intégration déformé dans le plan k^* complexe pour des points d'observation dans la partie éclairée de la zone du plasma, avec $\varepsilon < 0$.

$\Gamma(k_{yc}) = -(k_{z2} - \hat{k}_{z0}) / (k_{z2} + \hat{k}_{z0})$ est le coefficient de réflexion et

$(\hat{r}_0, \hat{\theta}_0)$ et (r_1, θ_1) sont les longueurs et angles associés respectivement aux rayons $\hat{S}_0$ et S_1 dans la figure 2b.

La signification physique des diverses grandeurs est évidente et on observe que quand $N(\hat{\theta}_0)$ et $N(\theta_1)$ sont imaginaires (voir 5a), le champ est évanescence; la région correspondante est l'ombre en optique géométrique. Les intégrales de coupure donnent les contributions des ondes latérales S :

$$H_c \sim -\frac{\omega \varepsilon_0 e^{i\pi/4}}{\sqrt{2\pi}} \frac{|\varepsilon|}{1 + |\varepsilon|} \times \left[\frac{e^{i[k_0 r'_0 N(\hat{\theta}'_0) + k_2 r'_2 + k_0 r'_1 N(\theta'_1)]}}{(k_2 r'_2)^{3/2}} V(r'_2) + \dots \right] \quad (13)$$

où $(\hat{r}'_0, \hat{\theta}'_0)$, r'_2 et (r'_1, θ'_1) sont les longueurs et les angles correspondant respectivement aux rayons $\hat{S}'_0$, S'_2 et S'_1 dans la figure 2c. $V(x)$ représente la fonction unité de Heaviside qui est égale à 1 quand $x > 0$ et s'annule quand $x < 0$; elle délimite l'existence

du rayon latéral précisément dans les régions escomptées de l'espace, à droite de la ligne en tirets de la figure 2c. La contribution provenant du deuxième rayon latéral déjà cité n'a pas été explicitée. En dehors du fait que la phase, dans (13), est en accord avec celle prévue par les trajets des rayons latéraux, on doit attirer l'attention sur la variation en $(k_2 r'_2)^{-3/2}$ qui conduit à une décroissance avec la distance, plus rapide que celle des champs direct ou réfléchi. Cette augmentation de la décroissance rend compte de la fuite continue d'énergie dans les ondes latérales. Cependant, $N(\theta'_0)$ et $N(\theta'_1)$ sont toujours réels, de sorte que l'onde latérale n'est jamais évanescence; elle domine donc dans la zone d'ombre de l'optique géométrique. Près des côtés des angles correspondant à $r'_2 \rightarrow 0$, l'équation 13 n'est plus valable et une étude plus approfondie doit être effectuée [5].

Conclusion

Les problèmes de rayonnement dans des régions anisotropes infinies et semi-infinies ont été brièvement passés en revue, et on a montré comment certains caractères saillants du champ de rayonnement peuvent être déterminés par une étude des graphiques de vecteur d'onde ou d'indice. Essentiellement, la réduction des intégrales de rayonnement par des méthodes asymptotiques revient à déterminer les ondes planes particulières qui vont de la source au point d'observation, suivant un trajet obéissant aux lois de la réflexion et de la réfraction du milieu en question. Cela se déduit immédiatement du diagramme d'indice et fournit une base physique du processus mis en jeu. La solution asymptotique complète contient, de plus, la polarisation et l'amplitude du champ au loin. Différents concepts généraux mis en avant dans la discussion initiale ont été clarifiés avec un exemple spécial susceptible d'être analysé en détail : le rayonnement dans un milieu anisotrope uniaxe.

Comme il est dit plus haut, nous n'avons pas cherché à être exhaustif ici puisque la plupart des travaux sur lesquels cette revue est basée figurent dans la littérature technique. Nous espérons cependant que le présent aperçu est suffisamment large pour englober quelques-unes des idées de base; le lecteur intéressé

par d'autres détails pourra envisager de consulter les références citées. Alors que seules des surfaces planes furent explicitement discutées, on doit mentionner que les méthodes asymptotiques et la théorie des rayons correspondante ont été également appliquées à des surfaces courbes [6] et des surfaces anguleuses [6, 7], donnant ainsi une vue d'une classe d'effets de diffraction différant de ce qui a été décrit dans cet article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KELLER J.B., Geometrical Theory of Diffraction, in *Calculus of Variations and its Applications* (McGraw-Hill Book Co., New York, 1958); also, *J. Opt. Soc. Am.*, **52** (1962), p. 116.
 - [2] DESCHAMPS G. Rayonnement d'une antenne dans un milieu anisotrope. Article dans ce numéro de *L'Onde Electrique*, p. 1379 à 1385.
 - [3] FELSEN L.B. On the Use of Refractive Index Diagrams for Source-Excited Anisotropic Regions, *Radio Science* (NBS-USA), **69D** (1965), p. 155-169.
 - [4] FELSEN L.B. Focusing by an Anisotropic Plasma Interface, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **AP-12** (1964), p. 624-635.
 - [5] FELSEN L.B. Radiation from a Uniaxially Anisotropic Plasma Half Space, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **AP-11** (1963), pp. 469-484.
 - [6] RULF B. and FELSEN L.B. Diffraction by Objects in Anisotropic Media, Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics, Polytechnic Institute of Brooklyn, Brooklyn, N.Y., 1964.
 - [7] FELSEN L.B. Propagation and Diffraction in Uniaxially Anisotropic Regions; Part I - Theory. Part II - Applications, *Proc. IEE* (London), **111** (1964), pp. 445-464.
- Références supplémentaires d'articles récents passant en revue des sujets voisins :
- [8] FELSEN L.B. Quasi-Optic Diffraction, Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics, Polytechnic Institute of Brooklyn, Brooklyn, N.Y., 1964.
 - [9] FELSEN L.B. Quasi-Optical Techniques in Microwave Propagation, *Applied Optics*, Oct. 1965.
 - [10] FELSEN L.B. Propagation and Diffraction in Anisotropic Regions, *Acta Physica Polonica*, **27** (1965), pp. 197-216.

Note. — Des références d'autres publications peuvent être trouvées dans les bibliographies des articles ci-dessus, voir surtout [8] - [10].

DIFFRACTION D'UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE PLANE PAR UN CYLINDRE DE PLASMA INHOMOGÈNE

PAR

P.E. FAUGERAS

*Groupe de Recherches
de l'Association EURATOM-CEA sur la Fusion
92 - Fontenay-aux-Roses, France*

1. Rappel théorique

On donne ici seulement le principe de la méthode et les équations de la diffusion ainsi obtenues [1].

Si on néglige l'action du champ magnétique de l'onde incidente, et si on suppose les ions infiniment lourds, le plasma peut être assimilé à une assemblée d'électrons qui réagissent à l'onde incidente comme des dipôles. Le champ électromagnétique qui agit alors sur un dipôle considéré, à l'intérieur du plasma, se décompose donc en champ incident et en champ diffusé, ce dernier étant dû aux ondelettes émises par tous les dipôles, ce qu'on peut écrire :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_d(\vec{E}) \quad (1)$$

où $\vec{E}$ est le champ total, $\vec{E}_i$ le champ incident.

Dans le cas où le plasma est un cylindre circulaire (la densité électronique ne dépendant que de la distance à l'axe du plasma), et pour une onde plane à l'incidence normale, $\vec{n}$, dont le vecteur électrique est parallèle à l'axe Oz du cylindre, (1) permet de calculer le champ qui règne en chaque point de l'espace, et en particulier à l'extérieur du plasma :

$$\vec{E} = E_0 e^{-i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [i^n J_n(k_0 r) + a_n H_n^{(1)}(k_0 r)] e^{in\theta} \quad (2)$$

$\vec{E}_0$ est un vecteur dirigé suivant Oz ,

J_n et $H_n^{(1)}$ sont les fonctions de Bessel et de Hankel de première espèce,

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = \text{nombre d'ondes dans le vide,}$$

le terme $i^n J_n(k_0 r)$ est le champ incident, tandis que le champ diffusé $a_n H_n^{(1)}(k_0 r)$ est déterminé par le coefficient a_n :

$$a_n = -i^n \frac{J_n(X)y'(X) - J'_n(X)y(X)}{H_n^{(1)}(X)y'(X) - H_n^{(1)'}(X)y(X)} = -i^n b_n \quad (3)$$

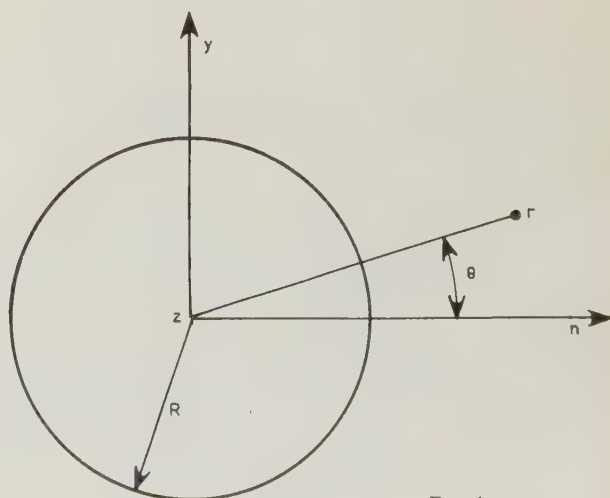


FIG. 1.

où $X = \frac{2\pi R}{\lambda}$, R = rayon du cylindre ;

et où $y(x)$, fonction complexe de la variable réelle x , est continue pour $x = 0$ et solution de l'équation différentielle :

$$y'' + \frac{1}{x} y' + \left[1 - \frac{\alpha \varphi(x)}{1 + i \nu/\omega} - \frac{n^2}{x^2} \right] y = 0. \tag{4}$$

Dans (4), $\alpha = \frac{4\pi e^2 N(0)}{m\omega^2}$ est le rapport de la densité sur l'axe à la densité de coupure pour l'onde considérée (densité telle que $\omega = \omega_p$) ; $\varphi(x)$ est la forme du profil de densité ; $\varphi(0) = 1$ et $\varphi(X) = 0$; ν est la fréquence de collisions.

On se limite au cas des collisions électron-ion et on pose :

$$\nu/\omega = \beta \varphi(x).$$

2. Diagrammes de diffraction

Le champ à l'infini s'obtient par le développement asymptotique des fonctions de Hankel dans (2), soit :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \left[e^{i k_0 r \cos \theta} + \frac{e^{i k_0 r}}{\sqrt{k_0 r}} g(\theta) \right]. \tag{5}$$

L'amplitude de diffusion $g(\theta)$ est mise sous forme trigonométrique :

$$g(\theta) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{i \frac{3\pi}{4}} \left[b_0 + 2 \sum_1^\infty b_n \cos n\theta \right]. \tag{6}$$

C'est cette expression que nous avons calculée pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$\begin{aligned} 0,01 &\leq \alpha \leq 10 \\ 0,5 &\leq X \leq 100 \\ \beta &= 0, 0,01, 0,1, 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varphi : \text{rectangulaire, } J_0\left(2,4 \frac{x}{X}\right), \cos^2\left(\frac{\pi x}{2 X}\right), \\ \exp(-3 x^2/X^2). \end{aligned}$$

On peut obtenir théoriquement un certain nombre de cas limites qui donnent pour (6) une expression approchée :

— si le plasma perturbe peu le champ incident (α et X faibles), l'approximation de Born est valable. On l'obtient en écrivant à la place de (1) :

$$\vec{E} = \vec{E}_i + \vec{E}_d(E_i)$$

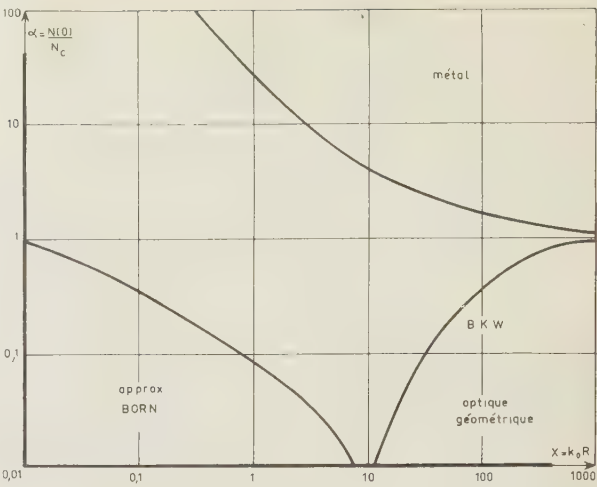


FIG. 2.

— si la densité sur l'axe est très élevée et le diamètre assez grand, le plasma se comporte sensiblement comme un métal.

La figure 2 montre le domaine de validité de ces approximations.

3. Résultats numériques

La figure 3 donne un exemple type de diagramme de diffraction. Ce diagramme peut se décomposer en :

- un pic central,
- un premier plateau, de niveau inférieur,
- un deuxième plateau, de niveau très faible.

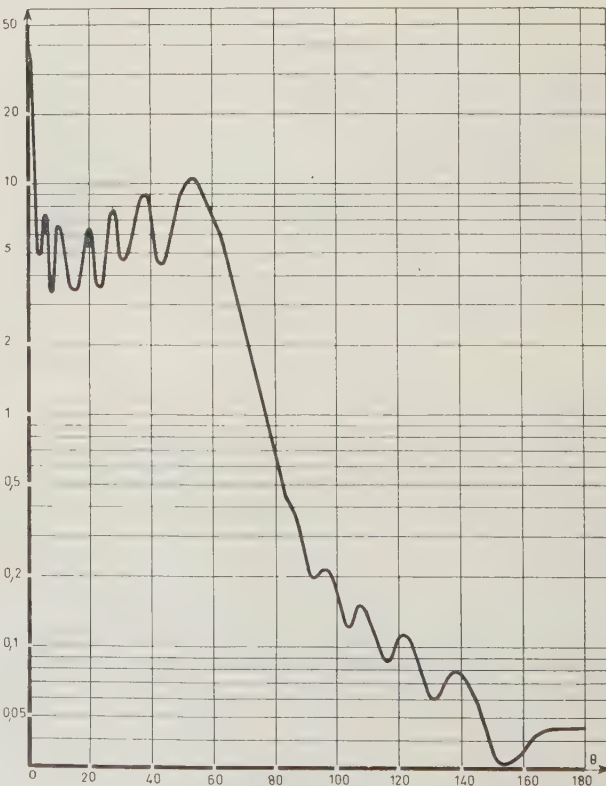


FIG. 3. — Amplitude de diffusion — Profil : Bessel
 $X = 50, \alpha = 0,9, \beta = 0$

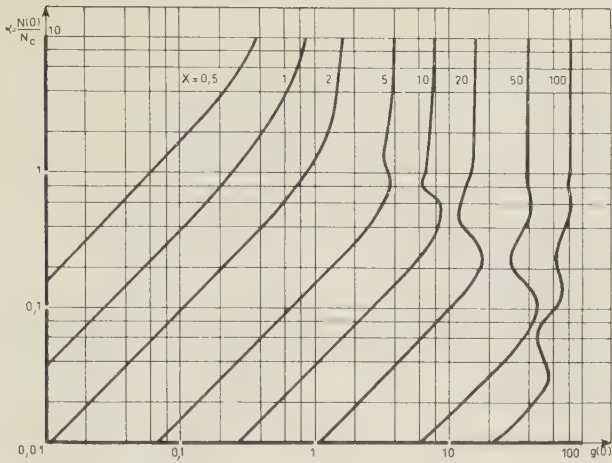


FIG. 4. — Amplitude de diffusion avant — Profil : Bessel
 $\beta = \nu/\omega = 0$

A ce schéma est superposé une « structure fine ». Sur la figure 4, qui donne l'amplitude de diffusion avant, on retrouve les différentes approximations possibles. L'analyse des résultats numériques suggère les remarques suivantes :

a) *Influence du diamètre du plasma* (fig. 5)
Pour $\alpha \geq 0,5$, l'abscisse angulaire du premier minimum est inversement proportionnelle au diamètre ; pour $\alpha \leq 0,1$ la largeur à mi-hauteur du pic central est inversement proportionnelle au diamètre. Suivant le régime de densité, le profil de densité n'intervient pas (densités fortes $\alpha \geq 0,5$) ou assez peu (densités faibles $\alpha \leq 0,1$).

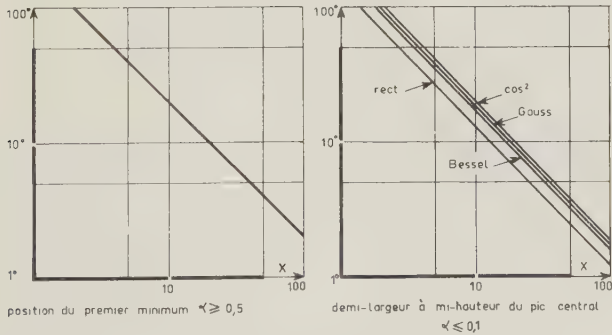


FIG. 5. — Caractérisation de $X = k_0 R$

b) *Influence de la densité*
Si $X \lesssim 5$, on observe une augmentation brusque du champ diffusé à 90° et un coude très net, lorsque α passe, en croissant, par la valeur 1 (fig. 6). Pour $X \lesssim 20$, le premier plateau est assez net et s'étend sur une largeur angulaire grossièrement proportionnelle à la densité électronique (fig. 7).

c) *Influence du profil.*
Les résultats relatifs au profil rectangulaire diffèrent plus des résultats relatifs aux autres profils que ces derniers ne diffèrent les uns des autres. Dans l'ensemble, l'influence du profil est peu sensible.

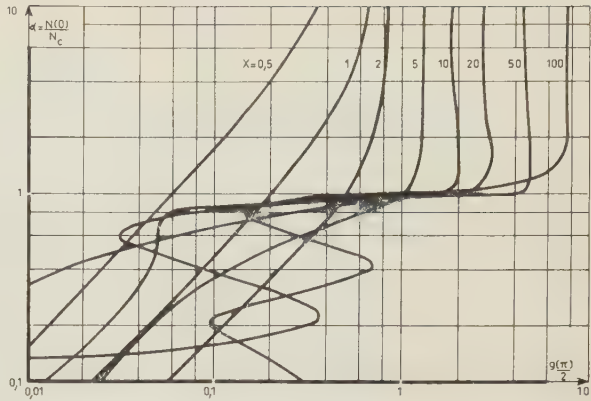


FIG. 6. — Champ diffusé à 90° — Profil : Bessel $\beta = \nu/\omega = 0$

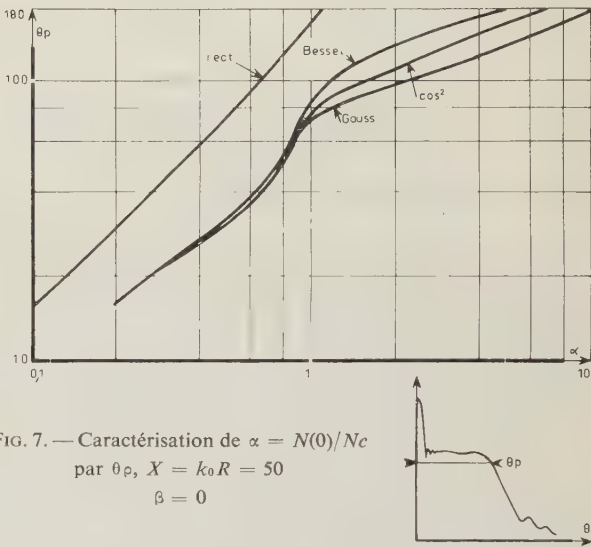


FIG. 7. — Caractérisation de $\alpha = N(0)/N_c$
par θ_p , $X = k_0 R = 50$
 $\beta = 0$

4. Coefficient d'extinction

Le flux du vecteur de Poynting à travers une surface entourant le plasma fait apparaître deux termes [2] :

$$\vec{E}_i \wedge \vec{H}_d^* + \vec{E}_d \wedge \vec{H}_i^* \quad \text{et} \quad \vec{E}_d \wedge \vec{H}_d^*.$$

Le premier s'interprète comme l'énergie prise au faisceau incident et conduit à la *section efficace d'extinction* et le second est l'énergie rerayonnée et donne la *section efficace de diffusion*. En divisant ces sections efficaces par le diamètre du cylindre, on obtient les coefficients d'efficacité correspondants [3]. Dans notre cas, le coefficient d'extinction s'écrit :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{2}{X} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \text{Re}(b_n)$$

tandis que :

$$Q_{\text{diff}} = \frac{2}{X} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |b_n|^2$$

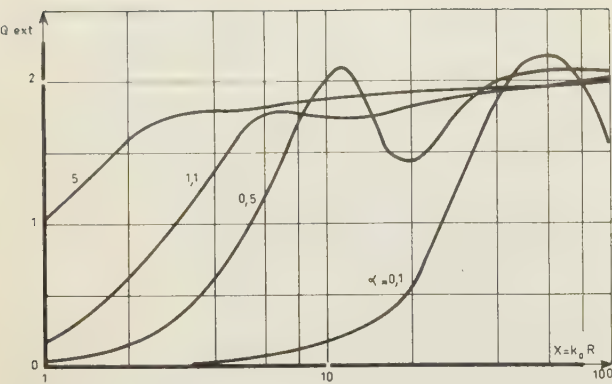


FIG. 8. — Coefficient d’extinction — Profil : Bessel. Paramètre : $\alpha = N(0)/N_c$, $\beta = 0$

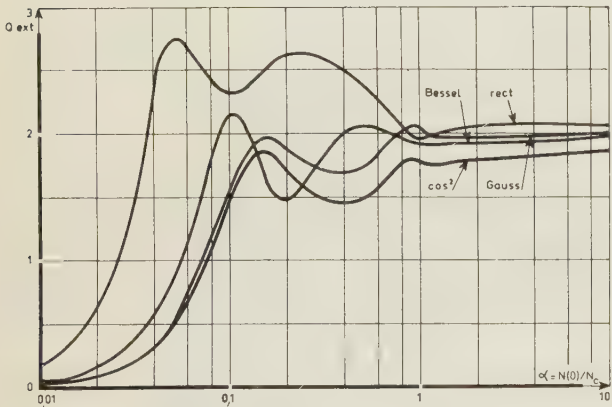


FIG. 9. — Coefficient d’extinction $X = 50$, $\beta = 0$

S’il n’y a pas de collisions, $Q_{ext} = Q_{diff}$, le plasma n’absorbe pas d’énergie (fig. 8 et 9).

S’il y a des collisions, une partie de l’énergie est absorbée par le plasma (fig. 10). Dès que le diamètre du plasma dépasse une certaine valeur, l’énergie prise au faisceau incident est indépendante de la fréquence de collisions (fig. 11) : l’absorption croît aux dépens de la diffusion.

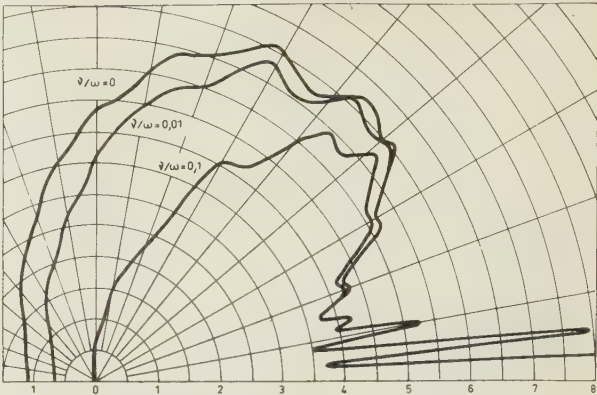


FIG. 10. — Effet des collisions sur le champ diffusé. Profil : Bessel $X = K_0 R = 50$, $\alpha = N(0)/N_c = 1,1$

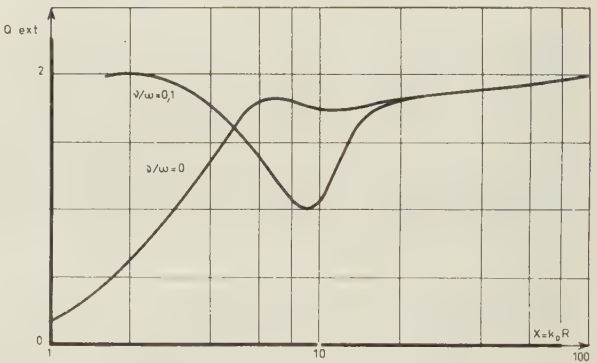


FIG. 11. — Coefficient d’extinction. Effet des collisions. Profil : Bessel : $\alpha = 1,1$

BIBLIOGRAPHIE

[1] FAUGERAS P.E. *C.R. Acad. Sc.*, **259**, 6, p. 1311 (1964).
[2] BORN M. et WOLF E. *Principles of Optics* § 13.5 (1959).
[3] Van de HULST H.C. *Light Scattering by small Particles* J. Wiley & Sons 1957.

ÉTUDE DES CALCULS ET MESURES D'IMPÉDANCE D'ANTENNES EN MILIEU IONISÉ

PAR

H. WEIL

*University of Michigan, Ann Arbor, Michigan **

Cet article passe en revue le travail effectué sur un aspect particulier du problème général du rayonnement par une source dans un milieu anisotrope [DESCHAMPS (1965)], c'est-à-dire la détermination de l'impédance Z_A pour une antenne dans un magnétoplasma. La connaissance de Z_A est, bien entendu, nécessaire pour la conception de tout système de réception ou d'émission, du point de vue de l'adaptation d'impédance; mais, en outre, elle est fondamentale dans des expériences telles que celles de la radio-astronomie où l'on relie $\langle |V|^2 \rangle$, moyenne dans le temps du carré de la tension, en circuit ouvert, à la température d'antenne par la formule de Nyquist

$$\langle |V|^2 \rangle = 4kTR_A\Delta f$$

où $R_A = \text{Re } Z_A$ est la résistance de rayonnement, k est la constante de Boltzmann et Δf la bande passante. Une déduction théorique en est difficile même pour une antenne dans le vide — elle dépend fortement de la distribution du courant — et a fortiori pour une antenne dans un plasma. De sorte que presque toutes les études sur ce sujet se sont limitées à la considération de simples antennes linéaires, ou boucles, ou fentes et cornets recouverts de plasma. L'impédance d'une antenne décrit son action quand elle est considérée comme un élément d'un système linéaire incluant l'émetteur, le récepteur, lignes de connexion et milieu ambiant.

Un tel système est représentable par un circuit linéaire et l'impédance reste la même quel que soit le point d'excitation, c'est une propriété de l'antenne, qu'elle soit utilisée à l'émission ou à la réception, et les deux situations ont été considérées — pour le calcul de $\text{Re } Z_A$, du moins. Pour une antenne alimentée par le courant I , on peut définir

Z_A comme I^2 fois la puissance complexe fournie au milieu par l'antenne. Nous négligeons ici les pertes dans l'antenne elle-même, considérées comme d'intérêt secondaire vis-à-vis des effets du plasma.

La détermination du champ de rayonnement, telle qu'elle est donnée par DESCAMPS, met en valeur une méthode pour trouver le champ éloigné. Cela est adapté à l'évaluation de la puissance rayonnée (si le plasma est sans pertes) et peut donc servir à déterminer la résistance de rayonnement $R_A = \text{Re } (Z_A)$ de l'antenne à condition, bien sûr, que la distribution du courant soit connue. Cependant les études qui ont été publiées sur l'impédance d'antenne dans un plasma isotrope ont été presque toutes faites dans le champ rapproché, est même juste à la surface de l'antenne.

En calculant l'impédance, on doit, bien sûr, tenir compte du fait que le plasma n'est pas froid, que les ondes de plasma existent, qu'une gaine se forme autour de l'antenne et que, comme le montrent certains résultats expérimentaux, l'impédance Z_A est fortement influencée, pour ne pas dire totalement, par cette gaine. Néanmoins ce problème n'a pas encore été traité théoriquement, sinon par des approximations grossières. D'un autre côté, on ne peut dire que tous les travaux théoriques pour un plasma homogène (pas de gaine) ont été contredits par l'expérience. Vérifiés ou non, la plupart des travaux théoriques effectués jusqu'à présent pour l'impédance de l'antenne, ont ignoré la gaine. Nous considérerons donc d'abord les travaux ignorant les gaines.

L'impédance de l'antenne dépend de la distribution du courant à la surface de l'antenne et cette distribution n'a encore jamais été déterminée pour un milieu ambiant anisotrope. Le mieux qu'on ait pu faire est dû à AMENT (1964) qui a formulé une expression variationnelle de l'impédance (strictement valable seulement pour des fils très fins). En appliquant la propriété d'invariance de l'expression par rapport à des perturbations de la distribution de courant quand

* Cet article fut écrit alors que l'auteur, en congé de Michigan, était professeur associé à la Faculté des Sciences, à Orsay, et titulaire d'une bourse de recherche Horace H. Rackham.

celle-ci est correcte, on a déterminé la valeur du paramètre d'une distribution à une ou deux sinusoïdes. En dehors de cela, le courant est simplement soumis à des contraintes dont nous parlerons.

L'approche la plus simple consiste à négliger complètement la surface métallique de l'antenne. On calcule la puissance complexe envoyée dans le milieu par une densité de courant $\vec{J}(\vec{X})$ et on l'égalise à $I^2 Z_A$ où I est le courant total. Dans ce cas, on calcule :

$$I^2 Z = \int \vec{J}(\vec{X}) \cdot \vec{E}(\vec{X}) d^3 \vec{X} \tag{2}$$

où $\vec{E}(\vec{X})$ est le champ électrique.

Le calcul est effectué en remplaçant $\vec{E}(\vec{X})$ par son expression intégrale, grâce à la fonction de Green :

$$\vec{E}(\vec{X}) = \int G(\vec{X}, \vec{X}') \vec{J}(\vec{X}') d^3 \vec{X}'. \tag{3}$$

Comme, dans un milieu anisotrope, la fonction de Green n'est pas exprimable sous forme finie, alors que sa transformée de Fourier l'est, le calcul est fait de préférence dans l'espace transformé (l'espace des vecteurs d'ondes $\vec{k}$ des ondes caractéristiques du milieu). Cette méthode fut employée initialement par KOGELNIK (1960) et KOGELNIK et MOTZ (1963) et appliquée à des dipôles en milieu homogène.

Pour de tels dipôles (éléments de courant infinitésimaux), la partie capacitive de Z_A diverge et on n'a que la partie résistive. En dépit de la grossièreté de l'approximation négligeant les conditions aux limites et la gaine, il existe, en fait, des expériences, que nous allons présenter et qui prouvent son utilité.

Pour des dipôles électriques ou magnétiques, le rapport R_A/R_0 (R_0 = résistance de rayonnement dans l'espace vide) peut être exprimé sous la forme :

$$\frac{R_A}{R_0} = M(X, Y) + N(X, Y) \cos 2\psi$$

où $M(X, Y)$ et $N(X, Y)$ sont des fonctions des paramètres ionosphériques X et Y , et ψ est l'angle entre le moment dipolaire et le champ magnétique terrestre. WEIL et WALSH (1964) (1965) ont calculé des tables très complètes de M et N pour des dipôles aussi bien électriques que magnétiques. Dans le plan X, Y^2 il y a, comme on le sait, des régions délimitées comme indiqué figure 1, donnant des types de propagation essentiellement différents. La différence est due aux formes prises par la surface d'indice dans ces régions; principalement si elles sont ouvertes ou fermées. Ainsi, par exemple, dans la région 2, il n'y a pas de mode ordinaire, tandis que dans la région 3 il y a une branche infinie pour l'indice du mode extraordinaire. Ces propriétés de la propagation influencent fortement le comportement de R_A/R_0 ; M et N présentent des variations rapides avec X et Y dans la région 1 près de la frontière avec la région 2, puis une discontinuité brutale à la frontière,

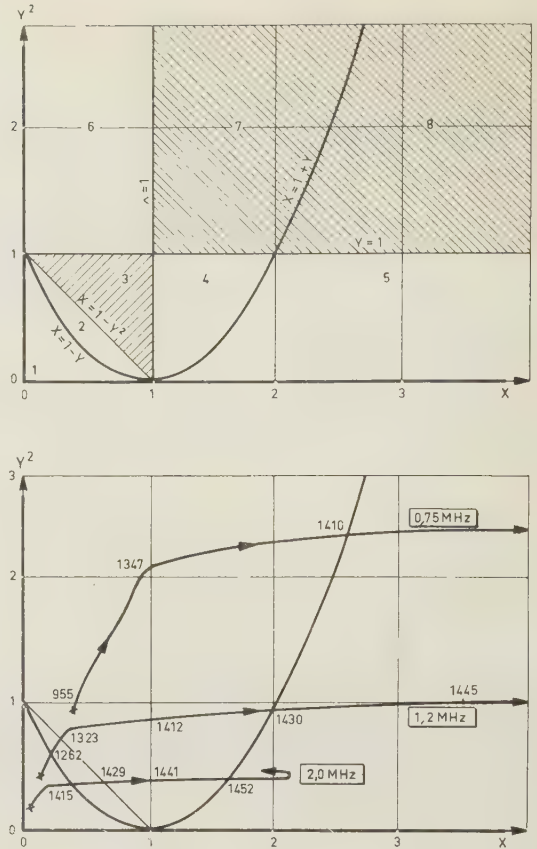


FIG. 1 et 1a. — Plan $X - Y^2$.

où l'un des modes cesse de se propager. Cela fut montré quantitativement par WEIL et WALSH avec des courbes du type présenté figure 2. Les modes I et II ou ordinaire et extraordinaire contribuent chacun à la résistance de rayonnement, dans les régions du plan X, Y^2 où ils peuvent se propager.

La vérification expérimentale fut alors faite en considérant les résultats d'un tir de fusée dans l'ionosphère supérieure, effectué par l'Observatoire Radio-Astronomique de l'Université de Michigan, où furent faites à 1,225 MHz et 2,0 MHz, des mesures de la tension en circuit ouvert, engendrée par le bruit cosmique relativement uniforme, alors que la fusée traversait, en tournant, les régions 1, 2 et 3 du plan X, Y^2 suivant les trajectoires représentées sur la figure 1a.

Les variations prévues par la théorie furent clairement identifiées [WALSH, HADDOCK et SCHULTE (1964), WALSH et HADDOCK (1965)]. Dans cette expérience, la valeur absolue de R ne fut malheureusement pas déterminée, mais les valeurs calculées furent utilisées pour relier la tension mesurée à la température du ciel. Les valeurs trouvées sont en bon accord avec des mesures du bruit cosmique, à des fréquences voisines ou égales, faites au cours d'expériences ultérieures effectuées par trois groupes et à des altitudes largement plus élevées, où l'ionosphère est négligeable. Ainsi il existe une vérification, indirecte et approximative, du rapport R_A/R_0 . Cependant, pour l'instant, l'incertitude sur les données cosmiques expérimentales sont du même ordre que l'effet,

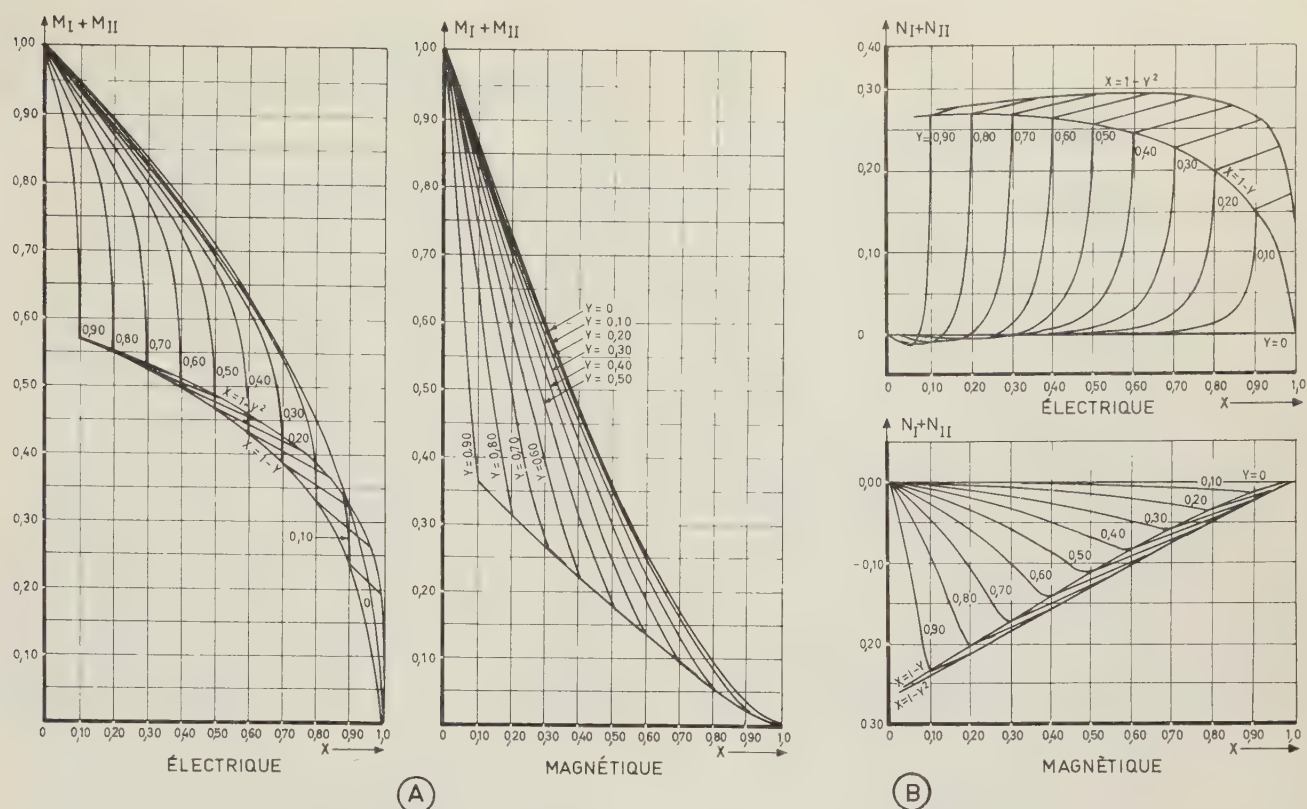


FIG. 2. — Paramètre de la résistance de rayonnement relative $M = M_I + M_{II}$ et $N = N_I + N_{II}$ pour des dipôles électriques et magnétiques (la décomposition indiquée I et II indique que le résultat est la somme des M et N des deux modes de propagation des ondes électromagnétiques).

calculé, du plasma sur R_A/R_0 . Dans des expériences projetées pour un avenir rapproché par le groupe de Michigan et le groupe de Radio-Astronomie spatiale de l'Observatoire de Meudon, R_A sera mesuré dans des conditions analogues. Quelques mesures de R_A ont été effectuées récemment par la NASA [ALEXANDER et STONE (1964)] mais les résultats n'en ont pas été encore comparés avec la théorie.

Les résistances de rayonnement relatives, calculées ou décrites ci-dessus, peuvent être reliées [WEIL et WALSH (1964)] à la densité spectrale de certaines composantes du champ électromagnétique du rayonnement thermique dans une enceinte isotherme remplie d'un plasma uniforme. BUDDEN et HUGILL (1964) ont montré qu'un tel rayonnement thermique était équivalent, pour l'intensité locale du rayonnement, au rayonnement dans la partie supérieure de l'ionosphère, engendré par une source cosmique répartie dans le ciel, avec une température uniforme.

BUDDEN et HUGILL trouvèrent (entre autres) des expressions de la densité spectrale des composantes du champ électrique et magnétique dans l'ionosphère respectivement perpendiculaires et parallèles au champ magnétique statique, relatives aux densités spectrales correspondantes dans le vide. Pour leurs démonstrations, ils utilisèrent des résultats de MERCIER (1964) (également trouvés par RYTOV (1953) sous une forme différente) : l'intensité du rayonnement dans le-

plasma en équilibre thermique est donné par $\frac{kT}{\lambda_0^2} \frac{1}{K_G}$, aux fréquences radio.

K_G est la courbure de Gauss de la surface d'indice, qui pour un plasma isotrope se réduit à n^{-2} , tandis que λ_0 est la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour montrer l'équivalence avec le R_A relatif pour un dipôle électrique, on introduit L , hauteur efficace scalaire de l'antenne, par :

$$V = L E_r \quad (5)$$

où E_r est l'amplitude de la composante parallèle du champ électrique.

Pour une antenne électriquement courte, ce L ne dépend que des dimensions. Ainsi pour une antenne dans une enceinte isotherme

$$\langle |V|^2 \rangle = L^2 \langle |E_r|^2 \rangle_{\text{net}} = 4kTR_A \Delta f \quad (6)$$

ou $\langle |E_r|^2 \rangle_{\text{net}}$ est l'intégrale de $|E_r|^2$ par rapport à toutes les directions de $\vec{k}$. Pour chaque k , E peut être décomposé en deux parties $\vec{E}_{\parallel}(k)$ et $\vec{E}_{\perp}(k)$, parallèle et perpendiculaire respectivement à B_0 , le champ magnétique statique. Ces composantes se superposent linéairement dans l'intégration. Prenant alors le rapport de l'équation (5) à sa valeur dans le vide

(L étant supposé non modifié par le plasma), on a :

$$\left. \frac{\langle |E|_||^2 \rangle}{\langle E_0^2 \rangle} = \frac{R}{R_0} \right]_{\psi=0} \quad (7)$$

$$\left. \frac{1}{2} \frac{\langle |E_\perp|^2 \rangle}{\langle |E_0|^2 \rangle} = \frac{R}{R_0} \right]_{\psi=\pi/2}$$

le facteur 1/2 provient du fait que $E_\perp$ est en réalité la somme de deux composantes orthogonales de même carré moyen. Une déduction analogue relie les composantes du champ magnétique avec la résistance de rayonnement d'une petite boucle. Ces équivalences peuvent aussi être démontrées en comparant les formes intégrales données par KOGELNIK et par BUDDEN et HUGILL pour des dipôles parallèles ou perpendiculaires à B_0 . A titre de produit accessoire des considérations de champ thermique, il est intéressant de remarquer qu'en considérant l'échange de rayonnement entre une antenne immergée dans une enceinte à température T remplie de plasma et son entourage, on peut généraliser l'argument, souvent utilisé dans le cas du vide, pour relier le gain de l'antenne en émission à la section efficace en réception, pour obtenir :

$$G(\Theta, \Phi) = \frac{4\pi A_{\text{eff}}^T(\Theta, \Phi)}{\lambda_0^2 K_G |_{\theta^*, \phi^*}}$$

où θ^* et ϕ^* donnent la direction du vecteur d'onde $\vec{k}$ correspondant à la direction Θ, Φ , de l'énergie. La courbure de Gauss provient ici de la formule citée plus haut donnant l'intensité du rayonnement d'indice T indique que A_{eff}^T est la valeur de la section efficace dans le milieu transposé dont les propriétés sont les mêmes, sauf que la direction de B_0 est renversée.

Dans le même ordre d'idée, on peut relier R_A à la hauteur effective vectorielle et à la section efficace A_{eff} de l'antenne. Ces grandeurs relient le flux de puissance incident S_{inc} par unité de fréquence d'une onde incidente de champ électrique E_{inc} , à la tension induite V et à la puissance disponible dans le système de réception, par les expressions :

$$V = \vec{E}_{\text{inc}} \cdot \vec{h} \quad (9)$$

$$P = A_{\text{eff}} S_{\text{inc}} \Delta f \quad (10)$$

pour une direction d'onde $\vec{K}$ on trouve, [WEIL (1965)] que :

$$A_{\text{eff}}(\Theta, \Phi) = \frac{\zeta_0}{4R} \cdot \frac{|\vec{E} \cdot \vec{h}|^2}{(1 - |\vec{k} \cdot \vec{E}|^2 / |\vec{E}|^2) \left[n^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{1/2}} \Bigg]_{\theta^*, \phi^*}$$

où $\vec{E}$ est le vecteur polarisation déjà utilisée par DESCHAMPS c'est-à-dire le champ électrique d'une

onde caractéristique normalisée par $\vec{E} \cdot \vec{E}^* = 1$, tandis que ζ_0 est l'impédance du vide. En égalant cette expression de A_{eff} à $\lambda_0^2 / (4\pi G^T K_G)$, on peut trouver une relation entre $\vec{h}$ et le champ éloigné $\vec{E}_{\text{éloigné}}^T$ que l'antenne rayonnerait dans le milieu transposé.

Ainsi, soit $\vec{N}$ défini par :

$$\vec{E}_{\text{éloigné}}^T(\Theta, \Phi) = \frac{JkI\zeta_0}{4\pi r} \vec{N}^T(\Theta, \Phi) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

alors :

$$\vec{h} = K_G \left(1 - \frac{|\vec{k} \cdot \vec{E}|^2}{|\vec{E}|^2} \right) \left[n^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial \theta} \right)^2 \right]_{\theta=\theta^*} \frac{\vec{N}^T - \vec{N}^T \cdot \vec{k}}{|\vec{N}^T - \vec{N}^T \cdot \vec{k}|}$$

ce qui est en accord avec les formules pour les milieux

isotropes [SINCLAIR (1960)] où $\vec{k} \cdot \vec{E}$, $\vec{k} \cdot \vec{H}$ et $\partial n / \partial \theta = 0$ tandis que $K_G = n^{-2}$. On voit qu'il n'est nécessaire de définir qu'une hauteur effective scalaire en accord avec le fait que, dans un milieu anisotrope, il n'y a pas d'arbitraire possible pour la polarisation.

Revenons maintenant aux régions 3, 7 et 8 où l'un des indices devient infini (en réalité seulement très grand). Il est clair que l'antenne ne reste pas courte, comparée à la longueur d'onde dans la direction des branches infinies, et la distribution de courant doit certainement être modifiée. On ne dit rien, bien entendu, de la limite de la théorie macroscopique quand λ est trop petit, ou de la nécessité d'introduire les ondes de plasma quand n est vraiment grand. Pour ce qui est de la distribution de courant, l'étude de l'intégrand montre que la divergence est supprimée si la transformée de Fourier du courant se comporte convenablement. Des conditions nécessaires et suffisantes sont données par LAFON (1965). Pour appliquer la théorie de KOGELNIK dans les régions 7 et 8, STARAS (1964) suppose une certaine distribution de courant donnant une valeur finie de $\text{Re}(Z_A)$ et $\text{Im}(Z_A)$ et calcule quelques résultats numériques pour des dipôles parallèles et perpendiculaires à B_0 . La distribution de courant ne correspond cependant pas à celle d'une structure finie : elle décroît exponentiellement avec la distance. D'une manière analogue, mais avec une distribution plus vraisemblable, LAFON a, lui aussi, calculé l'intégrale de l'impédance. Dans toutes ces méthodes, une faible perte doit être supposée dans le milieu pour pouvoir effectuer entièrement les calculs.

En même temps que le courant doit satisfaire les conditions ci-dessus, il y a certainement autre chose de plus important dans les régions 3, 7 et 8. Les observations expérimentales du type discuté ci-dessus, faites avec plusieurs fusées ou satellites, ont clairement montré la présence d'un niveau de bruit dans la région 3, de l'ordre de deux fois supérieur à celui des régions 1 et 2. Ces résultats sont cités dans WALSH et al. (1963), HUGENIN et al. (1964), HARVEY C.C. (1963), ALEXANDER et STONE (1965) et BENEDIKTOV

E.A. et al. (1965). Chacun des articles se réfère à des expériences tout à fait indépendantes. Le dernier met particulièrement en valeur la nature sporadique de ce bruit.

Le niveau élevé de bruit reçu peut être dû seulement à un R_A élevé. Il peut aussi être dû aux rayonnements Cerenkov et cyclotron et synchrotron couplés que beaucoup d'électrons peuvent émettre dans cette région où la vitesse de phase est petite dans certaines directions. Dans l'expérience NASA décrite par ALEXANDER et STONE, R_A était suivi et l'accroissement de R_A fut trouvé rendre compte convenablement du niveau de bruit en supposant celui-ci d'origine cosmique. Une question qui reste ouverte est de savoir si ce R_A est bien celui dont nous avons discuté jusqu'ici : la partie réelle de Z_A pour les ondes électromagnétiques. Ainsi, si on considère le plasma homogène mais non froid, la théorie indique que la distribution de charge sur l'antenne engendrera des ondes de plasma. La puissance émise dans les ondes électromagnétiques devient beaucoup plus faible, au voisinage de la fréquence de plasma, que celle émise dans les ondes de plasma sous forme d'énergie cinétique des électrons. La résistance de rayonnement totale peut alors être considérablement accrue [voir COHEN (1963), KUEHL (1964) et SESHADRI (1965)].

L'efficacité d'émission de telles ondes, ou réciproquement de réception par une antenne, est actuellement une question non résolue, à cause de l'effet isolant éventuel de la gaine. Il y a des résultats d'expériences faites par HARP en laboratoire, en 1964, où cet isolant paraît total. D'un autre côté, WHALE (1964), dans le but d'expliquer les mesures de R_A faites au cours de ses tirs de fusées, émet l'hypothèse d'un rayonnement d'ondes de plasma et attribua leur création à la gaine, utilisant la mesure de perte de puissance pour déterminer son épaisseur. De toutes façons, un article de SCARF et FREDERIKS (1965) montre que l'on peut expliquer le bruit dans la région 3 de HUGENIN et al. entièrement par le champ électrique des fluctuations d'ondes de plasma. Il est clair que d'autres expériences et une théorie plus élaborée sont nécessaires pour comprendre le phénomène.

Finalement, on doit remarquer qu'à très basse fréquence ($\omega < 10$ kHz) le mouvement des ions ne peut être négligé, alors l'indice se comporte généralement bien dans la région 3 et on peut appliquer la théorie de Kogelnik.

Dans toutes ces méthodes le terme capacitif : $\text{Im}(Z_A) = C_A$ peut au moins donner une idée de la variation de C_A sous l'effet du plasma, la valeur de C_A elle-même étant sensible à la géométrie des surfaces.

En principe, une meilleure détermination (mais toujours en négligeant la gaine) est celle basée sur l'évaluation quasi statique du champ au voisinage des surfaces métalliques, pour une différence de potentiel donnée entre celles-ci. Dans l'approximation quasi statique, on laisse k tendre vers 0 dans l'équation d'onde, parallèlement à la fréquence, tandis que le tenseur diélectrique reste évalué avec la fréquence vraie.

Par cette méthode, la charge superficielle peut être évaluée et $C = Q/V$ calculé. Cette méthode fut d'abord utilisée pour les antennes en plasma par KAISER (1962) pour une antenne biconique, la solution mathématique fut améliorée ensuite par PYATI et WEIL (1965) par l'utilisation de coordonnées elliptiques. L'antenne cylindrique fut traitée par BALMAIN (1964). Ici, de même, l'approximation quasi statique qui correspond à $k \rightarrow 0$ ne sera pas valable dans les régions 3, 7, 8 où $k \rightarrow \infty$. Le fait que C devienne imaginaire dans ces régions ce qui semblerait indiquer une sorte de rayonnement n'a pas de signification physique. La figure 3 montre le

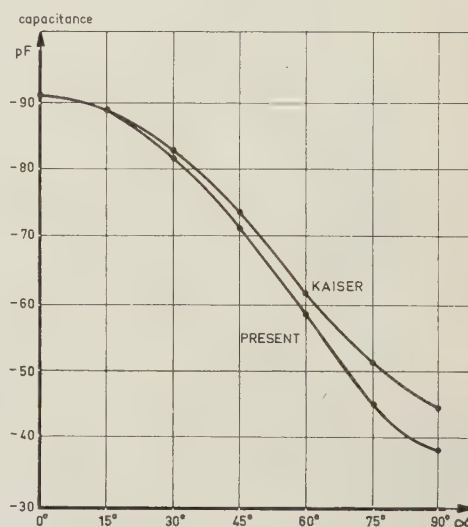


Fig. 3. — Capacitance d'une antenne conique en fonction de α l'angle d'inclinaison du cône par rapport au champ magnétique statique : $X = 3,3$, $Y^2 = 0,835$, angle du cône 1° (D'après Pyati et Weil, 1965 ; la courbe marquée « present » est tracée d'après leur formule).

caractère de l'effet de l'anisotropie sur la capacité. On voit que la correction donnée par le calcul plus précis de PYATI et WEIL n'est pas grande et serait certainement plus faible que la correction apportée par la gaine.

BALMAIN a effectué quelques expériences de laboratoire, avec un tube à décharge, qui vérifièrent grossièrement sa théorie pour un plasma ayant une fréquence de collision élevée. Il a montré également comment l'effet d'une conductance au travers d'une gaine éventuelle pouvait améliorer quelque peu la concordance entre cette théorie et l'expérience. Les effets importants de la gaine sont encore mieux démontrés par les mesures d'impédance et la théorie correspondante, donnée par BRAMLEY (1965) et KAISER et TUNALEY (1965).

Le traitement de l'effet de la gaine exact ou même approché est un problème théorique non résolu. Des solutions de la gaine statique n'ont été développées que récemment, par exemple par KINO et SELF (1963), pour la gaine d'une surface plane indéfinie ; en tenant compte de l'effet d'un champ électromagnétique variable supplémentaire, théoriquement par PAVKOVICH (1964) et expérimentalement par HARP (1964), dans le cadre d'un programme d'étude à l'Université de Stanford.

Dans les travaux de BRAMLEY, WHALES, FEJER (1965), la gaine est toujours représentée par une zone vide et on passe de la gaine au reste du plasma par une transition brusque. Une telle configuration est naturellement impossible physiquement, d'où une difficulté notamment pour ce qui est de la création des ondes de plasma, bien que ce modèle ait, en fait, fourni une explication partielle de l'effet de la gaine sur Z_A . En se basant sur sa solution analytico-numérique de l'équation cinétique, PAVKOVICH a cependant montré, de façon précise, comment et en quel sens un tel modèle de gaine peut être utilisé pour représenter son effet sur le champ radio, mais ce travail n'a pas encore été appliqué aux antennes.

La gaine est une perturbation du plasma ambiant par un objet qui y est plongé. Quand cet objet se déplace dans le plasma à une vitesse de l'ordre de la vitesse thermique moyenne des ions (cas d'un satellite artificiel dans l'ionosphère supérieure), la perturbation est très différente de ce que l'on considère habituellement comme une gaine. Il existe maintenant beaucoup de résultats théoriques et expérimentaux conduisant à penser que cette perturbation est extraordinairement étendue, en particulier, un sillage très long, avec un défaut d'électron, s'étend sur une distance beaucoup plus grande que celle

du corps. Des résultats théoriques et numériques extensifs sont donnés par SAWCHUK (1963). Un exemple est donné par les figures 4, 6. HALL, KAMP et SELLEN (1964), qui utilisèrent un tunnel à plasma pour effectuer des mesures autour de corps sphériques, donnent des résultats expérimentaux très complets et confirmation de la théorie correspondante de DAVIS et HARRIS (1961).

Une antenne placée sur un véhicule spatial engendre une telle perturbation, mais le véhicule lui-même en engendre une plus grande encore, de sorte que, suivant son orientation, l'antenne peut se trouver dans ou hors du sillage du véhicule.

Ainsi que STOREY (1963) l'a montré ceci provoque des effets très prononcés sur la distribution de courant aux très basses fréquences.

Finalement, on doit attirer l'attention sur une catégorie tout à fait différente de problèmes; celui de l'effet d'une gaine de plasma autour d'un corps, lors de la rentrée dans l'atmosphère, due à l'échauffement du gaz par l'onde de choc précédant le corps.

Les travaux effectués sur ce problème de l'impédance sont présentés dans plusieurs articles publiés par GALEJS (par ex. GALEJS 1965). Différents problèmes y sont examinés, tels que guides d'onde alimentant une ouverture rectangulaire dans un plan indéfini. Le plan est couvert par des couches parallèles de diélectrique (plasma). L'admittance à l'ouverture est déterminée par une formulation variationnelle dans laquelle la distribution du champ sur l'ouverture est la fonction d'essai. De nombreux résultats ont été trouvés par des calculs numériques.

Ainsi qu'on peut le constater par cet exposé, les théories décrivant l'effet du plasma sur les antennes n'en sont qu'à leur début. Même les problèmes les plus idéalisés d'antennes en plasma froid ne sont pas résolus, les distributions de courant correctes n'ont pas été déterminées. Il serait bien nécessaire d'effectuer des expériences de laboratoire contrôlables (pratiquement inexistantes jusqu'ici), en plus des très intéressantes expériences ionosphériques, en nombre croissant rapidement, car dans ces toutes dernières, les paramètres inconnus et variables de l'ionosphère viennent brouiller les effets à étudier.

BIBLIOGRAPHIE

- ALEXANDER J.K. and STONE R.G. (April 1965). Rocket Measurements of Cosmic Radio Noise Intensities Below Five Mc/s, NASA-TM-X 55216, Greenbelt, Md. (U.S.A.).
- AMENT W.S. (1963). On the Electromagnetic Green's Function for a Homogeneous Anisotropic Medium and Certain of its Applications to Antenna Theory, (1963) Scientific Report 3, Contract NAS 5-585 (for NASA Goddard Space Flight Center) Electromagnetic Research Corporation, College Park, Md. (U.S.A.).
- AMENT W.S. (Jan. 1964). Optimum Current Distribution for the Generally Oriented Thin Dipole Antenna, Memorandum ONR-1/2 (Jan. 1964) - Electromagnetic Research Corporation, College Park, Md. (U.S.A.).
- BALMAIN K.G. (1964). The Impedance of a Short Dipole Antenna in a Magneto Plasma, *IEEE Trans. Ant. Prop.* AP-12, 605-617.

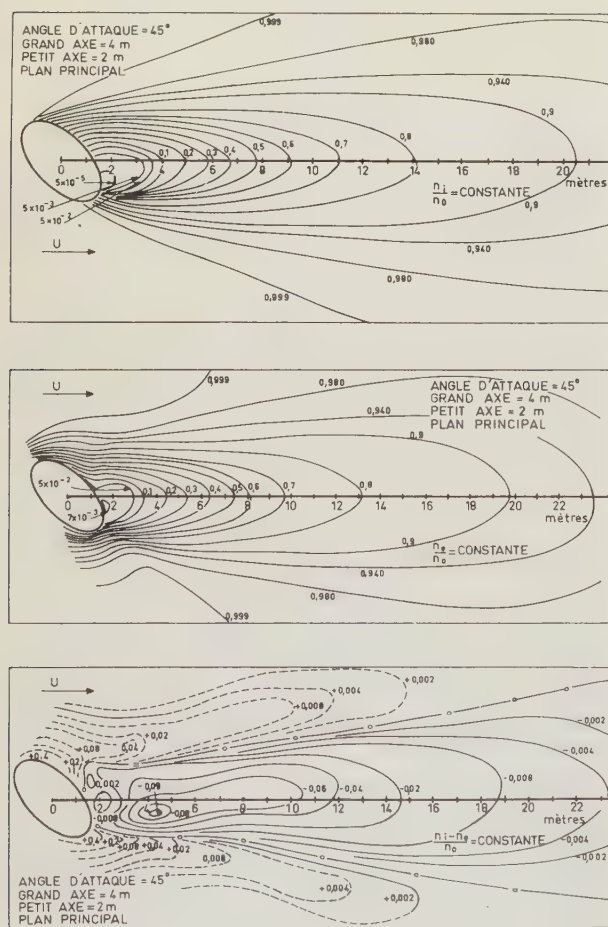


FIG. 4. — Perturbation ionosphérique par sphéroïde allongé se déplaçant à la vitesse de 8 km/s, à une altitude du 500 km (tracés reproduits avec l'autorisation des éditeurs, d'après Sawchuk, 1963).

- BENEDIKTOV E.A., GETMANTSOV G.G., MITZKOV N.A., RAPORT V.O., SAZONOV J.A. and TARASOV A.F. (1965). Intensity Measurements of Radiation at Frequencies 725 and 1 525 Ks/c by means of the receiver of the Satellite «Electron-2», presented at the 1965 COSPAR meeting, Brazil, to appear in the proceedings of this meeting.
- BRAMLEY E.N. (1965). Measurements of Aerial Admittance in the Ionosphere, Colloque sur les antennes en milieu ionisé, Paris, 21-25 juin. *Onde Electrique*, décembre 1965, 1472-1475.
- BUDDEN K.G. and HUGILL J. (1964). The Theory of the Cosmic Background Radio Signal Received within the Ionosphere, *Proc. Royal Soc. A* **277**, 365-384.
- COHEN M.H. (1962). Radiation in Plasma, III, *Physical Review* **126**, 398-404.
- DAVIS A.H. and HARRIS I. (1961). Interaction of a Charged Satellite with the Ionosphere, Rarefied Gas Dynamics, Talbot L. (ed.), *Academic Press*, New York, 1961, 691-699.
- DESCHAMPS Georges (1965). Colloque sur les antennes en milieu ionisé, Paris, 21-25 juin. *Onde Electrique*, décembre 1965, 1379-1385.
- FEJER J.A. (Nov. 1964). Interaction of an Antenna with a Hot Plasma and Theory of Resonance Probes, *Radio Science*, **68 D**, 1171-76.
- GALEJS J. (Feb. 1965). Self and Mutual Admittances of Wave Guides Radiating into Plasma Layers, *Radio Science*, **69 D**, 179-190.
- HALL D.F., KEMP R.F. and SELLEN J.M., Jr. (1964). Plasma-Vehicle Interaction in a Plasma Stream, *AIAA Journal*, **2**, 1032-1039.
- HARP R.S. (1964). A Study of the Plasma Boundary, Report 1175 Microwave Laboratory Stanford Univ., Stanford, California, U.S.A.
- HARVEY C.C. (1965). Results from the UK-2 Satellite, *Annales d'Astrophysique* **28**, 248-254.
- HUGUENIN G.R., LILLEY A.E., McDONOUGH W.H. and PAPA-
GIANNIS M.D. Measurements of Radio Noise at 0.700 Mc and 2.200 Mc from a High-Altitude Rocket Probe, *Planetary and Space Science*, **12**, 1157-1167.
- KAISER T.R. and TUNALEY J.K.E. (1965). Low Frequency Measurements of Dipole Admittance in the Ionosphere, Colloque sur les antennes en milieu ionisé, Paris, 21-25 juin. *Onde Electrique*, décembre 1965, 1476-1480.
- KOGELNIK H. (1960). On Electromagnetic radiation in Magnetoionic Media, *J. Research NBS*, **64 D**, 515-523.
- KOGELNIK H. and MOTZ H. (1963). Electromagnetic Radiation from Sources Embedded in an Infinite Anisotropic Medium and the Significance of the Poynting Vector, *Proc. Symp. on Electromagnetic Theory and Antennae*, Pergamon Press.
- KUEHL H.H. (1963). Excitation of Waves in Warm Plasma by a Current Source, *Phys. Fluids*, **6**, 1465-69.
- LAFON J.P. (1965). Colloque sur les antennes en milieu ionisé, Paris, 21-25 juin. *Onde Electrique*, décembre 1965, 1404-1408.
- PAVKOVICH J.M. (1964). Numerical Calculations related to the R.F. Properties of the Plasma Sheath, Report ARL 64.17 Microwave Laboratory, Stanford Univ., Stanford, California, U.S.A.
- PYATI V.P. and WEIL H. (1965). Capacitance of Biconical Antennas in Magneto-Ionic Media; Elliptic Cone Capacitance, *Radio Science*, **69 D**, 291-298.
- MERCIER R.P. (1964). Thermal Radiation in Anisotropic Media, *Proc. Physical Soc.*, **83**, 811-817.
- RYTOV S.M. (1953). Theory of Electrical Fluctuation and Thermal Radiation, Academy of Sciences Press, Moscow, 1953. English translation by Erkuu H., AFCRC, Tr 59-162, USAF, Bedford, Mass. July 1959. Section 21 and 23.
- SAWCHUK W. (1963). Wake of a Charged Prolate Spheroid at Angle of Attack in Rarefied Gas Dynamics Vol. II (J.A. Laurmann, ed.), *Academic Press*, New York.
- SCARF F.L. and FREDERICKS R.W. (1965). Direct Detection of Ambient Electron Plasma Oscillation Fields in the Magnetosphere, to appear in *Planetary and Space Science*.
- SESHADRI S.R. (1965). Radiation from Electromagnetic Sources in a Plasma, *IEEE Trans.* **AP-13**, 79-88.
- SINCLAIR G. (1950). The Transmission and Reception of Elliptically Polarized Waves, *Proc. IRE* **38**, 148-151.
- STARAS H. (1964). The Impedance of an Electric Dipole in a Magneto-Ionic Medium, *IEEE Trans.* **AP-12**, 695-702, Nov. 1964.
- STOREY L.R.O. (1963). *Tech. Rpt. 308 TC*, Centre National d'Etudes des Telecommunications, July, 1963.
- Von GIERKE, Ott W. and SCHWIRZKE F. (1962). 5^e Conférence Internationale sur la Physique des Milieux Ionisés, Munich 1961, North-Holland Press.
- WALSH D. and HADDOCK F.T. (1965). Problems Relevant to Radio Astronomy Measurements from Space Vehicles, *Annales d'Astrophysique*, **28**.
- WALSH D., HADDOCK F.T. and SCHULTE H. (1964). Cosmic Radio Intensities at 1.225 and 2.0 Mc/s Measured up to an Altitude of 1 700 km, *Space Research IV*, 935-959.
- WEIL H. (1965). Notes for course. Les Effets des Plasmas sur le Comportement des Antennes, to appear as a report of Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences, Centre d'Orsay, Orsay (S.-et-O.), France.
- WEIL H. and WALSH D. (1964). Radiation Resistance of an Electric Dipole in a Magnetoionic Medium, *IEEE Trans.* **AP-12**, 297-304.
- WEIL H. and WALSH D. (1965). Radiation Resistance of an Elementary Loop Antenna in a Magnetoionic Medium, *IEEE Trans.* **AP-13**, 21-27.
- WHALE H.A. (1963). The Excitation of Electroacoustic Waves by Antennas in the Ionosphere, *Jour. Geophys. Res.*, **68**, 415-422.

IMPÉDANCE D'UNE ANTENNE CYLINDRIQUE DANS UN MAGNÉTO-PLASMA AVEC PERTES*

PAR

J.P. LAFON

Ecole Normale Supérieure, Paris

1. Introduction

Le but de cette étude est de calculer l'impédance complète, c'est-à-dire terme radiatif et terme capacitif, d'une antenne finie cylindrique, plus particulièrement dans les régions 3, 7 et 8 du plan XY^2 (fig. 1).

En effet, dans ces régions, si on néglige les collisions l'indice de réfraction des ondes caractéristiques électromagnétiques du plasma supposé froid en présence d'un champ magnétique devient infini pour certaines directions dans l'espace, ce qui conduit à une intégrale divergente dans le calcul des puissances actives et réactives rayonnées (DESCHAMPS).

On néglige aussi les éventuelles compressions de plasma et les ondes pseudosonores, d'ailleurs très discutées, dues à la présence d'une gaine dont ne tient pas compte la théorie de KOGELNIK, grâce à laquelle nous calculons cette puissance.

Le plan de cette étude est en trois parties :

— Rappel de la théorie de KOGELNIK et propriétés nouvelles de l'indice de réfraction du milieu quand on tient compte des collisions ;

— Condition nécessaire et suffisante concernant la transformée de Fourier du courant pour que l'intégrale de l'impédance converge (au sens de LEBESGUE) ;

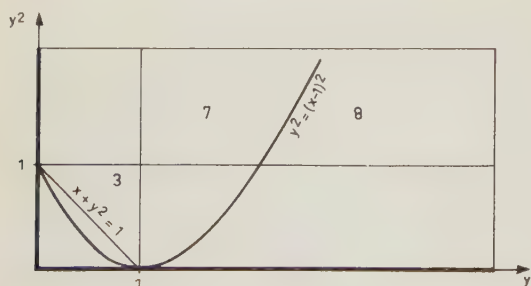


FIG. 1.

— Recherche d'une méthode de calcul systématique et application à un cas particulier de courant satisfaisant à la condition nécessaire et suffisante énoncée ci-dessus.

2. Théorie de Kogelnik et propriétés de l'indice

Dans un plasma froid, non magnétique ($\mu = 1$), en présence d'un champ magnétique constant, homogène, incompressible, on peut traduire les propriétés du milieu par un tenseur diélectrique $\epsilon_0 \epsilon$ qui, même lorsqu'on introduit les collisions (on a alors $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ complexes), peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 - j\epsilon_2 & 0 & 0 \\ j\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}$$

si l'axe Oz est parallèle au champ magnétique (axes Ox, Oy, Oz orthonormés). Dans ces conditions, les équations de Maxwell fournissent comme équation donnant le champ électrique en présence d'une source de courant J monofréquence (de fréquence ω) (1), en négligeant d'écrire le facteur de variation temporelle $e^{j\omega t}$ de la source et des ondes supposées varier ainsi :

$$(\nabla \nabla - \Delta - k_0^2 \epsilon) E = -j\omega \mu_0 J \quad (1)$$

équation dans laquelle $k_0 = \frac{\omega}{c}$

Les ondes caractéristiques sont données par l'équation (1) où $J = 0$. Elles sont de la forme $E_0 e^{-j \vec{k} \cdot \vec{r}}$, où les valeurs de k , longueur de $\vec{k}$ dans la direction

* Travail effectué pour la présentation de 3^e cycle à l'observatoire de Meudon, en 1964-1965.

(1) La linéarité des équations permet de se ramener à ce cas.

d'angles polaires (en coordonnées sphériques) α, β , sont données par :

- 2° Il n'est jamais nul.
- 3° Il n'est jamais réel ni imaginaire pur. Il y a

$$k_{1,2}^2 = k_0^2 \frac{(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \sin^2 \alpha + \varepsilon_1 \varepsilon_3 (1 + \cos^2 \alpha) \pm \sqrt{(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 - \varepsilon_1 \varepsilon_3)^2 \sin^4 \alpha + 4 \varepsilon_2^2 \varepsilon_3^2 \cos^2 \alpha}}{2(\varepsilon_1 \sin^2 \alpha + \varepsilon_3 \cos^2 \alpha)}$$

(2)

On définit l'indice de réfraction dans cette direction

$$n_{1,2} = \frac{k_{1,2}}{k_0}$$

Cet indice est aussi donné par la formule d'Appleton-Hartree :

$$n_{1,2}^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} + Y_L^2}}$$

avec :

$$\alpha = Y_T^2 / (1 - X - jZ) \quad Y_L = Y \cos \alpha \quad Y_T = Y \sin \alpha$$
$$X = \left(\frac{\omega_{\text{plasma}}}{\omega} \right)^2 \quad Y = \frac{\omega_{\text{gyromag}}}{\omega} \quad Z = \frac{\gamma_{\text{coll}}}{\omega}$$

On suppose le courant de l'antenne connu sous la forme d'une fonction ou d'une distribution à support borné (transformée de Fourier = fonction).

Si $J(r)$ est cette distribution :

$$J_k = [\text{Fourier}(J(r))] [k]$$

La puissance en est alors donnée par l'intégrale sur tout l'espace.

$$P = -4j\pi^3 \omega \mu_0 \int J_k^+ \wedge J_k \underline{\underline{dk}}$$

avec :

$$\wedge = k^2 k k - k_0^2 k^2 L + k_0^4 E$$

$$k^2 L = \begin{bmatrix} \varepsilon_1(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_3(k_x^2 + k_z^2) & j\varepsilon_2(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_3 k_x k_y & \varepsilon_1 k_x k_z + j\varepsilon_2 k_y k_z \\ -j\varepsilon_2(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_3 k_x k_y & \varepsilon_1(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_3(k_y^2 + k_z^2) & \varepsilon_1 k_y k_z - j\varepsilon_2 k_x k_z \\ \varepsilon_1 k_x k_z - j\varepsilon_2 k_y k_z & \varepsilon_1 k_y k_z + j\varepsilon_2 k_x k_z & \varepsilon_1(1 + k_z^2) \end{bmatrix}$$

$$E = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \varepsilon_3 & j\varepsilon_2 \varepsilon_3 & 0 \\ -j\varepsilon_2 \varepsilon_3 & \varepsilon_1 \varepsilon_3 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 \end{bmatrix}$$

D est le polynôme caractéristique :

$$D = k_0^2 (\varepsilon_1 \sin^2 \alpha + \varepsilon_3 \cos^2 \alpha) (k^2 - k_1^2) (k^2 - k_2^2)$$

L'indice a , dans le cas où on introduit les collisions ($Z \neq 0$), les propriétés suivantes pour une direction (α, β) réelle :

1° Il n'est jamais infini. Même dans les régions 3, 7 et 8 du plan X, Y^2 où sans collisions il pourrait le devenir pour certaines directions, entraînant la divergence de l'intégrale de la puissance ainsi qu'on peut le montrer.

donc toujours amortissement des ondes caractéristiques et jamais ondes évanescentes. De plus, le signe de la partie imaginaire ne change pas (pour chacun des deux indices) et est le même que celui de l'opposé de la partie réelle μ (si l'on écrit $\mu - j\chi$)

4° Il est borné en module inférieurement et supérieurement.

5° $k_1 = k_2 \rightarrow n_1 = n_2$ est impossible, les deux ondes sont bien indépendantes sauf si $X = 1$, mais les autres propriétés restent vraies.

Mais cela ne permet pas d'admettre une forme quelconque de courant, c'est pourquoi nous avons cherché les conditions nécessaires et suffisantes que devait satisfaire la transformée de Fourier de la distribution du courant pour que l'intégrale P converge.

3. Etude des conditions de convergence

La forme géométrique de l'antenne a été fixée : un cylindre de révolution limité par deux plans perpendiculaires à l'axe, de longueur $2l$, de rayon a . Le courant était supposé pelliculaire [$\delta(\rho' - a)$] à la surface du cylindre et d'intensité finie en tout point (au facteur géométrique δ près). En outre les variations en fonction de z' (le long de l'axe de l'antenne) et de θ' (autour de l'antenne) de ce courant dirigé suivant les génératrices du cylindre étaient données indépendantes. Dans ces conditions, la distribution mathématique à support borné caractérisant le courant circulant dans l'antenne est :

$$J = I_0 \frac{\delta(\rho' - a)}{2\pi a} f(\theta') J(z')$$

Les ' indiquent qu'on se place dans des axes liés à l'antenne. Dans ces axes, la transformée de Fourier vaut, en coordonnées polaires (au facteur $\frac{1}{8\pi^3}$ près) :

$$(k_x = t'_a \cos \beta'; k_y = t' \sin \beta'; k_z = u')(t'_1 = k_x; t'_2 = k_y)$$
$$\psi(t'_1, t'_2) C(u') = \int J e^{it' \rho' \cos(\beta' - \theta')} e^{iu' z'} \rho' d\rho' d\theta' dz'$$
$$\left\{ \begin{array}{l} \psi = \int_0^{2\pi} e^{it' a \cos(\beta' - \theta')} \frac{f(\theta')}{2\pi} d\theta' \\ C(u') = \int_{-e}^{+e} e^{iu' z'} J(z') dz' \end{array} \right.$$

On a pris soin d'abord de normer f et y :

$$\int_0^{2\pi} f(\theta') d\theta' = 2\pi \quad \int_{-e}^{+e} J(z') dz' = 1$$

De sorte que $\int Jdu = I_0$.

Nous nommerons cette antenne « de type A ». Nous pouvons aussi considérer des antennes plus générales dites « de type B » pour lesquelles la distribution vectorielle qui représente le courant

- a une direction fixe
- est à support borné.

On appellera ψ_1 la transformée de Fourier du courant et ψ_1^2 , le carré de son module, supposé borné supérieurement.

L'angle de cette direction de courant et de l'antenne est η (fig. 2).

Les conditions nécessaires et suffisantes de sommabilité de l'intégrale seront exprimées dans des axes liés à l'antenne (Ou' , direction du courant).

Alors, quel que soit l'angle que fait l'antenne avec le champ magnétique, les conditions sont les suivantes :

1) Antenne de type B (ou de type A sans symétrie de révolution du courant autour de l'axe).

$$\varphi_{1,2} = \frac{-(\epsilon_1 + \epsilon_3)u^2 + 2k_0^2 \epsilon_1 \epsilon_3 \pm \sqrt{(\epsilon_1 - \epsilon_3)^2 t^4 - 4k_0^2 \epsilon_3 \epsilon_2^2 t^2 + 4k_0^4 \epsilon_2^2 \epsilon_3^2}}{2\epsilon_3}$$

Il existe $\mathcal{U}$ et $\mathcal{V}$ réels, tels que si :

- $|u'| > \mathcal{U}$, la fonction H vaut : $\cos^2 \alpha'$;
- $|u'| < \mathcal{U}$, $t' > \mathcal{V}$, la fonction H vaut : $1/k^2$;
- $|u'| < \mathcal{U}$, $t' < \mathcal{V}$, la fonction H vaut : 0.

$H\psi_1^2$ est sommable sur tout l'espace.

2) Antenne de type A avec $f(\theta') = 1$ (le courant admet une symétrie de révolution autour de l'axe)

$|u| C^2(u)$, sommable sur la droite réelle des u .

Remarque 1. Pour une antenne de type A, parallèle

au champ magnétique B_0 , cette condition reste valable si le courant n'est plus dirigé le long des génératrices mais a des composantes quelconques (respectant la symétrie de révolution autour de l'axe).

Remarque 2. Cela est évidemment réalisé si ψ^2 décroît à l'infini uniformément comme $1/k^{3+\epsilon}$ (ϵ aussi petit qu'on veut). Cette condition est suffisante. La condition énoncée par STARAS (décroissance plus rapide que $1/k^3$ n'est strictement ni nécessaire, ni suffisante.

Paradoxalement et de façon inattendue, il n'est pas interdit de supposer $f(\theta') = 1$, si $\eta \neq 0$ mais cela ne semble pas logique. C'est néanmoins ce qu'a fait W. BLAIR pour calculer la partie la plus importante à longue distance du terme capacitif de l'impédance, d'une façon tout autre d'ailleurs que par la théorie de KOGELNIK.

4. Méthode de calcul en coordonnées cylindriques pour le cas de révolution $\eta = 0$

L'intégration sur β ne pose pas de problèmes. Elle donne un facteur 2π .

Il faut intégrer sur t et sur u . On va intégrer sur u par la méthode des résidus. On écrit alors D sous la forme :

$$D = k_0^2 \epsilon_3 (u^2 - \varphi_1)(u^2 - \varphi_2)$$

avec :

Des propriétés de l'indice étudiées ci-dessus, on tire pour $\varphi_{1,2}$ les conclusions ci-après pour t réel.

- Il existe des déterminations continues de φ_1 et φ_2 .
- φ n'est jamais réel.
- φ n'est jamais nul.
- φ n'est infini que pour t infini et se comporte alors comme t^2 .
- $\varphi_1 = \varphi_2$ ne se produit que sur la ligne du plan XY^2 :

$$(1 - X)^2 Y^2 + X(X - 2)[(1 - X)^2 + Z^2] = 0 .$$

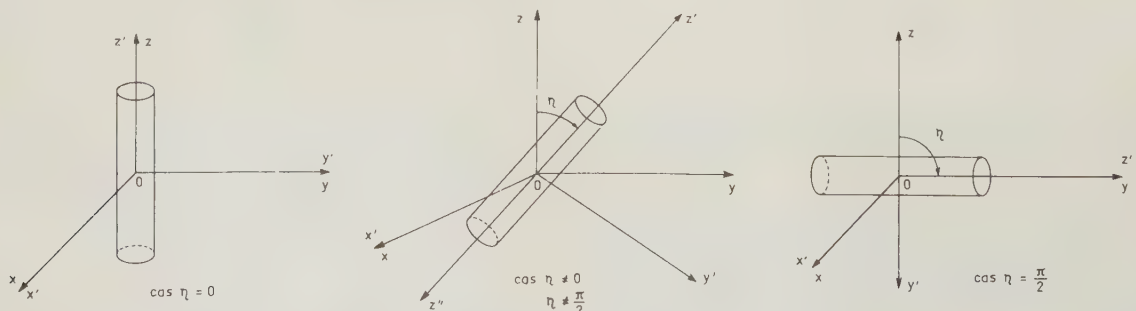


FIG. 2. Nota : L'angle $z'Oy'$ est un angle droit

Et encore à condition que $X < 1$ (régions 1, 2, 3). Mais la valeur commune de φ_1 et φ_2 n'est pas racine du numérateur :

$$N = k^2 u^2 - k_0^2 \varepsilon_1 (2u^2 + t^2) + k_0^4 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)$$

Pour pouvoir appliquer la méthode, il faut que C^2 soit décomposable en une somme de fonctions analytiques $f_i(u)$ prolongeables sur les complexes telles que $|uf_i|$ tende vers 0 lorsque $|u|$ tend vers l'infini (la partie imaginaire de u conservant un signe fixe et $|u^3 f_i|$ tend vers 0 pour u infini réel).

On intègre alors sur u par les contours 1 ou 2 (fig. 3).

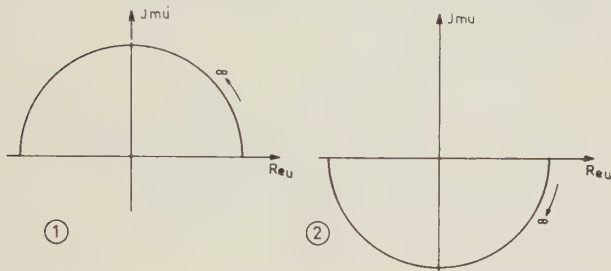


FIG. 3.

Si F désigne le terme matriciel $F = N/D$ l'intégration sur u donne :

$$P = \frac{-8\pi^4 j \omega \mu_0 I_0^2}{k_0^2 \varepsilon_3 (8\pi^3)^2} \sum_i \int_0^\infty J_0^2(at) \left[\frac{f_i(\varepsilon_i \sqrt{\varphi_2}) F(\varphi_2)}{2\varphi_2(\varphi_2 - \varphi_1)} + \frac{f_i(\varepsilon_i \sqrt{\varphi_1}) F(\varphi_1)}{2\varphi_1(\varphi_1 - \varphi_2)} \right] t dt \tag{3}$$

φ_1 et $\varphi_2 \neq 0$ toujours. Mais dans le cas $\varphi_1 = \varphi_2$ (rare on l'a vu), φ devient avant intégration pôle double dans le cas le plus général (puisque $N(\varphi) \neq 0$). dont l'intégration donne 0. Il n'y a donc jamais de difficulté théorique mais seulement, dans ce dernier cas, des difficultés pratiques (au voisinage).

Les ε_i valent ± 1 et sont choisis de sorte que la partie imaginaire de la détermination choisie pour $\varepsilon_i \sqrt{\varphi_1}$ (ou $\varepsilon_i \sqrt{\varphi_2}$) soit positive si f_i est nul à l'infini imaginaire positif, négative dans le cas contraire.

Cela correspond au choix des pôles du contour d'intégration concerné.

La fin du calcul doit être faite numériquement.

$$P'_1 = - \frac{j \omega \mu_0 I_0^2}{8n^2 l^2 k_0^2} \int_0^\infty \left\{ \left[- \frac{4\pi l}{\varepsilon_3} \frac{\left(\frac{1}{\varphi_1} + \frac{u^2 l^2}{3} \right) [k_0^4 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) - k_0^2 \varepsilon_1 t^2] + t^2 - 2k_0^2 \varepsilon_1}{\varphi_1 (\varphi_1 - \varphi_2)} \right] + \left\{ 2\pi j f_2 \frac{\varphi_1 (t^2 + \varphi_1) - k_0^2 \varepsilon_1 (2\varphi_1 + t^2) + k_0^4 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)}{\varphi_1^2 \psi_1 (\varphi_1 - \varphi_2) \varepsilon_3} \right\} \times J_0^2(at) t dt \right\} \tag{4}$$

4.1. Application au cas du courant triangulaire

Nous avons appliqué cette méthode à un cas où le courant, le long de l'antenne, est tel que

$$J(z) = \left(1 - \frac{|z|}{l} \right)$$

Donc :

$$C^2(u) = \frac{(1 - \cos ul)^2}{(u^4 l^2)}$$

Les fonctions f_i valent alors :

$$f_i = \frac{3 - 4e^{-jul} + e^{-2jul}}{u^4 l^2} \quad \text{et} \quad \frac{3 - 4e^{jul} + e^{2jul}}{u^4 l^2} = f_2$$

Mais on fait ainsi apparaître un pôle 0 qui n'existait pas. Il faut donc intégrer sur des parcours contournant le point 0, les contours ci-dessous par exemple, le même pour les deux fonctions.

Le pôle 0 sera à considérer dans f_2 . C'est un pôle d'ordre 3 pour l'intégrant complet. Il faut effectuer un développement limité au voisinage de l'origine.

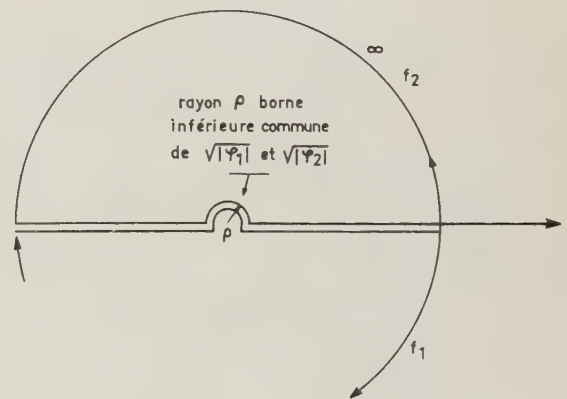


FIG. 4.

Le calcul fait, l'intégrale numérique à calculer est :

P'_2 a une expression analogue, obtenue en remplaçant φ_1 par φ_2 et réciproquement. $P = (P'_1 + P'_2)$.

f_2 pris pour $u = \psi_1$, dont la partie imaginaire est positive.

Il existe un programme de calcul sur IBM 7040.

Ces résultats doivent compléter ceux de BLAIR et les améliorer, car les calculs tiennent compte ici d'une part, de tous les termes et que d'autre part, la théorie de Kogelnik qui court-circuite le calcul du champ électrique, oblige de fait à utiliser le même courant pour calculer le champ et la puissance rayonnée ce que n'a pas fait BLAIR dans sa thèse (champ calculé avec $\delta(\rho)J(z)$ et puissance à l'aide de ce champ et de $\delta(\rho - a)J(z)$).

La méthode de calcul pourrait être appliquée dans

les cas $\eta \neq 0$, mais le calcul explicite n'a pas été fait.

Elle demeure même valable dans le cas $\eta = 0$ avec des composantes non longitudinales du courant.

BIBLIOGRAPHIE

KOGELNIK. — On electromagnetic Radiation in magneto ionic media, *Journal of Research of National Bureau of Standards*. Vol. 64 D, n° 5, sept.-oct. 1960.

STARAS. — The impedance of an electric dipole in a magneto ionic medium. *IEEE transactions on antennas and propagation*. Nov. 1964, n° 6.

BLAIR. — The driving point impedance of an electrically short cylindrical antenna in the ionosphere. Technical Report. University of New Mexico (Albuquerque). Juin 1964.

DESCHAMPS.

THÉORIE DU BRUIT THERMIQUE DANS L'IONOSPHERE

PAR

K.G. BUDDEN et G.J. DANIELL

Cavendish Laboratory, Cambridge

1. Introduction

L'étude du bruit thermique dans l'ionosphère est importante pour plusieurs raisons. En premier lieu, on utilise maintenant des récepteurs sur des fusées et des satellites pour mesurer le signal cosmique qui arrive dans l'ionosphère, en provenance de l'extérieur de la terre. Ce signal, comme le bruit aléatoire dans la partie extérieure de l'ionosphère, se propage dans les deux modes familiers de la théorie magnéto-ionique : modes ordinaire et extraordinaire.

Pour les fréquences les plus intéressantes dans l'ionosphère, environ 1 à 10 MHz, la température de brillance du ciel est de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ °K, alors que celle de l'ionosphère supérieure est seulement de l'ordre de 2 000 °K. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que le bruit thermique engendré localement dans l'ionosphère puisse être négligé sans encombre. Mais la moyenne quadratique du champ électrique fluctuant du bruit thermique est à peu près proportionnelle à l'indice de réfraction du milieu pour l'onde considérée. Cet indice est habituellement de l'ordre de l'unité pour les ondes ordinaire et extraordinaire. Il peut y avoir aussi une onde de plasma dans l'ionosphère, avec un indice de réfraction de l'ordre de 10^3 à 10^4 . Il est probable que le signal cosmique n'engendre pas une onde de plasma d'amplitude notable, mais une telle onde de plasma peut être engendrée comme partie du bruit thermique, et peut ainsi donner lieu à des champs

comparables à ceux des ondes ordinaire et extraordinaire du bruit cosmique. En radio-astronomie par fusées et satellites, il est important de connaître la grandeur de cet effet.

En second lieu, supposons qu'une simple antenne de radio avec des bornes en circuit ouvert soit placée dans l'ionosphère. Si on connaît la statistique du champ de bruit thermique, on peut trouver la moyenne quadratique $\langle VV^* \rangle$ de la tension aux bornes dans une bande de fréquences B . D'après le théorème de Nyquist (1928), elle doit être

$$\langle VV^* \rangle = 8KTBR_r$$

où R_r est la résistance de rayonnement de l'antenne. Ainsi le champ de bruit thermique procure un moyen de calculer la résistance de rayonnement d'une antenne immergée dans l'ionosphère, comme fonction de la fréquence et de l'orientation.

En troisième lieu, il est intéressant d'examiner si le bruit thermique peut être mesuré. Des observations récentes par satellite (HARVEY, 1965) ont montré qu'à certaines fréquences et certaines altitudes, il existe, à l'intérieur de l'ionosphère, des signaux de bruit de très grande amplitude, qui sont beaucoup plus importants que le signal cosmique ou que le bruit thermique, et dont l'origine peut être le rayonnement des particules rapides piégées dans le champ magnétique terrestre. Dans les expériences de cette

sorte, il est important de savoir à quelle amplitude de bruit thermique on doit s'attendre.

Plusieurs auteurs ont donné des méthodes pour trouver le champ électromagnétique de bruit thermique dans un milieu dissipatif (par exemple CALLEN et WELTON 1951, GREENE et CALLEN 1951, CALLEN et GREENE 1952, CALLEN, BARASCH et JACKSON 1952, LANDAU et LIFSHITZ 1958, 1960 (chap. 13), RYTOV 1959). Certains auteurs basent leur raisonnement sur des principes quantiques, mais ces idées peuvent ne pas être familières à des ingénieurs radioélectriciens. Le but de cet article est de présenter un raisonnement de NYQUIST, basé sur le traitement original du bruit thermique dans les circuits électriques et qui est bien connu des ingénieurs des circuits. Ainsi le présent article ne contient rien dont le principe soit nouveau, mais a pour but de passer le sujet en revue, en mettant l'accent sur les idées physiques sous-jacentes. Nous espérons présenter des résultats numériques dans un article ultérieur.

La section 3 donne la formule de base de Nyquist pour les fluctuations thermiques du courant dans une résistance localisée et montre comment l'appliquer à un système réparti isotrope. La section 4 est une extension à un milieu anisotrope. Dans la section suivante on établit et on discute les résultats pour des milieux de différentes sortes. La section 6 traite des champs dans un diélectrique conducteur isotrope et la section 7 dans un milieu magnétoionique, tel que l'ionosphère, sans dispersion spatiale. Enfin, la section 8 introduit la dispersion spatiale, et la section 9 présente des résultats préliminaires pour un petit nombre de cas particuliers.

2. Notations

Les formules de cet article sont valables dans tout système cohérent d'unités rationalisées. Les quantités à variation harmonique sont supposées contenir un facteur complexe $\exp(2\pi ift)$. Les caractères gras désignent des vecteurs. Les principales notations sont :

B	bande de fréquence
B_0	induction magnétique terrestre
c	vitesse de la lumière en espace libre
E	champ électrique, composantes E_i ($i = x, y, z$)
$\mathcal{E}_i$	transformée de Fourier tridimensionnelle de E_i
e	charge de l'électron
f	fréquence
f_H	gyrofréquence électronique
f_N	fréquence de plasma électronique
H	champ magnétique
$\mathcal{H}$	partie hermitienne de ...
I	courant
J	densité des sources de courant, composantes J_i
$\mathcal{J}_i$	transformée de Fourier tridimensionnelle de J_i
j	densité de courant résultant de champs appliqués

K	constante de Boltzmann
k	$2\pi/\lambda$ où λ est la longueur d'onde en espace libre
M_{ij}	tenseur de susceptibilité complexe
m	masse de l'électron
n, n_0, n_x, n_p	indices de réfraction
P	polarisation électrique, composantes P_i
$\mathcal{P}_i$	transformée de Fourier tridimensionnelle de P_i
p	nombre d'onde/ k , composantes p_x, p_y, p_z , longueur p
R	résistance
$\mathcal{R}$	partie réelle de $\mathbf{r}$
$\mathbf{r}$	vecteur position, composantes x, y, z
T	température absolue
t	temps
U	$1 - iv/2\pi f$ où v est la fréquence de collisions des électrons.
V	tension
v	volume
x, y, z	coordonnées cartésiennes
X	f_N^2/f^2 .
Y	vecteur de longueur $Y = f_H/f = eB_0/2\pi mf$ et de sens opposé au champ magnétique terrestre
Z_0	impédance caractéristique de l'espace libre
Z_{ij}	défini par (20), (21)
ϵ_0	permittivité électrique de l'espace libre
ϵ	$1 - XU/(U^2 - Y^2)$ (utilisé dans un sens différent à la section 6)
ϵ'	$XY/(U^2 - Y^2)$
ϵ_3	$1 - X/U$
σ_{ij}	tenseur de conductivité électrique
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	composantes de ce tenseur par rapport à ses axes principaux
θ, φ	coordonnées sphériques angulaires de $\mathbf{p}$.

3. Le théorème de Nyquist pour un milieu isotrope

Le théorème démontré dans l'article original de NYQUIST (1928) s'applique à une résistance localisée idéale en équilibre thermodynamique à la température absolue T . Il énonce que si V est la tension fluctuante mesurée aux bornes de la résistance en circuit ouvert, on a :

$$\langle V^2 \rangle = 8KTBR. \quad (1)$$

Cette valeur est habituellement considérée comme moyenne de V^2 dans le temps, mais comme V est une fonction du temps statistiquement stationnaire, $\langle V^2 \rangle$ peut être considéré aussi comme une moyenne sur une assemblée ; cette interprétation sera utilisée dans la suite. On suppose maintenant $B \ll f$. V a alors la forme d'une onde quasi sinusoïdale, d'amplitude $A(t)$ et de phase $\phi(t)$ qui sont des fonctions

lentement variables du temps, et on peut utiliser la forme complexe :

$$V = \mathcal{R}A(t) \exp \{i[2\pi ft - \phi(t)]\}. \quad (2)$$

Il est courant d'omettre le symbole $\mathcal{R}$ et le facteur $\exp(2\pi ift)$ et d'écrire simplement :

$$V = A(t) \exp \{-i\phi(t)\} \quad (3)$$

expression parfois appelée signal analytique. L'équation (1) devient :

$$\langle VV^* \rangle = 8KTBR \quad (4)$$

où l'astérisque désigne l'expression complexe conjuguée. On illustre souvent ce résultat en traçant le circuit équivalent de la figure 1a, qui se compose d'un générateur, d'impédance interne nulle, en série avec la résistance R . A l'aide du théorème de Thévenin, il est possible de calculer le courant qui circule quand la résistance est reliée à un circuit extérieur.

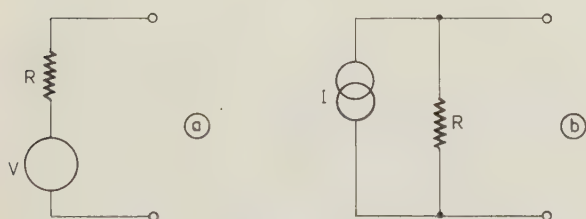


FIG. 1. — Circuits équivalents à la source de bruit d'une résistance.

On obtient une autre forme du théorème de Nyquist en utilisant le circuit équivalent de la figure 1b qui considère la résistance comme un injecteur de courant fluctuant idéal, en parallèle avec la résistance elle-même. On peut alors facilement montrer que le courant engendré par l'injecteur satisfait la relation :

$$\langle II^* \rangle = 8KTBR \quad (5)$$

en effet les deux dipôles de la figure 1 sont équivalents.

Ces résultats s'appliquent à une résistance localisée et doivent maintenant être étendus à des systèmes répartis. Considérons, en premier lieu, un fil de résistance linéique r . Supposons-le divisé en petits éléments Δx , de résistance $r\Delta x$. Chacun de ces éléments est le siège d'une tension qui apporte une petite contribution à $\langle VV^* \rangle$, à savoir, d'après (4) :

$$\Delta \langle VV^* \rangle = 8KTBR \Delta x. \quad (6)$$

Il n'y a pas de corrélation de phase entre ces tensions, de sorte que $\langle VV^* \rangle$, pour un fil de longueur x , est la somme des contributions (6). Par conséquent :

$$\langle VV^* \rangle = 8KTBRx. \quad (7)$$

Ce résultat est en accord avec (4) et il est indépendant du choix de la longueur Δx comme élément du fil. Si Δx était assez petit pour être du même ordre que le libre parcours moyen des électrons dans le fil, les courants fluctuants dans des éléments voisins seraient partiellement corrélés et il ne serait plus correct d'additionner les carrés d'amplitude $\Delta \langle VV^* \rangle$. En conséquence, (6) n'est pas valable quand Δx est trop petit. Une étude plus complète doit toujours cependant conduire à (6) pour des Δx assez grands et à (7), de manière à satisfaire le théorème de Nyquist (4).

Considérons ensuite un milieu continu isotrope de conductivité σ . Un petit élément de volume $\Delta v = \delta x \delta y \delta z$ a une résistance $\delta z / \sigma \delta x \delta y$ pour les courants parallèles à l'axe des z et constitue, par conséquent, une source de courant I qui, d'après (5), vérifie :

$$\langle II^* \rangle = 8KTBR \delta x \delta y / \delta z. \quad (8)$$

On peut alors considérer que cette source est un élément de courant $I\delta z$ vérifiant :

$$\langle (I\delta z)(I\delta z)^* \rangle = 8KTBR \Delta v. \quad (9)$$

Ce résultat est proportionnel à l'élément de volume Δv et est valable tant que Δv est assez grand pour contenir beaucoup de petits éléments de courant fluctuant, sans corrélation de phase. Si, dans ces conditions, on augmentait Δv , le résultat s'obtiendrait en ajoutant les moyennes quadratiques des éléments de courant additionnels.

Maintenant soient $(I\delta z)_1$ et $(I\delta z)_2$ deux éléments de courant occupant respectivement les volumes très petits δv_1 et δv_2 aux points r_1 et r_2 . Supposons aussi $|r_2 - r_1|$ petit, de sorte que les courants soient partiellement corrélés. Cela peut arriver dans un plasma, par exemple si $|r_2 - r_1|$ est de l'ordre de la longueur de Debye qui détermine le rayon d'action des forces électriques, ou du rayon de Larmor qui détermine la dimension des orbites des électrons mis en mouvement par l'agitation thermique. L'élément de courant total engendré par un très petit volume près du point r_1 est ici proportionnel à δv_1 car des courants adjacents sont maintenant en phase. Soit $\rho(r_2 - r_1)$ la fonction normalisée d'autocorrélation spatiale pour les deux éléments de courant, on a alors :

$$\langle (I\delta z)_1 (I\delta z)_2^* \rangle = G\rho(r_2 - r_1) \delta v_1 \delta v_2. \quad (10)$$

Quand on intègre cette expression sur le volume plus grand Δv , on doit retrouver (9) et on peut, de cette manière, déterminer la constante G . On suppose que la fonction ρ tend vers zéro quand $|r_2 - r_1|$ devient beaucoup plus petit que $(\Delta v)^{1/3}$. Soit :

$$\iiint \rho(r_2 - r_1) dv_2 = A \quad (11)$$

où le domaine d'intégration s'étend assez loin dans toutes les directions pour que ρ puisse devenir très petit. Alors :

$$G = 8KTBR/A. \quad (12)$$

4. Extension à des milieux anisotropes

Dans l'étude précédente, la conductivité σ est une constante indépendante des directions choisies pour les axes de coordonnées. Si alors on donne aux deux éléments de courant figurant dans (10) des directions perpendiculaires, leurs fluctuations ne sont pas corrélées et l'expression (10) est nulle.

Des milieux anisotropes, par exemple les diélectriques cristallins à pertes, ont un tenseur de conductivité symétrique σ_{ij} , de sorte qu'il existe trois axes principaux réels et le tenseur σ_{ij} est diagonal si on les prend pour axes de coordonnées. Alors les sources de courant de bruit thermique parallèles aux axes sont indépendantes et vérifient (10) et (12) à condition d'utiliser la composante correcte du tenseur σ_{ij} . Par conséquent :

$$\langle (IdI)_{i,1} (IdI)_{j,2}^* \rangle = (8KT B \sigma_{ij}/A) \rho \delta v_1 \delta v_2 \quad (13)$$

où $(IdI)_{i,1}$ est un élément de courant situé au point r_1 et parallèle à l'axe de coordonnées i ($i = x, y$ ou z). L'expression (13) est un tenseur qui peut être transformé à un autre système d'axes orthogonaux; elle n'est pas restreinte aux axes principaux.

Dans le cas des milieux magnétoioniques (ou gyrotropiques), le tenseur σ_{ij} n'est pas symétrique, de sorte que les axes principaux ne sont pas tous réels. Cependant l'expression (13) est encore valable. Le tenseur σ_{ij} a trois axes principaux complexes orthogonaux au sens de HERMITE (voir par exemple BUDDEN, 1964) et à ces axes on peut associer trois sources de courant fluctuant indépendantes. Un des axes est réel et parallèle au champ magnétique uniforme; nous le prenons pour axe des z .

La conductivité dans cette direction est notée $\sigma_3 = \sigma_{zz}$ et il lui est associé un ensemble d'éléments de sources de courant vérifiant (10) et (12). Les deux autres axes principaux sont associés aux courants qui circulent quand on applique au milieu un champ électrique polarisé circulairement, parallèle au plan xOy .

σ_1 et σ_2 étant les conductivités pour les deux sens de rotation possibles, nous avons respectivement :

$$E_y = iE_x = iE_1$$

donnant : $I_x = \sigma_1 E_1$ et $I_y = i\sigma_1 E_1$

et $E_y = -iE_x = -iE_2$

donnant : $I_x = -\sigma_2 E_2$ et $I_y = -i\sigma_2 E_2$. (14)

Ainsi, aux deux conductivités principales σ_1 et σ_2 , nous pouvons associer des ensembles indépendants d'éléments de sources de courant, polarisés circulairement avec des sens de rotation opposés pour σ_1 et σ_2 . L'équation (13) était basée sur le résultat (5) qui s'appliquait au circuit simple de la figure 1b. Il est clair qu'on pourrait concevoir un circuit plus compliqué, avec deux paires de bornes et contenant

un gyrateur. Alimentons alors les bornes par des courants égaux et en quadrature de phase; l'admittance $1/R$ est différente selon que le déphasage est $+\pi/2$ ou $-\pi/2$, mais (5) s'applique à chaque cas. L'équation (10) peut être ainsi étendue équation de manière à tenir compte de sources de courant polarisées circulairement, (13) s'applique donc à ce cas général qui comprend les milieux magnétoioniques.

Dans cette section nous avons essayé de montrer qu'un milieu continu, de conductivité non nulle, se comporte comme une source de bruit thermique. C'est une conséquence du principe de thermodynamique bien connu qui exprime que tout ce qui transforme en chaleur une forme quelconque d'énergie, se comporte comme une source de fluctuations thermiques. La conductivité non nulle de l'ionosphère provient des collisions des électrons avec les autres particules. Dans presque tous les cas du domaine de la radio, ce phénomène peut être étudié comme si les électrons étaient soumis à des forces de ralentissement proportionnelles à leurs vitesses (LORENTZ, 1952; voir aussi RATCLIFFE, 1959). Cela conduit aux formules de la théorie magnétoionique classique que nous employons dans cet article. Par conséquent, les sources de courant que nous utilisons proviennent des mouvements d'électrons dus aux collisions.

Dans l'ionosphère, les ondes peuvent aussi subir l'affaiblissement Landau, habituellement négligeable pour les ondes ordinaire et extraordinaire, mais qui pourrait devenir appréciable pour l'onde de plasma qui est beaucoup plus lente. Cet effet devrait être inclus dans une étude complète mais il est hors de la portée du présent article. Ici tout affaiblissement résulte des collisions électroniques.

5. Les équations de Maxwell et l'analyse de Fourier du champ de bruit thermique

Nous étudions maintenant un milieu magnétoionique en équilibre thermique à la température T . Il existe un champ magnétique constant B_0 parallèle à l'axe des z . Les résultats sont destinés à être appliqués à l'ionosphère, à des fréquences de l'ordre de 1 à 10 MHz, de sorte que seuls les électrons contribuent de manière appréciable au courant et qu'on peut ne pas tenir compte des ions lourds. Le milieu n'est pas magnétique et nous utilisons les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \text{rot } E &= -ik Z_0 H, \\ Z_0 \text{ rot } H &= ik(E + P/\epsilon_0) + Z_0 J \end{aligned} \quad (15)$$

où $k = 2\pi f/c = 2\pi/\lambda$ (λ est la longueur d'onde en espace libre) et $P = j/(2\pi if)$, j étant la densité du courant qui circule quand on applique des champs. Les courants additionnels, de densité J , sont les courants fluctuants de bruit thermique de la section précédente.

L'élimination de H dans (15) donne :

$$\text{rot rot } E = k^2(E + P/\epsilon_0) - ik Z_0 J. \quad (16)$$

Ces équations sont écrites dans le système des coordonnées réelles x, y, z . On pourrait aussi les écrire dans le système des axes principaux complexes, mentionné dans la section précédente. Cela a déjà été fait, par exemple par MITTRA et DESCHAMPS (1963) lors de l'étude d'un problème voisin. L'avantage de cette méthode est l'élégance mathématique, étant donné que les tenseurs M_{ij} et σ_{ij} (voir plus loin) y sont diagonaux, mais il y a d'autres complications et, en définitive, la partie mathématique n'est pas raccourcie de façon appréciable. Nous travaillons ici avec les coordonnées réelles qui sont probablement plus familières aux ingénieurs radioélectriciens.

Il est maintenant commode d'adopter une notation indexée pour représenter les champs E, P et J qui deviennent par conséquent E_i, P_i, J_i avec $i = x, y, z$. Nous conservons cependant la notation vectorielle pour r (composantes x, y, z) et p (composantes p_x, p_y, p_z). Les vecteurs champs sont exprimés sous forme d'intégrales de Fourier tridimensionnelles, ainsi :

$$E_i = \iiint \epsilon_i(p) e^{-ikp \cdot r} d^3 p. \quad (17)$$

Des relations analogues ont lieu entre $J_i, \mathcal{J}_i$ et $P_i, \mathcal{P}_i$: on utilise des lettres majuscules cursives pour noter les transformées de Fourier.

Nous allons maintenant appliquer (16) à une composante de Fourier. Nous supposons que :

$$\mathcal{P}_i/\epsilon_0 = M_{ij}(P) \mathcal{E}_j \quad (18)$$

avec sommation sur l'indice répété. M peut être appelé tenseur de susceptibilité complexe, bien que tenant compte des effets de dispersion spatiale aussi bien que de la susceptibilité électrique en un point. Pour un milieu sans pertes, le tenseur M_{ij} doit être hermitien (voir par exemple LANDAU et LIFSHITZ, 1960). Pour un milieu à pertes dues à la conduction, le tenseur de conductivité σ_{ij} contribue à la partie antihermitienne

$$M_{ij} - M_{ji}^* = -2i Z_0 \sigma_{ij}/k. \quad (19)$$

Soit alors :

$$\Gamma_{ij} = \begin{bmatrix} 1 - p_y^2 - p_z^2 & p_x p_y & p_x p_z \\ p_x p_y & 1 - p_x^2 - p_z^2 & p_y p_z \\ p_x p_z & p_y p_z & 1 - p_x^2 - p_y^2 \end{bmatrix} \quad (20)$$

qui est l'opérateur tensoriel exprimant l'application de $1 - \text{rot rot}/k^2$ à l'intégrant de (17), soit :

$$Z_{ij} = \Gamma_{ij} + M_{ij}. \quad (21)$$

Alors (16) donne :

$$Z_{ij} \mathcal{E}_j = \frac{iZ_0}{k} \mathcal{J}_i. \quad (22)$$

$$\text{d'où :} \quad \epsilon_i = \frac{iZ_0}{k} (Z^{-1})_{ij} \mathcal{J}_j. \quad (23)$$

Prenons maintenant la transformée de Fourier comme dans (17) :

$$E_i(r) = \frac{iZ_0}{k} \iiint (Z^{-1})_{ij} \mathcal{J}_j e^{-ikp \cdot r} d^3 p. \quad (24)$$

Prenons $r = r_1$ dans cette expression et multiplions par l'expression conjuguée complexe avec $r = r_2$. En prenant la moyenne sur une assemblée, nous obtenons :

$$\begin{aligned} &< E_i(r_1) E_k^*(r_2) > \\ &= Z_0^2 k^{-2} \int \dots \int [Z(p)^{-1}]_{ij} [Z(p')^{-1}]_{ki}^* \\ &< \mathcal{J}_j(p) \mathcal{J}_i^*(p') > e^{ik(r_2 \cdot p' - r_1 \cdot p)} d^3 p d^3 p' \end{aligned} \quad (25)$$

où p' représente un deuxième ensemble de valeurs des coordonnées de p . Cette expression pourrait être utilisée pour étudier la corrélation des champs de bruit thermique aux deux points distincts r_1 et r_2 . Nous n'étudierons cependant ici que les champs en un seul point qui sera pris pour origine. Nous posons par conséquent $r_1 = r_2 = 0$ dans (25), ce qui donne

$$\begin{aligned} < E_i E_k^* > = Z_0^2 k^{-2} \int \dots \int [Z(p)^{-1}]_{ij} [Z(p')^{-1}]_{ki}^* \\ < \mathcal{J}_j(p) \mathcal{J}_i^*(p') > d^3 p d^3 p'. \end{aligned} \quad (26)$$

Nous devons maintenant étudier les termes de source de courant $\mathcal{J}_j$ et $\mathcal{J}_i$. Le courant J_j est composé d'un grand nombre d'éléments $(I\delta l)_j$. La contribution à J_j de l'élément situé au point r_n est

$$(J \delta l)_{j,n} \delta(r - r_n) \quad (27)$$

expression dans laquelle le dernier facteur est une distribution de Dirac tridimensionnelle. La contribution correspondante à $\mathcal{J}_j$ est la transformée de Fourier de cette expression et le courant $\mathcal{J}$ total est la somme des contributions de tous les points source r_n :

$$\mathcal{J}_j(p) = \frac{k^3}{8\pi^3} \sum_n (I\delta l)_{j,n} e^{ikp \cdot r_n}. \quad (28)$$

d'où :

$$\mathcal{J}_j(p) \mathcal{J}_i^*(p') = \frac{k^6}{64\pi^6} \sum_n \sum_m (I\delta l)_{j,n} (I\delta l)_{i,m} e^{ik(p \cdot r_n - p' \cdot r_m)}. \quad (29)$$

Nous prenons maintenant la moyenne sur une assemblée et nous appliquons (13). Les sommes peuvent être remplacées par des intégrales de volume de sorte qu'on obtient :

$$\langle \tilde{\sigma}_j(\mathbf{p}) \tilde{\sigma}_i^*(\mathbf{p}') \rangle = \frac{KTB\sigma_{jl}k^6}{8\pi^6} \int \dots \int A^{-1} \rho(\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n) e^{-ik(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}_n - \mathbf{p}' \cdot \mathbf{r}_m)} d\mathbf{v}_n d\mathbf{v}_m. \quad (30)$$

Il faut maintenant faire une hypothèse sur la fonction de corrélation ρ ; il est intéressant de voir ce que donne la fonction gaussienne

$$\rho = e^{-|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n|^2/(4\gamma^2)} \quad (31)$$

qui est indépendante de la direction de $\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n$. La longueur γ donne l'ordre de grandeur de la « distance de corrélation ». Alors l'intégrale de (30) s'écrit :

$$\iiint e^{-ik(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \cdot \mathbf{r}_n} d\mathbf{v}_n \times A^{-1} \iiint e^{-|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n|^2/4\gamma^2 + ik\mathbf{p}' \cdot (\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_m)} d\mathbf{v}_m. \quad (32)$$

Or A est donné par (11), on en déduit aisément que la deuxième intégrale de (32) est égale à $e^{-(k\mathbf{p}'\gamma)^2}$ qui est indépendant de $\mathbf{r}_n$. Par conséquent la première intégrale de (32) donne une distribution de Dirac tridimensionnelle, (32) a donc pour valeur :

$$(2\pi/k)^3 e^{-(k\mathbf{p}'\gamma)^2} \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}'). \quad (33)$$

Cette expression est portée dans (30) qui elle-même est substituée dans (26). L'intégration en $\mathbf{p}'$ s'effectue à vue; à cause de la distribution de Dirac, il suffit de remplacer $\mathbf{p}'$ par $\mathbf{p}$ dans les autres termes, d'où :

$$\langle E_i E_k^* \rangle = \frac{Z_0 KTBk}{\pi^3} \iiint (Z^{-1})_{ij} \sigma_{jl} (Z^{-1})_{kl}^* e^{-k^2 p^2 \gamma^2} d^3 \mathbf{p} \quad (34)$$

σ_{jl} vérifie (19) et comme Γ_{ij} dans (21) est réel et symétrique, nous avons :

$$\sigma_{jl} = \frac{ik}{2Z_0} (M_{jl} - M_{lj}^*) = \frac{ik}{2Z_0} (Z_{jl} - Z_{lj}^*), \quad (35)$$

expression qu'on substitue dans (35), ce qui, en appliquant les règles d'inversion des matrices, conduit à :

$$\langle E_i E_k^* \rangle = -\frac{Z_0 KTBk^2 i}{2\pi^3} \iiint [(Z^{-1})_{ik} - (Z^{-1})_{ik}^*] e^{-k^2 p^2 \gamma^2} d^3 \mathbf{p} \quad (36)$$

ce qui peut aussi s'écrire :

$$\langle E_i E_k^* \rangle = \frac{Z_0 KTBk^2}{\pi^3} \mathcal{H} \iiint (-iZ^{-1})_{ik} e^{-k^2 p^2 \gamma^2} d^3 \mathbf{p} \quad (37)$$

où $\mathcal{H}$ signifie : partie hermitienne de... Cette expression constitue la formule fondamentale du champ de bruit thermique; au cours des sections suivantes nous en faisons l'étude dans certains cas particuliers. Pour effectuer l'intégration, il est commode d'utiliser les coordonnées sphériques p, θ, φ de $\mathbf{p}$. Dans tous les cas qui nous intéressent, Z est inchangé quand on change $\mathbf{p}$ en son opposé. Il est, par conséquent, possible d'utiliser comme bornes d'intégration : $\pm\infty$ pour la variable p , 0 et $\pi/2$ pour θ pour φ . L'équation (37) donne alors :

$$\langle E_i E_k^* \rangle = \frac{Z_0 KTBk^2}{\pi^3} \times \mathcal{H} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} (-iZ)_{ik}^{-1} e^{-k^2 p^2 \gamma^2} p^2 \sin \theta dp d\theta d\varphi. \quad (38)$$

Pour un milieu sans pertes Z et Z^{-1} sont hermitiens, la partie hermitienne de $-iZ^{-2}$ est donc nulle. (38) semble donc conduire à un résultat nul pour un milieu sans pertes. Mais dans ce cas, Z^{-1} a des pôles sur l'axe réel, dans le plan complexe de p , et le contour d'intégration doit être déformé pour les éviter. Sur le nouveau contour, Z n'est plus partout hermitien, l'intégrale n'est donc pas nulle. Le cas d'un milieu sans pertes se traite par un procédé de passage à la limite comme nous le verrons dans les sections suivantes.

6. Application à un milieu isotrope sans dispersion spatiale

Considérons maintenant un milieu de constante diélectrique scalaire ε et de conductivité σ . L'indice de réfraction n est donné par :

$$n^2 = \varepsilon - i\sigma/\varepsilon_0\omega = 1 + M \quad (39)$$

où M est la susceptibilité scalaire complexe; il est facile de montrer à l'aide de (21) que :

$$Z_{ij} = (n^2 - p^2)\delta_{ij} + p_i p_j \quad (40)$$

et

$$(Z^{-1})_{ij} = \frac{n^2 \delta_{ij} - p_i p_j}{n^2(n^2 - p^2)}. \quad (41)$$

Les termes non diagonaux de (38) ont tous le facteur $\cos \varphi$, $\sin \varphi$ ou $\sin \omega \cos \varphi$, de sorte que, pour ces termes, l'intégration par rapport à φ donne 0. De plus, les termes diagonaux doivent être égaux, on n'étudiera donc que $\langle E_z E_z^* \rangle$. Les équations (38) et (41) donnent alors :

$$\langle E_z E_z^* \rangle = \frac{2Z_0 K T B k^2}{\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \mathcal{R} \frac{i(n^2 - p^2 \cos^2 \theta)}{n^2(p^2 - n^2)} e^{-k^2 \gamma^2 p^2} p^2 dp \sin \theta d\theta. \quad (42)$$

Cette intégrale est calculée en appendice. Il y est démontré que si $k\gamma n$ est très petit l'intégrale donne :

$$\langle E_z E_z^* \rangle = \frac{4}{3\pi} Z_0 K T B k^2 \mathcal{R} \left[n + \frac{i}{k\gamma \pi^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{4k^2 \gamma^2 n^2} \right) \right]. \quad (43)$$

Dans le cas particulier où n est réel, le terme en i de (43) est nul. BUDDEN et HUGILL, en 1964, en ont donné une expression exacte dans leur formule n° 24. L'équation (43) est en accord avec l'expression rectifiée de leur formule (1). Pour l'espace libre, (43) est en accord avec la formule du rayonnement de Rayleigh-Jeans ; cela a pour cause le fait que, dans l'établissement de (1) par NYQUIST, la fréquence est supposée assez petite pour que la quantification ne soit pas nécessaire.

$$\langle E_z E_z^* \rangle_0 = \frac{2Z_0 K T B k^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \mathcal{R} \left[(n_x^2 - n_0^2)(\varepsilon \sin^2 \theta + \varepsilon_3 \cos^2 \theta) \right]^{-1} \cdot \left[n_0 \{ n_0^4 \cos^2 \theta - \varepsilon n_0^2 (1 + \cos^2 \theta) + \varepsilon^2 - \varepsilon'^2 \} F_0 \right.$$

7. Milieu magnétoionique sans dispersion spatiale

Dans de nombreux cas, on peut négliger l'effet de la température des électrons sur la propagation des ondes radioélectriques dans l'ionosphère. Le milieu est alors décrit par les formules de la théorie magnétoionique classique [APPLETON, 1932]. La susceptibilité est

$$M_{ij} = - \frac{X}{U^2(U^2 - Y^2)} \begin{bmatrix} U^2 & -iYU & 0 \\ iYU & U^2 & 0 \\ 0 & 0 & U^2 - Y^2 \end{bmatrix} \quad (44)$$

[BUDDEN, 1961 (3.24) avec : $l = m = 0$, $n = 1$]. On en déduit Z_{ij} par l'équation (21). On peut alors montrer [MITTRA et DESCHAMPS, 1963] que :

$$D(Z) = (\varepsilon \sin^2 \theta + \varepsilon_3 \cos^2 \theta)(p^2 - n_0^2)(p^2 - n_x^2) \quad (45)$$

où n_0 et n_x sont les deux indices de réfraction donnés par la formule d'Appleton-Hartree, respectivement pour l'onde ordinaire et pour l'onde extraordinaire, la normale d'onde faisant l'angle θ avec le champ B_0 . Alors les pôles de l'intégrant sont $p = \pm n_0$, $\pm n_x$. n_0 et n_x ont tous deux une partie imaginaire négative, de sorte que les deux pôles n_0 et n_x sont au-dessous de l'axe réel des p , les deux autres étant au-dessus de cet axe. On peut montrer, de plus, que les éléments d'indices xz , yz , zx et zy de Z^{-2} ont sin φ ou cos φ en facteur, l'intégration en φ de (38) donne zéro, ces éléments sont donc nuls.

D'après la symétrie du problème, il est évident que $\langle E_x E_x^* \rangle = \langle E_y E_y^* \rangle$ et $\langle E_x E_y^* \rangle = -\langle E_x^* E_y \rangle$.

Il suffit donc de calculer les trois termes :

$$\langle E_x E_x^* \rangle, \langle E_y E_y^* \rangle \text{ et } \langle E_z E_z^* \rangle.$$

Nous présentons le résultat seulement pour le dernier de ces trois termes :

$$\langle E_z E_z^* \rangle = \frac{2Z_0 K T B k^2}{\pi^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \mathcal{R} \left[-i \frac{p^4 \cos^2 \theta - \varepsilon p^2 (1 + \cos^2 \theta) + \varepsilon^2 - \varepsilon'^2}{(\varepsilon \sin^2 \theta + \varepsilon_3 \cos^2 \theta)(p^2 - n_0^2)(p^2 - n_x^2)} \right] \times e^{-k^2 \gamma^2 p^2} p^2 \sin \theta dp d\theta. \quad (46)$$

L'intégrale par rapport à p peut s'évaluer comme nous le montrons en appendice et contient deux termes respectivement associés aux pôles $\pm n_0$ et $\pm n_x$. Le terme associé à $\pm n_0$ est :

$$+ i \left\{ \frac{\cos^2 \theta}{2k^3 \gamma^3} + \frac{n_0^2 \cos^2 \theta - \varepsilon (1 + \cos^2 \theta)}{k\gamma} \right\} \sin \theta d\theta \quad (47)$$

$$\text{où : } F_0 = e^{-k^2 \gamma^2 n_0^2} \text{erfc}(ik\gamma n_0). \quad (48)$$

Pour $k\gamma n$ très petit, F_0 est voisin de l'unité et son multiplicateur dans (47) a alors pour valeur ce qu'on obtiendrait si le contour d'intégration dans le plan complexe de p pouvait être refermé par un demi-cercle de grand rayon au-dessus de l'axe réel. Ce facteur est $2\pi i$ fois le résidu du pôle à $-n_0$. Pour un milieu sans pertes, le second terme de (47) est imaginaire pur et donne zéro puisqu'on en prend la partie réelle ; il peut cependant être important dans le cas d'un milieu dissipatif.

D'après les formules de la théorie magnétoionique, l'intégrant de (47) peut s'exprimer à l'aide de $\rho(\theta)$ et $\Gamma(\theta)$, fonctions qui déterminent respectivement la polarisation et la composante de champ électrique parallèle à la normale d'onde pour une onde plane dont la normale fait l'angle θ avec B_0 . [BUDDEN, 1961, ch. 5, et BUDDEN et HUGILL, 1964]. Pour un milieu sans pertes et avec $F_0 \simeq 1$ nous avons le résultat suivant :

(1) Dans l'article de BUDDEN et HUGILL on doit faire la correction suivante :

— ajouter un signe moins devant le membre de droite de la deuxième équation (62).

$$\begin{aligned} \langle E_z E_z^* \rangle &= \frac{4Z_0 K T B k^2}{\pi} \times \\ &\int_0^{\pi/2} \mathcal{R} \frac{n_0}{1-\rho^2} (\Gamma \cos \theta - \sin \theta)^2 \sin \theta \, d\theta. \quad (49) \end{aligned}$$

BUDDEN et HUGILL [1964 équation (59)], ont trouvé une formule analogue pour le signal cosmique dans l'ionosphère, en supposant que le ciel a une température de brillance uniforme T . Si l'ionosphère est aussi à la température T , elle est en équilibre thermique avec le ciel, de sorte que les formules de BUDDEN et HUGILL donnent aussi le champ de bruit thermique dans l'ionosphère à la température T . Ils ont supposé l'ionosphère sans pertes, alors ρ est imaginaire pur et $-\rho^2 < |\rho|^2$. Si l'on opère ce changement dans (48), on obtient un résultat identique à celui de la formule de BUDDEN et HUGILL.

Ces auteurs n'ont étudié que les fréquences et les parties de l'ionosphère correspondant à une possibilité de propagation d'ondes en provenance de l'extérieur de la terre; leurs figures 4 à 9 montrent le comportement du bruit thermique dans ces conditions; l'indice de réfraction pour une ionosphère sans pertes est réel et fini pour tous les angles θ , variant de manière continue de 1, à l'extérieur de l'ionosphère, à zéro à l'altitude où $X = 1$ (mode ordinaire) ou $X = 1 + Y$ (mode extraordinaire). Mais dans d'autres domaines, pour une ionosphère sans pertes, n peut être infini pour certains angles θ ; tel est le cas quand $Y < 1$, $1 - Y^2 < X < 1 + Y$ pour le mode Z (onde extraordinaire), et quand $X > 1$, $Y > 1$ pour le mode siffleur (onde ordinaire). Les formules de BUDDEN et HUGILL, modifiées comme indiqué plus haut, ont été utilisées pour calculer $\langle E_x E_x^* \rangle$ et $\langle E_z E_z^* \rangle$ dans certains de ces cas et pour différentes valeurs de la fréquence de collisions. Quand ν tend vers zéro, on trouve que certains résultats deviennent négatifs. On peut, d'ailleurs, montrer analytiquement dans ces cas simples que le résultat devient bien négatif. Cela signifie que la théorie est en défaut quand il existe un angle θ réel pour lequel l'indice est infini.

Cela s'explique parce que, dans ces conditions, il n'est pas permis de ne pas tenir compte de la dispersion spatiale. Quand on en tient compte, il y a une onde de plasma en plus des ondes ordinaire et extraordinaire. L'indice de réfraction n_p de l'onde de plasma est très grand. Si n_o ou n_x devient aussi très grand, les propriétés de l'onde correspondante deviennent voisines de celles de l'onde de plasma et on dit que les deux ondes sont « fortement couplées ». Par exemple, pour le mode Z , si $1 - Y^2 < X < 1$, on trouve n_x réel pour $\theta = \pi/2$. Si θ diminue, n_x croît et, au voisinage de la valeur $\theta = \theta_c$ pour laquelle l'indice deviendrait infini selon la formule d'Appleton-Hartree, l'onde se transforme progressivement en une onde de plasma [GINZBURG, 1964, ch. 12]. Si θ décroît davantage, n_p reste réel et élevé. Par conséquent nous devons utiliser n_x pour $\pi/2 \geq \theta > \theta_c$ et n_p pour $\theta_c > \theta \geq 0$. Dans cet exemple, l'utilisation de n_x pour tout le domaine de variation amènerait une discontinuité dans l'intégrant.

L'effet de la température dans l'ionosphère est

- (a) de produire le bruit thermique et
- (b) d'introduire de la dispersion spatiale.

Nous en concluons qu'il est impossible d'introduire l'un de ces effets sans tenir compte de l'autre.

8. Etude en incluant la dispersion spatiale

Une manière simple d'introduire la dispersion spatiale dans la théorie magnétoionique est de considérer que les électrons forment un gaz parfait à la température T et d'introduire le concept de pression du gaz d'électrons. C'est ce qu'on appelle parfois la méthode « acoustique ». Elle implique des approximations, mais elle conduit à de nombreux résultats qu'on peut établir par une méthode cinétique plus rigoureuse, basée sur l'équation de Boltzmann. Les deux méthodes sont exposées par GINZBURG (1964). Nous nous bornons ici à résumer les résultats.

Prenons des axes cartésiens ξ, η, ζ , avec ζ parallèle à la normale d'onde et η perpendiculaire au champ magnétique terrestre, et soient $l_1, 0, l_3$ les cosinus directeurs de $\mathbf{Y}$. On peut alors montrer que :

$$(M^{-1})_{ij} = -\frac{1}{X} \begin{bmatrix} U & iYl_3 & 0 \\ -iYl_3 & U & iYl_1 \\ 0 & -iYl_1 & U - \beta^2 p^2 \end{bmatrix} \quad (50)$$

$$\text{où :} \qquad \qquad \qquad \beta^2 = 3KT/mc^2 \quad (51)$$

[voir par ex. BUDDEN, 1964 équation (1.53)].

Le terme qui introduit la dispersion spatiale est β^2 . Dans l'ionosphère β^2 est très petit (de l'ordre de 10^{-7}) mais néanmoins important. Avec nos nouveaux axes :

$$\Gamma_{ij} = \begin{bmatrix} 1-p^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1-p^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (52)$$

Or, d'après l'équation (21) sans indices, on a :

$$Z^{-1} = M^{-1}(1 + \Gamma M^{-1})^{-1} \quad (53)$$

et d'après (50) et (52) :

$$\begin{aligned} 1 + \Gamma M^{-1} &= \\ \frac{1}{X} \begin{bmatrix} X - U(1-p^2) & -iYl_3(1-p^2) & 0 \\ iYl_3(1-p^2) & X - U(1-p^2) & -iYl_1(1-p^2) \\ 0 & iYl_1 & X - U + \beta^2 p^2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (54)$$

On peut montrer que :

$$D(1 + \Gamma M^{-1}) = \Delta = \frac{\beta^2(U^2 - l_3^2 Y^2)(p^2 - n_0^2)(p^2 - n_x^2)(p^2 - n_p^2)}{(55)}$$

C'est une fonction du troisième degré de p^2 ; elle a été développée par BUDDEN, [1964, équation (1.58)], où n est écrit au lieu de p . On peut évaluer alors (53) et repasser au repère initial x, y, z . Le résultat est noté :

$$(Z^{-1})_{ij} = \Delta^{-1} S_{ij} \quad (56)$$

Comme plus haut on peut voir que $S_{xz}, S_{yz}, S_{zx}, S_{zy}$ ne contiennent que des puissances impaires de $\cos \varphi, \sin \varphi$, et donnent par conséquent zéro quand on y effectue l'intégration en φ de (38).

Comme dans la section 7, nous ne donnons les résultats que pour $\langle E_z E_z^* \rangle$, afin de les comparer à (46) et (47). On peut montrer que :

$$S_{zz} = U \cos^2 \theta (U^2 - Y^2) p^4 + U(1 + \cos^2 \theta) \{Y^2 - U(U - X)\} p^2 + U \{(U - X)^2 - Y^2\} + \beta^2 p^2 \left[\cos^2 \theta (Y^2 \cos^2 \theta - U^2) p^4 + \{U^2(1 + \cos^2 \theta) - 2UX \cos^2 \theta - Y^2(1 + \cos^2 \theta)\} p^2 + Y^2 \cos^2 \theta - (U - X)(U - X \cos^2 \theta) \right]$$

fonction du troisième degré en p^2 indépendante de φ .

Alors, l'équation (38) donne :

$$\langle E_z E_z^* \rangle = \frac{2Z_0 K T B k^2}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \Re \left[\frac{-i S_{zz}}{\Delta} \right] e^{-k^2 p^2 \gamma^2} p^2 \sin \theta \, dp \, d\theta. \quad (58)$$

On peut évaluer l'intégrale en p par la méthode de l'appendice; elle contient trois termes respectivement associés aux pôles $\pm n_0, \pm n_x$ et $\pm n_p$. Chaque terme est de la même forme que (47), c'est-à-dire contient deux termes ayant en facteur respectivement F et i . Le terme avec i en facteur est nul dans un milieu sans pertes. Pour $k\gamma n$ très petit, F est voisin de 1 et son multiplicateur est $2\pi i$ fois le résidu au pôle $p = -n$. Cela sera en général vérifié pour les pôles $-n_0$ et $-n_x$ mais n_p est beaucoup plus grand, de l'ordre de β^{-1} , de sorte que $k\gamma n_p$ peut ne pas être petit; cela signifie que, dans l'ionosphère, la longueur d'onde de l'onde de plasma est assez petite pour être du même ordre que la distance de corrélation γ des sources de courant de bruit, ou même inférieure à cette distance. Cela peut avoir pour effet de réduire le bruit en onde de plasma.

9. Quelques cas particuliers

Soit un plasma isotrope ($Y = 0$), mais avec dispersion spatiale. Les ondes possibles sont alors de deux types, à savoir : (a) l'onde électromagnétique, d'indice de réfraction n et de champ électrique per-

pendiculaire à la normale d'onde; (b) l'onde de plasma, d'indice de réfraction n_p et de champ électrique parallèle à la normale d'onde. Ces ondes sont indépendantes et il n'y a pas de transition comme celle qui a été décrite à la fin de la section 7.

Les indices de réfraction sont donnés par :

$$n^2 = 1 - X/U \quad (59)$$

$$n_p^2 = (U - X)/\beta^2. \quad (60)$$

On peut montrer que le facteur S_{zz}/Δ de (58) se réduit à :

$$\frac{2\pi \sin^2 \theta}{n^2 - p^2} + 2\pi \cos^2 \theta \frac{U - \beta^2 p^2}{\beta^2(n_p^2 - p^2)}. \quad (61)$$

On peut faire directement l'intégration par rapport à θ . Celle par rapport à p se fait par la méthode de

l'appendice. L'équation (58) donne finalement :

$$\langle EE^* \rangle = \frac{2}{3\pi} Z_0 K T B k^2 \Re \left[ne^{-k^2 \gamma^2 n^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n) + \frac{X n_p}{\beta^2} e^{-k^2 \gamma^2 n_p^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n_p) \right] \quad (62)$$

expression au second membre de laquelle on a omis certains termes imaginaires purs. On peut associer les deux termes du crochet respectivement à l'onde électromagnétique et à l'onde de plasma. (Notons toutefois que cette séparation n'est pas unique; il y a d'autres moyens de mettre (61) sous forme de somme de deux termes, l'un, fonction uniquement de n , et l'autre de n_p). Ces deux termes donnent le rapport de $\langle EE^* \rangle$ à la valeur qu'aurait cette moyenne en espace libre; nous présentons sur les figures 2 et 3 quelques courbes qui en donnent la variation en fonction de la fréquence.

Quand γ est de l'ordre de 10 cm, le produit $k\gamma n$ relatif à l'onde électromagnétique (fig. 2) est assez petit pour que $e^{-k^2 \gamma^2 n^2}$ et $\operatorname{erfc}(ik\gamma n)$ soient très voisins de 1. La contribution correspondante, par conséquent, est sensiblement indépendante de la distance de corrélation γ . Dans le cas de l'onde de plasma, γ a cependant un effet marqué (fig. 3).

Pour un plasma anisotrope nous nous attendons à ce que, dans (58), la plus grande contribution provienne de l'onde de plasma car n_p est presque toujours beaucoup plus grand que n_0 et n_x . En conséquence il est intéressant d'étudier (58) et l'équation analogue donnant $\langle E_x E_x^* \rangle$ pour l'onde de plasma

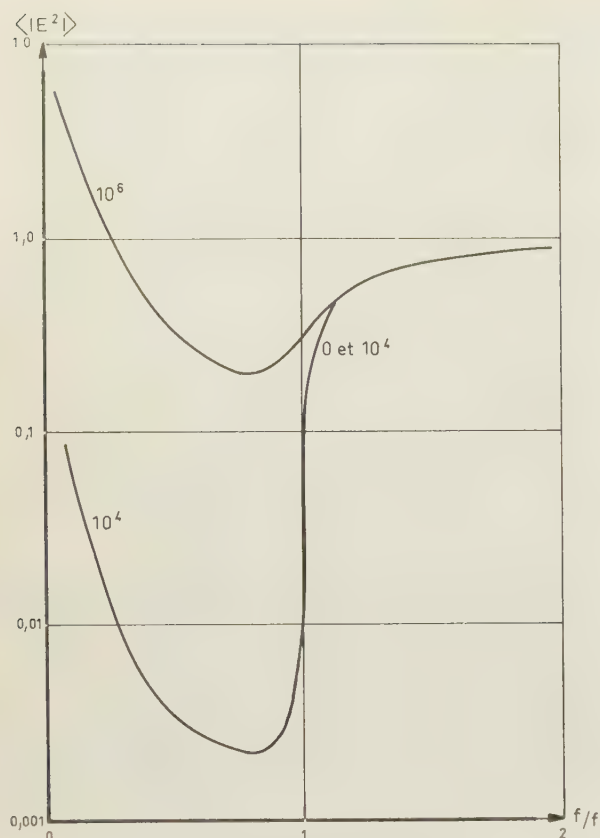


FIG. 2. — Contribution des ondes électromagnétiques à la moyenne quadratique du champ électrique de bruit thermique dans un plasma isotrope, en fonction de la fréquence f . On suppose que la fréquence de plasma est $f_N = 10^6$ Hz. Les nombres portés sur les courbes sont les fréquences de collisions en Hz. La grandeur en ordonnée est le rapport de $\langle EE^* \rangle$ à la valeur de cette expression en espace libre.

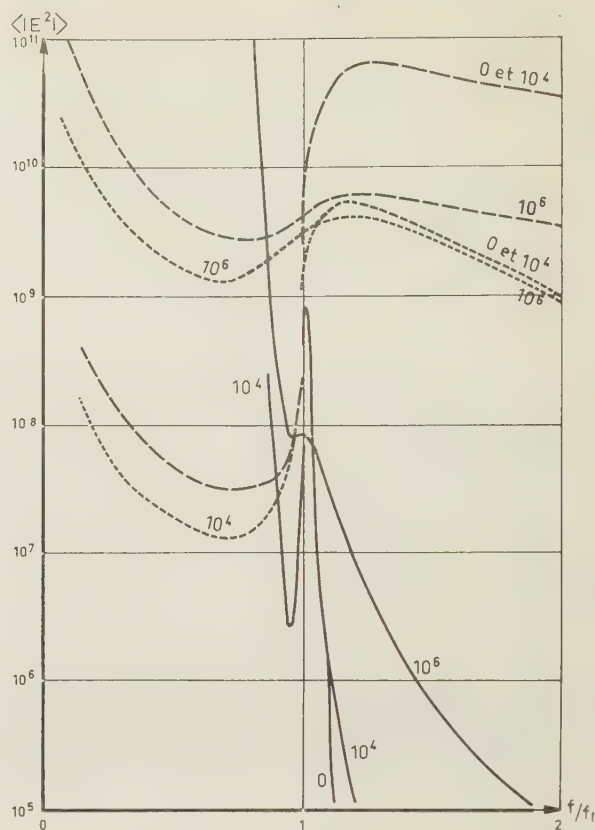


FIG. 3. — Même légende que pour la figure 2, mais il s'agit ici de la contribution de l'onde de plasma. On suppose $\beta^2 = 10^{-7}$, correspondant à $T = 200$ °K. La distance de corrélation γ est 10 cm pour les courbes en trait plein, 1 cm pour les courbes pointillées, et 0,1 cm pour les courbes tiretées.

seule quand γ est très petit, même si en pratique cela n'est pas réaliste. La contribution est alors simplement $2\pi i$ fois le résidu au pôle $p = -n_p$. L'indice de réfraction n_p est donné par :

$$n_p^2 = \beta^{-2} \left[\frac{U^2(U^2 - Y^2)}{U^2 - Y^2 \cos^2 \theta} - X \right] \quad (63)$$

[GINZBURG, 1964, équation (12.7)], expression qui est une bonne approximation quand n_p est grand, mais qui ne donne pas correctement les zéros de n_p . Au numérateur et au dénominateur du résidu nous n'avons besoin que des puissances les plus élevées du facteur très grand β^{-1} . On peut montrer alors que :

$$\langle E_z E_z^* \rangle_p \simeq \frac{Z_0 K T B k^2 X}{8\pi\beta^2} \int_0^{\pi/2} \Re n_p \sin^3 \theta d\theta \quad (64)$$

$$\begin{aligned} \langle E_x E_x^* \rangle_p &= \langle E_y E_y^* \rangle_p \\ &\simeq \frac{Z_0 K T B k^2 X}{4\pi\beta^2} \int_0^{\pi/2} \Re n_p \cos^2 \theta \sin \theta d\theta. \end{aligned} \quad (65)$$

Comme $\beta \propto T^{1/2}$ et n_p contient un facteur β^{-1} , ces expressions sont proportionnelles à $T^{-3/2}$ donnant par conséquent un bruit croissant quand la température diminue. On ne peut résoudre ce paradoxe en

incluant la distance de corrélation γ qui apparaît toujours dans le rapport γ/β . Si la longueur γ est proportionnelle à la longueur de Debye, ou au rayon de Larmor, elle varie comme $T^{1/2}$, donnant un rapport γ/β indépendant de la température. Nous proposons l'idée qu'à basse température les champs de bruit sont assez grands pour que les effets non linéaires soient importants, et qu'alors l'équation de Vlasov linéarisée utilisée pour établir (50) n'est plus valable.

Le comportement des champs de bruit, donné par (64) et (65), est indiqué en fonction de la fréquence sur les figures 3 et 4, dans deux cas particuliers.

Conclusions

Dans cet article sont données des formules permettant de calculer le champ de bruit thermique dans un milieu magnétoionique en équilibre thermique. Une étude numérique de ces formules est en cours, et nous espérons pouvoir présenter à l'avenir des résultats numériques plus complets. Nous n'avons étudié ici que les champs électriques, mais il est facile d'étendre la méthode aux champs magnétiques et aux déplacements électriques. Les champs magnétiques ont déjà été étudiés dans des cas particuliers par BUDDEN et HUGILL (1964).



FIG. 4. — Contribution des ondes de plasma à la moyenne quadratique du champ électrique de bruit thermique dans un plasma anisotrope. La courbe en trait plein est relative à la composante E_z parallèle au champ magnétique terrestre (équation (64)), et la courbe tirée est relative à la composante normale E_x (équation (65)). En abscisse est porté le rapport de la fréquence d'observation à la gyrofréquence f_H . Dans cet exemple, nous avons pris $f_N/f_H = 2$, $v/f_H = 0,01$ et $\beta^2 = 10^{-7}$.

APPENDICE

Évaluation de quelques intégrales

L'intégrale en p de (42) peut s'exprimer comme somme de deux intégrales de la forme

$$I_N = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p^N}{p^2 - n^2} e^{-k^2 \gamma^2 p^2} dp \quad (A1)$$

où l'entier N vaut 2 ou 4 et où la partie imaginaire de n est négative. DOUGHERTY et FARLEY (1960, appendice A) ont évalué des intégrales analogues. Nous utilisons ici une méthode semblable à la leur, avec toutefois de petites différences dans la manière d'exprimer le résultat.

Comme $p^4 = p^2(p^2 - n^2) + n^2 p^2$, nous avons :

$$I_4 = \int_{-\infty}^{\infty} p^2 e^{-k^2 \gamma^2 p^2} dp + n^2 I_2 = \frac{\pi^{1/2}}{2(k\gamma)^3} + n^2 I_2 \quad (A2)$$

et

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-k^2 \gamma^2 p^2} dp + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n^2}{p^2 - n^2} e^{-k^2 \gamma^2 p^2} dp. \quad (A3)$$

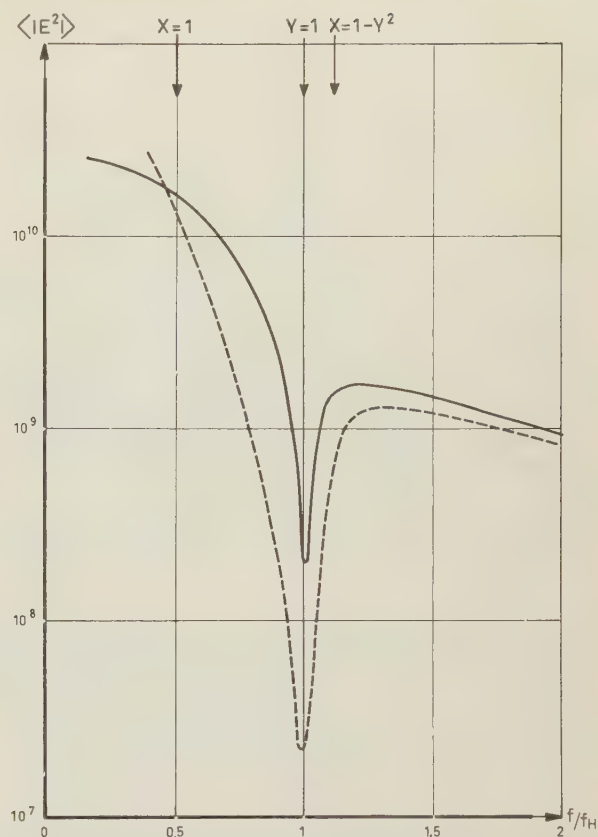


FIG. 5. — Mêmes courbes que figure 4, mais avec $f_N/f_H = 0,5$.

$$\begin{aligned} \text{Or : } \frac{1}{p^2 - n^2} &= \frac{1}{2n} \left(\frac{1}{p - n} - \frac{1}{p + n} \right) \\ &= -\frac{i}{2n} \int_0^{\infty} e^{-iu(p-n)} du - \frac{i}{2n} \int_0^{\infty} e^{iu(p+n)} du \quad (A4) \end{aligned}$$

La contribution de la première intégrale de (A4) au second terme de (A3) est :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} i n e^{-k^2 \gamma^2 n^2} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\left(k\gamma p - \frac{iu}{2k\gamma} \right)^2 \right. \\ \left. - \left(\frac{u}{2k\gamma} + ik\gamma n \right)^2 \right] du dp. \quad (A5) \end{aligned}$$

$$\text{Posons : } k\gamma p - \frac{iu}{2k\gamma} = s ; \quad \frac{u}{2k\gamma} + ik\gamma n = q \quad (A6)$$

Alors (A5) s'écrit :

$$\begin{aligned} &-i n e^{-k^2 \gamma^2 n^2} \int_{ik\gamma n}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-s^2 - q^2} dq ds \\ &= -\frac{i\pi}{2} n e^{-k^2 \gamma^2 n^2} \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_{ik\gamma n}^{\infty} e^{-q^2} dq \\ &= -\frac{i\pi}{2} n e^{-k^2 \gamma^2 n^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n) \quad (A7) \end{aligned}$$

où erfc dénote le complément de la fonction d'erreur.

On peut montrer que la contribution de la deuxième intégrale de (A4) est la même. Par conséquent (A3) s'écrit :

$$I_2 = \frac{\pi^{1/2}}{k\gamma} - \pi i n e^{-k^2\gamma^2 n^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n) \quad (\text{A8})$$

et (A2) :

$$I_4 = \frac{\pi^{1/2}}{k\gamma} \left(\frac{1}{2k^2\gamma^2} + n^2 \right) - \pi i n^3 e^{-k^2\gamma^2 n^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n). \quad (\text{A9})$$

Quand $k\gamma n$ est très petit, la fonction erfc est voisine de l'unité, et on obtient dans ce cas, comme dernier terme de (A8) ou de (A9), le résultat qu'on obtiendrait si on pouvait évaluer (A1) en refermant le contour d'intégration par un demi-cercle de grand rayon, au-dessus ou au-dessous de l'axe réel.

En appliquant les résultats (A8) et (A9) à l'intégrale (42) nous obtenons :

$$\langle E_z E_z^* \rangle = \frac{2Z_0 K T B k^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \mathcal{R} \left[n \sin^2 \theta e^{-k^2\gamma^2 n^2} \operatorname{erfc}(ik\gamma n) + i(n^2 k\gamma)^{-1} \pi^{1/2} \left(n^2 \sin^2 \theta - \frac{\cos^2 \theta}{2k^2\gamma^2} \right) \right] \sin \theta \, d\theta. \quad (\text{A10})$$

Si $k\gamma n$ est très petit, l'exponentielle et la fonction erfc sont voisines de l'unité, alors :

$$\langle E_z E_z^* \rangle \simeq \frac{4}{3\pi} Z_0 K T B k^2 \mathcal{R} \left[n + \frac{i}{k\gamma \pi^{1/2}} \left(1 - \frac{1}{4k^2\gamma^2 n^2} \right) \right] \quad (\text{A11})$$

formule utilisée dans la section (6).

Les intégrales de (46) et (58) sont du même type que (A1) mais contiennent au dénominateur des facteurs supplémentaires $(p^2 - n_i^2)$. A l'aide d'un développement de fraction en éléments simples, elles peuvent cependant être mises sous forme de sommes d'intégrales semblables à (A1). Par conséquent chaque valeur de n_i apporte une contribution analogue à (A10); on a $i = o, x$ et p respectivement pour les ondes ordinaire, extraordinaire et de plasma. Dans le cas limite d'un milieu sans pertes, le second terme est toujours imaginaire pur car les trois valeurs de n_i^2 sont réelles. Ce terme apporte donc une contribution nulle. L'autre terme contient les fonctions exponentielle et erfc qui sont voisines de 1 pour

$k\gamma n_i$ petit. Ce terme est simplement $2\pi i$ fois le résidu au pôle $p = -n_i$.

BIBLIOGRAPHIE

- APPLETON E.V., 1932. *J. Instn. Elect. Engrs.* **71**, 642.
 BUDDEN K.G., 1961. *Radio Waves in the Ionosphere*, Cambridge University Press.
 BUDDEN K.G., 1964. *Lectures on Magnetoionic Theory*. Blackie, London.
 BUDDEN K.G. and HUGILL J., 1964. *Proc. Roy. Soc. A* **277**, 365.
 CALLEN H.B. and WELTON T.A., 1951. *Phys. Rev.* **83**, 34.
 CALLEN H.B. and GREENE R.F., 1952. *Phys. Rev.* **86**, 702.
 CALLEN H.B., BARASCH M.L. and JACKSON J.L., 1952. *Phys. Rev.* **88**, 1382.
 DOUGHERTY J.P. and FARLEY D.T., 1960. *Proc. Roy. Soc. A* **259**, 79.
 GINZBURG V.L., 1964. *Propagation of electromagnetic waves in plasma*. (Eng. Trans.) Pergamon Press, Oxford.
 GREENE R.F. and CALLEN H.B., 1951. *Phys. Rev.* **83**, 1231.
 HARVEY C.C., 1965. *Annales d'Astrophys.* **28**, 248.
 LANDAU L.D. and LIFSHITZ E.M., 1958. *Statistical Physics* (Eng. Trans.) Pergamon Press, Oxford.
 LANDAU L.D. and LIFSHITZ E.M., 1960. *Electrodynamics of Continuous Media* (Eng. Trans.) Pergamon Press, Oxford.
 LORENTZ H.A., 1952. *Theory of Electrons* (reprinting of 2nd ed. 1915). Dover Publications, New York.
 MITTRA R. and DESCHAMPS G.A., 1963. *Electromagnetic Theory and Antennas, Part I* p. 495. Ed. E.C. Jordan, Pergamon Press, Oxford.
 NYQUIST H., 1928. *Phys. Rev.* **32**, 110.
 RATCLIFFE J.A., 1959. *Magnetoionic Theory*, Cambridge University Press.
 RYTOV S.M., 1959. *Theory of Electric Fluctuations and Thermal Radiation* (Eng. Trans.) Electronics Research Directorate, U.S. Air Force.

ANTENNES MÉTALLIQUES DIPOLES CYLINDRIQUES ET TRONCONIQUES POUR LA RÉCEPTION D'ONDES T.B.F. Théorie de leur comportement dans l'ionosphère

PAR

G. DRIANCOURT

*Centre National d'Etudes des Télécommunications,
Département Télécommande*

1. Introduction

Pour étudier le comportement d'une antenne de réception destinée à la mesure précise des champs électriques T.B.F. dans l'ionosphère, la quantité qu'il importe le plus de connaître est le rapport entre la tension V_i que présente l'antenne à l'entrée du récepteur et le champ électrique dans le milieu.

A très basses fréquences, le plasma ionosphérique influe fortement sur le comportement de l'antenne, de sorte que celui-ci est beaucoup moins simple qu'en espace libre. Toutefois, dans le cas d'une antenne de réception, les tensions induites par le champ électrique de l'onde sont faibles devant l'énergie thermique des électrons du plasma, prise en électronvolts; son comportement peut donc être considéré comme étant linéaire. Le rapport entre la tension V qui apparaît aux bornes de l'antenne en circuit ouvert, et la composante $E_{\parallel}$ du champ électrique parallèle à l'axe de l'antenne est alors indépendant de $E_{\parallel}$; c'est la longueur effective L de l'antenne.

Or, lorsque l'antenne est connectée au circuit d'entrée du récepteur, il se produit une certaine chute de tension ainsi que le montre la figure 1 :

Dans ces conditions, la tension qui se présente à l'entrée du récepteur, et que l'on mesure à sa sortie, après amplification, est :

$$V_i = \frac{Z_i}{Z + Z_i} \cdot V = \frac{Z_i}{Z + Z_i} \cdot L E_{\parallel} \quad (1)$$

où Z est l'impédance de l'antenne et Z_i l'impédance d'entrée du récepteur [1].

On s'aperçoit que le rapport entre V_i et $E_{\parallel}$ dépend de deux quantités qui risquent de varier : ce sont l'impédance de l'antenne et sa longueur effective. Ces deux quantités caractérisent le comportement de l'antenne.

L'impédance est essentiellement celle des gaines d'ions qui se forment dans le plasma autour des bras d'antenne. En réalité, elle est la somme de trois impédances en série; les impédances entre chacun des deux bras et le plasma à travers leurs gaines d'ions respectives, et l'impédance entre les surfaces des deux gaines d'ions à travers le plasma. Toutefois, on peut montrer qu'à T.B.F. cette troisième impédance totale Z dépend essentiellement de l'état des gaines d'ions autour des bras [2].

Les variations éventuelles de l'impédance de l'antenne n'ont pas de conséquences sensibles. En effet, l'impédance d'entrée Z_i est fixe et connue, et l'impédance Z de l'antenne, quoique variable, peut être mesurée. Ainsi, en utilisant l'équation (1), on peut tenir compte de l'atténuation que provoque le diviseur de tension constitué par ces deux impédances en

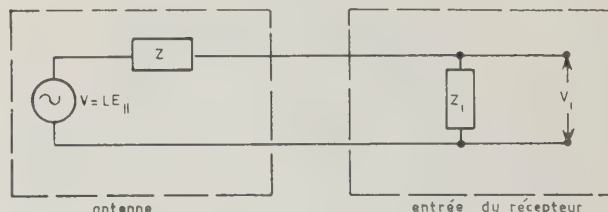


FIG. 1.

série. On peut, de plus, rendre cette atténuation négligeable, en augmentant suffisamment Z_i . Dans ces conditions, l'équation (1) se réduit à :

$$V_i \simeq L E_{\parallel} \quad (Z_i \gg Z) \quad (2)$$

Il reste la question de la longueur effective. Contrairement à l'impédance, cette quantité ne peut être mesurée directement. Il est donc important de la connaître et de l'empêcher de varier.

Les antennes sont composées de deux bras identiques dont les longueurs effectives s'ajoutent ainsi que les impédances : $L = L_1 + L_2$; $Z = Z_1 + Z_2$. Les comportements des deux bras sont analogues. Il suffit donc d'étudier le comportement de chaque bras individuellement et puis d'ajouter les résultats obtenus. Ainsi, dans l'étude ci-dessous, on considérera le comportement d'un bras unique.

On a effectué cette étude pour deux types d'antennes : un dipôle à bras cylindriques, dont la section est constante (type d'antenne en ruban extensible); un dipôle à bras tronconiques, dont la section décroît en fonction de la distance du point milieu de l'antenne (type d'antenne à brins télescopiques). On suppose ces antennes montées sur un véhicule spatial, fusée ou satellite, doué d'une rotation ainsi que d'un mouvement de translation à travers le milieu.

2. Position générale du problème

Le cylindre est un cas particulier du cône. Il est donc possible de ne considérer que celui-ci et de ne faire la distinction entre les deux types d'antennes qu'au moment de l'étude de leurs particularités.

2.1. GÉOMÉTRIE DES ANTENNES

Les conditions géométriques sont indiquées sur la figure 2 :

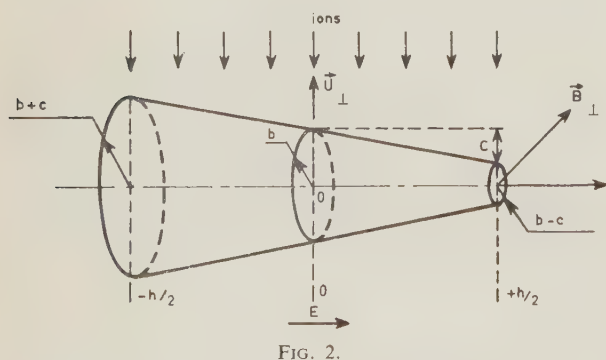


FIG. 2.

b est le rayon de la section droite du bras prise en son point milieu.

c est l'écart entre les rayons des sections droites du bras à chaque extrémité et celui de la section droite au point milieu.

ρ est le rayon de la section droite en un point quelconque du bras.

h est la longueur du bras d'antenne.

$\vec{O\xi}$ est l'axe des distances le long du bras confondu avec l'axe géométrique du bras et orienté vers l'extrémité la plus mince. L'origine O des coordonnées est au point milieu.

Dans le cas d'un cylindre, le rayon ρ est égal à b quel que soit ξ .

2.2. CONDITIONS PHYSIQUES

L'antenne dipôle ayant une longueur géométrique très inférieure à la longueur d'onde dans le milieu, le champ électrique T.B.F. aux alentours peut être considéré comme quasi statique, donc dérivable d'un potentiel scalaire. D'autre part, sous les conditions « quasi longitudinales » habituelles, le champ électrique est perpendiculaire au champ magnétique terrestre; les lignes de force de celui-ci sont alors contenues par les surfaces équipotentielles du champ électrique de l'onde [1]. Enfin, compte tenu du fait que l'impédance du milieu est petite devant celle de la gaine d'ions, le potentiel T.B.F. pris par un bras d'antenne en circuit ouvert dépend de la répartition le long du bras de l'impédance de la gaine d'ions par unité de longueur.

Ainsi l'étude de la longueur effective nécessite surtout de considérer l'état de la gaine d'ions en fonction de la distance le long du bras.

Il y a trois facteurs principaux qui influent sur l'état de la gaine : les conditions ionosphériques, le mouvement du véhicule qui porte l'antenne, et le champ magnétique terrestre. A titre d'exemple, nous considérerons ces trois facteurs dans le cas particulier d'une antenne sur un satellite ayant une orbite polaire à l'altitude constante de 800 km.

Les conditions ionosphériques utiles sont la densité et la température des électrons, celles-ci sont respectivement de 10^{14} cm^{-3} et $1\,600^\circ \text{K}$ en moyenne à 800 km. La densité des ions positifs est supposée égale à celle des électrons, et il n'est pas nécessaire de connaître leur température car leur vitesse moyenne d'agitation thermique est négligeable devant la vitesse du satellite.

La vitesse orbitale u d'un satellite ayant une orbite circulaire à 800 km d'altitude est de 8 km/s.

A cette même altitude, l'induction du champ magnétique terrestre B_0 varie de $0,24 \cdot 10^{-4}$ Teslas à l'équateur à $0,48 \cdot 10^{-4}$ Teslas au pôle. Or, à cause du mouvement orbital à travers les lignes de force du champ magnétique, il y a un champ électrique induit dans les bras d'antennes :

$$\vec{E}_0 = \vec{u} \wedge \vec{B}_1 \quad (3)$$

Au maximum, c'est-à-dire quand le satellite est au-dessus du pôle magnétique, où $\vec{B}_0$ est vertical, ce qui implique $\vec{u}$ perpendiculaire à $\vec{B}_0$, le champ électrique E_0 est de l'ordre de $0,38 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$.

3. Gaine d'ions autour d'un bras

L'étude des propriétés de la gaine d'ions qui entoure un bras comporte deux étapes :

- étude de l'équilibre électrique du bras,
- étude de la forme de la surface externe de la gaine d'ions.

Pour cette étude, le trièdre de référence sera fixe dans le plasma, et le potentiel du plasma extérieur à la gaine d'ions sera pris comme potentiel de référence, c'est-à-dire qu'on le prendra comme nul.

Les bras étant électriquement isolés l'un par rapport à l'autre et par rapport au corps du véhicule, il s'établit un équilibre électrique entre chaque bras et l'ionosphère, qui a pour effet de porter chaque point de l'antenne à un certain potentiel par rapport au plasma, potentiel qu'il importe de connaître. Pour cela, il suffit de calculer le potentiel en un seul point, car on en connaît le gradient le long du bras. Le choix se portera sur le calcul du potentiel au point milieu de l'antenne qui est aussi l'origine des abscisses. Ce potentiel est négatif et on l'appellera $-V_1$. En raison de l'effet d'induction, le gradient de potentiel le long du bras est $-E$, où E est la projection du champ $\vec{E}_0$ sur $\vec{O\xi}$; la valeur de E dépend donc de l'orientation du bras, celle-ci variera dans le temps en raison de la rotation du véhicule sur lui-même. Le potentiel en un point du bras est alors $-(V_1 + E\xi)$; aux extrémités, il est donc :

$$-\left(V_1 + E\frac{h}{2}\right) \text{ et } -\left(V_1 - E\frac{h}{2}\right).$$

L'équilibre électrique précité se traduit par l'égalité des flux d'ions positifs et d'électrons recueillis par l'antenne. Ces flux ont été calculés précédemment [2] pour une antenne cylindrique recouverte d'une couche d'isolant, donc pour laquelle le potentiel de la surface externe est uniforme, le champ induit n'ayant aucune influence sur l'isolant. Le courant ionique est alors :

$$I_i = \frac{1}{4} S_g n e \bar{v}_i \Delta \tag{4}$$

S_g étant la surface externe de la gaine d'ions,
 $\bar{v}_i$ la vitesse moyenne d'agitation thermique des ions,
 Δ est une fonction de $\bar{v}_i$ et de u .

Dans le cas $u \gg \bar{v}_i$, l'équation se réduit à :

$$I_i = s_g n e u \tag{5}$$

s_g étant la projection de S_g sur un plan perpendiculaire à u .

Le courant électronique, calculé à partir de la statistique de Boltzmann, est :

$$I_e = I_{e0} \exp\left(-\frac{eV_0}{kT}\right) \tag{6}$$

$-V_0$ potentiel de l'antenne,
 I_{e0} est le courant de saturation électronique qui est égal à $1/4 S n e \bar{v}_e$ où S est la surface de l'antenne et $\bar{v}_e$ la vitesse d'agitation thermique des électrons.

Pour étudier la forme de la surface de gaine d'ions, il est nécessaire de connaître le rayon de gaine en chaque point. On montre [3] qu'au point M d'abscisse ξ quelconque de l'axe de l'antenne, ce rayon est lié à ξ par la relation :

$$4\lambda^2 \left(\eta_1 + U \cdot \frac{2\xi}{h} \right) = (\rho^2 - \rho_1^2) + 2\rho_1^2 \ln \frac{\rho_1}{\rho} \tag{7}$$

avec :

$$\eta_1 = \frac{eV_1}{kT} \quad \text{et} \quad U = \frac{eE}{kT} \cdot \frac{h}{2}$$

λ longueur de Debye,
 e valeur absolue de la charge de l'électron,
 k constante de Boltzmann,
 T température électronique,
 ρ_1 rayon de la gaine d'ions au point considéré.

D'autre part, l'équilibre électrique des courants donne le potentiel V_1 de l'antenne en fonction de U pour $U < \eta_1$, c'est-à-dire pour $E \frac{h}{2} < V_1$:

$$\eta_1 + \ln \frac{b_1}{b} = \eta_0 + \ln \frac{b_0}{b} + \ln \left[\frac{\text{sh}(U)}{U} \right] \tag{8}$$

avec :

$$\eta_0 = \frac{eV_0}{kT}$$

b_0 est le rayon de gaine d'ions correspondant à V_0 ,
 b_1 est le rayon de gaine d'ions correspondant à V_1 ,
(c'est le rayon de cette gaine au point milieu O).

On montre alors que la surface externe de la gaine d'ions a sa concavité dirigée vers l'extérieur (fig. 4),

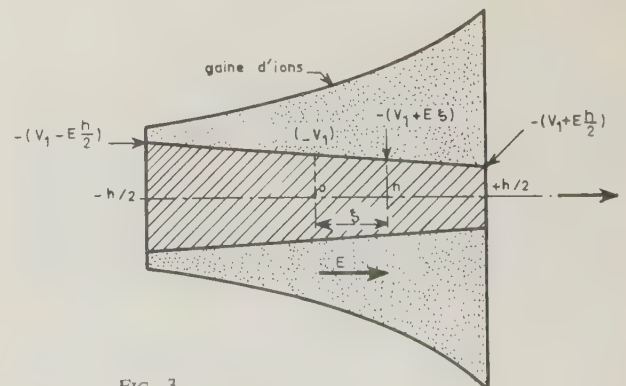


FIG. 3.

au moins tant que l'angle au sommet du cône est petit comme on l'a supposé [3].

Les équations (4) et (5) déterminent le potentiel et le rayon de gaine en chaque point.

Dans les conditions ionosphériques de la section précédente et pour une longueur de bras de 20 m, on a :

$$U \simeq 25 \qquad \eta_1 \simeq 30 \qquad V_1 \simeq 4 \text{ volts,}$$

tandis que pour une longueur de bras de 2 m, on a :

$$U \simeq 3 \qquad \eta_1 \simeq 7 \qquad V_1 \simeq 1 \text{ volts.}$$

4. Admittance et longueur effective d'un bras

4.1. ADMITTANCE D'UN ÉLÉMENT DE LONGUEUR D'ANTENNE

Pour simplifier le calcul de l'admittance, on suppose que chaque élément de longueur de gaine d'ions correspondant à un élément de longueur dξ de l'antenne est cylindrique et coaxial à cet élément. Donc seul le rayon de cet élément de gaine d'ions variera d'un élément d'antenne à l'autre. L'admittance y par unité de longueur de l'élément d'antenne dont le potentiel est $-(V_1+E\xi)$ est alors le même que celle d'une antenne semblable portée uniformément, en l'absence de champ magnétique, à ce même potentiel sur toute sa longueur. L'admittance d'une telle antenne a été calculée précédemment [2] : elle est équivalente à celle d'une capacité et d'une résistance de fuite montée en parallèle. La capacité est celle d'un condensateur cylindrique dont les éléments sont d'une part la surface du bras d'antenne, d'autre part la surface externe de la gaine d'ions. La résistance est donnée par la formule :

$$R = \frac{kT}{eI_e} \tag{9}$$

4.2. ADMITTANCE ET LONGUEUR EFFECTIVE TOTALE D'UN BRAS

L'admittance totale d'un bras d'antenne est :

$$Y = \int_{-h/2}^{+h/2} y \, d\xi \tag{10}$$

Il convient de l'exprimer sous la forme :

$$Y = G + jS \tag{11}$$

Le centre électrique d'un bras d'antenne cylindrique en espace libre est le point O, milieu de l'axe de l'antenne. L'écart entre le centre électrique d'un bras dans le milieu ionosphérique et le point O sera :

$$\delta L = \frac{1}{Y} \int_{-h/2}^{+h/2} y \cdot d\xi \tag{12}$$

L'admittance y de l'élément de longueur est complexe, donc l'écart δL sera en général complexe. Cela veut dire, physiquement, que la tension qui apparaît aux bornes de l'antenne en circuit ouvert n'est pas en phase avec le champ T.B.F. dans le milieu ionosphérique.

On remarque sur l'équation (11) que lorsque y est constante le long du bras, δL = 0. C'est le cas lorsque E = 0, le centre électrique est alors confondu avec le point milieu du bras.

D'autre part, y dépend de la fréquence, donc l'écart δL dépend également de la fréquence. Pour les calculs, il est alors pratique d'écrire l'écart à une fréquence quelconque à l'aide de deux écarts limites, l'un appelé « pseudo-basses-fréquences » pour lequel, seule la conductance G intervient, et l'autre « pseudo-hautes-fréquences » pour lequel seule la susceptance S intervient. Les écarts, dans ces cas particuliers limites, sont réels ; ils seront désignés respectivement par les symboles δL_H et δL_B. Il est alors possible d'exprimer δL, et en particulier son module et son argument, en fonction de δL_H et δL_B :

$$\delta L^2 = \frac{G^2}{G^2 + S^2} \delta L_B^2 + \frac{S^2}{G^2 + S^2} \delta L_H^2 \tag{13}$$

C'est une moyenne quadratique pondérée par les termes de susceptance et de conductance.

$$\arg(\delta L) = \text{Arc tg} \cdot GS \cdot \frac{\delta L_H - \delta L_B}{G^2 \delta L_B + S^2 \delta L_H} \tag{14}$$

avec :

$$\begin{aligned} -\frac{\pi}{2} < \arg(\delta L) < +\frac{\pi}{2} & \text{ pour } E \text{ positif} \\ +\frac{\pi}{2} < \arg(\delta L) < +\frac{3\pi}{2} & \text{ pour } E \text{ négatif} \end{aligned}$$

5. Longueur effective des antennes cylindriques

5.1. RÉSULTATS THÉORIQUES

Dans le cas d'un dipôle à bras cylindriques en espace libre, la longueur effective d'un bras à T.B.F. est la moitié de sa longueur géométrique. Dans l'ionosphère, en l'absence de mouvement de translation, la gaine est uniforme le long du bras et sa longueur effective est inchangée [3]. Par contre, ainsi qu'il a été vu au paragraphe 3, lorsque l'antenne est dotée d'un mouvement de translation, le champ électrique induit par le champ magnétique terrestre rend la gaine non uniforme le long du bras. Dans ces conditions, le calcul effectué à partir des équations (9) et (11) montre que le centre électrique n'est plus confondu avec le centre géométrique [3].

Les courbes représentatives des variations de δL_B, δL_H en fonction de la variable $U = \frac{eE}{kT} \cdot \frac{h}{2}$ sont celles

de la figure 4. Elles sont symétriques par rapport à l'origine et admettent comme asymptotes les droites $\delta L = \pm h/2$ pour U infini.

La courbe annotée δL sur la figure 4, représente la variation de δL en fonction de U obtenue à partir de l'équation (13), mais affectée du signe plus lorsque L est augmenté (c'est-à-dire lorsque $\text{Arg } \delta L$ se situe entre $-\pi/2$ et $+\pi/2$), et du signe moins lorsque L est diminué ($\text{Arg } \delta L$ entre $\pi/2$ et $3\pi/2$).

L'équation de la courbe représentative de δL_B est simple :

$$\delta L_B = \frac{h}{2} \left[\frac{1}{U} - \coth(U) \right]. \quad (14)$$

Par contre, celle de δL_H reste sous forme d'intégrale. Les variations de δL_H en fonction de U peuvent être étudiées par des développements en série de Taylor.

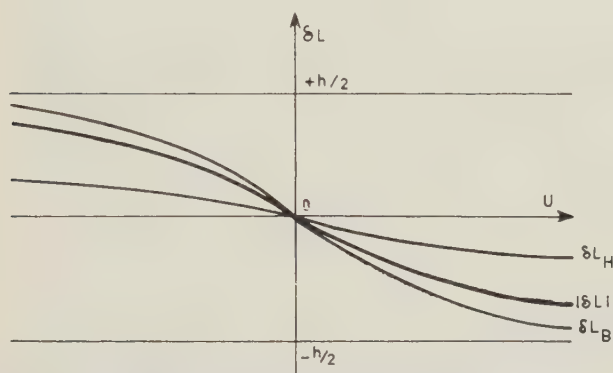


FIG. 4.

Pour $U \simeq 25$, $\eta_1 \simeq 30$ et $h = 20$ m, δL_B est, à son maximum, de l'ordre de $h/2$ à 4 % près et δL est de l'ordre de $h/2$ à moins de 10 % près. C'est-à-dire qu'au cours d'une rotation du véhicule sur lui-même δL variera d'un bout à l'autre du bras à 10 % près.

Pour $U \simeq 3$, $\eta_1 \simeq 7$ et $h = 2$ m, δL_B est, à son maximum, de l'ordre de $0,4 h$ et δL est de l'ordre de $0,25 h$ c'est-à-dire qu'au cours d'une rotation du véhicule sur lui-même, δL variera de un quart de la longueur du bras de part et d'autre du point milieu.

5.2. CONCLUSIONS

Le déplacement δL varie dans le temps par suite de la variation de U avec la rotation du véhicule. Cependant les deux bras d'antenne étant symétriques par rapport à l'axe de l'engin, les déplacements du centre électrique de chaque bras auront leurs modules égaux, mais ils auront lieu dans des directions opposées par rapport à l'axe du véhicule. La figure 5 montre que, dans ces conditions, la longueur effective totale sera théoriquement constante. Toutefois, l'antenne sera électriquement déséquilibrée par rapport à l'axe de symétrie du véhicule ; de plus, on peut soupçonner que lorsque le centre électrique de l'un des bras s'approche du corps du véhicule, son déplacement risque d'être perturbé et ne plus être égal à celui de l'autre bras.

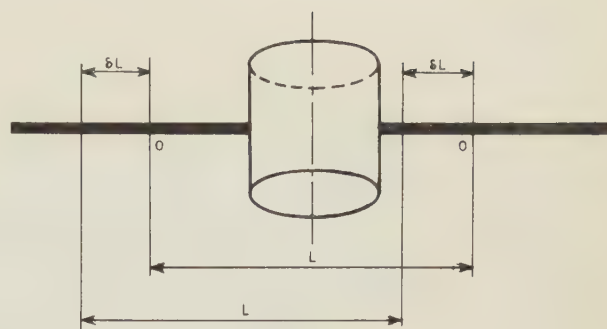


FIG. 5.

6. Longueurs effectives des antennes tronconiques

6.1. RÉSULTATS THÉORIQUES

Dans le cas d'un dipôle à bras tronconiques en espace libre, la longueur effective d'un bras à TBF est inférieure à la moitié de sa longueur géométrique. Dans l'ionosphère, la gaine serait non uniforme même en l'absence de mouvement, en raison de la variation de rayon du bras. Le mouvement produit une non-uniformité supplémentaire. Le centre électrique du bras dans l'ionosphère ne sera donc plus confondu avec le centre électrique en espace libre, ni, dans le cas général, avec le centre géométrique.

Le calcul de l'écart δL est semblable au calcul correspondant pour les antennes cylindriques [3].

Les courbes représentatives de δL_B , δL_H et δL en fonction de la variable U sont celles de la figure 6.

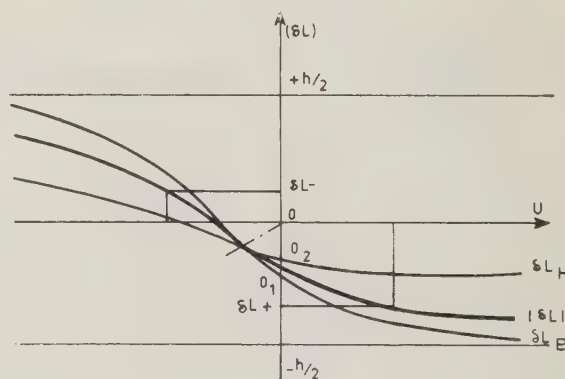


FIG. 6.

Comme pour un bras cylindrique, δL a été affecté des signes plus ou moins selon que L est augmenté ou diminué. Les courbes ne passent plus par l'origine des axes, mais aux points O_1 et O_2 dont les ordonnées sont :

$$\text{pour } O_1 : \quad \delta L = -\frac{h}{2} \cdot \frac{c}{3b}$$

$$\text{pour } O_2 : \quad \delta L = -\frac{h}{2} \cdot \frac{c}{3b} \quad (\text{termes en } \eta_1 \text{ et } b_1)$$

Cependant pour U infini, elles admettent encore comme asymptotes les droites $\delta L = \pm h/2$. Ces courbes ne sont plus parfaitement symétriques.

De même que pour le bras cylindrique, l'équation de la courbe représentative de δL_B est simple :

$$\delta L_B = -\frac{h}{2} \times \frac{\left(-1 + \frac{2}{U} \frac{c}{b}\right) \coth(U) + \left(\frac{c}{b} - \frac{1}{U} + \frac{2}{U^2} \frac{c}{b}\right)}{\left(1 - \frac{1}{U} \frac{c}{b}\right) + \frac{c}{b} \coth(U)} \quad (15)$$

La courbe représentative de δL_H peut être étudiée par des développements en série de Taylor.

Pour $h = 20$ m, $U = 25$, $\eta_1 = 30$, $c = b$:

δL_B varie de $-h/2$ à 8 % près jusqu'à $+h/2$ à 2 % près,
 δL varie de $-h/2$ à 15 % près jusqu'à $+h/2$ à 4 % près.

Pour $h = 2$ m, $U = 3$, $\eta_1 = 7$, $c = b$:

δL_B varie de 0,42 h à $-0,28 h$,
 δL varie de 0,3 h à $-0,18 h$.

6.2. CONCLUSION

Les déplacements des centres électriques des deux bras sous l'influence du champ induit ne sont plus les mêmes, de sorte que la longueur effective du dipôle complet varie par suite de la rotation, ainsi que le montre la figure 7, sur laquelle on a comparé

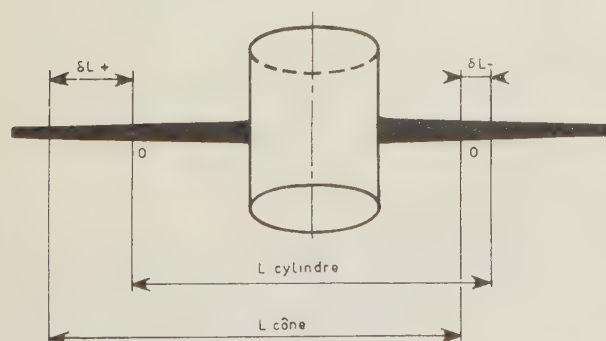


FIG. 7.

la longueur effective maximale qui est très voisine de celle du dipôle à bras cylindriques du paragraphe 5.2, et la longueur effective du dipôle à bras tronconique, prise à un instant quelconque de la rotation, que l'on a appelée $L_{cône}$.

7. Conclusion générale

Pour les deux antennes considérées, sous l'effet conjugué du champ magnétique terrestre et de la translation du véhicule supportant les antennes, le centre électrique d'un bras dans le plasma ionosphérique est déplacé par rapport au centre électrique du même bras considéré en espace libre. De plus, ce déplacement varie dans le temps avec la rotation du véhicule sur lui-même. Pour des bras d'antennes de quelques mètres seulement, l'effet est important, il devient même très important pour des bras dépassant la dizaine de mètres : le centre électrique peut se déplacer presque jusqu'aux extrémités du bras.

La longueur effective totale des antennes cylindriques reste constante, en théorie, mais en pratique elle risque d'être perturbée par le corps du véhicule. D'autre part, cette antenne n'est plus électriquement symétrique par rapport à ses bornes.

Le comportement des antennes tronconiques est encore beaucoup moins bon puisque la longueur effective totale de l'antenne est variable dans le temps.

Ces résultats montrent que les antennes métalliques dipôles de forme classique ne conviennent pas à la mesure précise des champs électriques très basses fréquences dans l'ionosphère.

Remerciements

Le travail décrit ci-dessus a été effectué au Centre National d'Etudes des Télécommunications, à Issy-les-Moulineaux, avec le soutien financier du Centre National d'Etudes Spatiales. Il fait partie des études scientifiques menées au C.N.E.T. dans le cadre du programme du satellite FR-1, programme commun du C.N.E.S. et de la National Aeronautics and Space Administration des Etats-Unis.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] STOREY L.R.O. Programme FR-1 : The design of an electric dipole antenna for V.L.F. reception within the ionosphere. CNET Technical Report n° 308 TC (juillet 1963).
- [2] DRIANCOURT G. Programme FR-1 : Théorie du comportement des antennes électriques lors de l'expérience AERO-BEE. Document technique CNET n° 346 TC (mai 1965).
- [3] DRIANCOURT G. Programme FR-1 : Théorie du comportement dans l'ionosphère d'antennes dipôles métalliques destinées à la réception des ondes T.B.F. Document technique CNET (en préparation).

ANTENNE ÉLECTRIQUE DIPOLE POUR RÉCEPTION TBF DANS L'IONOSPHERE

PAR

L.R.O. STOREY

*Centre National d'Etudes des Télécommunications
Issy-les-Moulineaux*

1. Introduction

Cet article est le second de deux articles relatifs au sujet général des antennes dipôles pour la mesure des champs électriques à très basse fréquence dans l'ionosphère, à partir de véhicules spatiaux en mouvement.

Dans un article précédent, G. DRIANCOURT [1] a mis en évidence les défauts des dipôles classiques lorsqu'ils sont utilisés dans ce but. Leurs éléments, composés de tiges métalliques nues, interagissent de façon indésirable avec le plasma ambiant. Les inconvénients majeurs des dipôles classiques sont, en fait, dus au champ électrique continu qui est induit dans leurs éléments, par suite du mouvement du véhicule à travers le champ magnétique terrestre. Ce champ électrique continu influe sur l'état des gaines d'ions positifs qui entourent les éléments de l'antenne et modifie ainsi, de manière sensible, ses propriétés en fonction de son orientation par rapport aux directions du champ magnétique et de la vitesse du véhicule.

Le but de cet article-ci est de considérer comment concevoir des antennes qui soient exemptes des défauts des dipôles classiques.

Notons que les objectifs de l'étude sont premièrement d'éviter une variation de la longueur effective de l'antenne, consécutive à un changement de son orientation ou des propriétés du milieu ambiant, et deuxièmement de conserver une impédance sensiblement constante et aussi faible que possible.

Apparemment, il y a deux solutions possibles au problème de la conception d'une antenne satisfaisante : l'une suppose la modification d'un dipôle classique de façon à surmonter ses défauts ; l'autre est de concevoir vraiment une nouvelle sorte de dipôle.

Un exemple de chacune des deux solutions est exposé ci-dessous, et leurs mérites respectifs discutés d'un point de vue théorique. La théorie d'un nouveau « dipôle double-sphère » est expliquée en détail.

Une expérience a été effectuée en fusée pour étudier et comparer les deux types d'antennes et leur comportement dans l'ionosphère. Les résultats de cette expérience se trouvent brièvement décrits.

2. Dipôle classique isolé

Dans le cas d'un dipôle classique à éléments cylindriques, on peut pallier les effets mauvais du champ électrique continu induit, en recouvrant les éléments d'une couche isolante (fig. 1). La surface de cette couche prend un certain potentiel, fixe par rapport au plasma local, de telle sorte qu'il n'y a pas de courant qui passe dans ou hors de la surface ; en général, ce potentiel est négatif et de l'ordre du volt. Dans ces conditions, la gaine d'ions positifs est uniforme tout au long de l'élément, de telle sorte

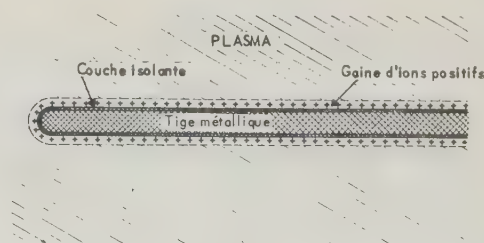


FIG. 1

que l'admittance par unité de longueur est également uniforme, et, par conséquent, le centre électrique de l'élément est fixe et coïncide avec son centre géométrique.

D'un point de vue scientifique, un dipôle isolé est une solution satisfaisante au problème de la conception d'une antenne électrique pour réception TBF dans l'ionosphère. Les objections qu'on peut y faire sont d'ordre technique : il n'existe actuellement aucune technique permettant de déployer de longues tiges isolées d'un véhicule spatial ; cependant, si on conserve des tiges courtes, leurs propriétés sont susceptibles d'être perturbées par le corps du véhicule. Ces considérations ont dirigé la recherche vers une autre solution du problème.

3. Dipôle double-sphère

3.1. PRINCIPE

La nouvelle étude, poursuivie au Centre National d'Études des Télécommunications, part du principe que l'ionosphère aux TBF est un milieu hautement conducteur. Bien entendu, c'est un conducteur anisotrope ; généralement, la conductivité est 10^3 à 10^4 fois plus grande le long de la direction du champ magnétique terrestre que normalement au champ. Néanmoins, il vaut mieux le considérer en tant que milieu conducteur comme l'eau de mer, plutôt qu'en tant que milieu isolant, comme l'espace libre.

En effet, la façon évidente de mesurer un champ électrique dans un milieu conducteur est d'établir des contacts en deux points distincts dans le milieu et de mesurer leur différence de potentiel. Ainsi, le fait d'admettre que l'ionosphère est un milieu conducteur, suggère une nouvelle conception d'antenne dipôle, dans laquelle chaque élément se compose d'une sphère métallique fixée à l'extrémité d'une tige isolante (fig. 2). Les sphères servent de connexions avec le

l'ionosphère. Il devrait fonctionner mieux dans l'ionosphère que dans l'espace libre où ses caractéristiques seraient relativement médiocres. Ainsi, il ne convient pas de l'utiliser dans les expériences en fusées conçues pour étudier la façon dont les ondes TBF pénètrent dans la basse ionosphère. A l'intérieur même de l'ionosphère, cependant, le dipôle double-sphère offre, par rapport au dipôle classique isolé, les avantages suivants :

- a) moins de risques de variations de la longueur effective. Si le rayon des sphères est petit par rapport à la distance qui sépare leurs deux centres, la longueur effective devrait alors être constante et égale à cette distance ;
- b) moins de danger de perturbations par le corps du véhicule. Pour une longueur d'antenne donnée d'un bout à l'autre, les parties actives des éléments de l'antenne sont tenues aussi éloignées que possible du corps du véhicule ;
- c) impédance plus faible. L'impédance peut être réduite artificiellement en polarisant chaque sphère de façon à tirer un courant d'électrons constant du milieu.

Ces avantages font que le dipôle double-sphère nécessite une étude détaillée. Le point c), tout d'abord, mérite d'être développé.

3.2. IMPÉDANCE

L'impédance d'un élément de l'antenne est essentiellement celle de la gaine d'ions positifs qui se forme autour de la sphère métallique et éloigne le plasma de sa surface [3]. Manquant d'électrons, la gaine est un conducteur relativement pauvre, de telle sorte qu'elle isole la sphère du plasma conducteur, bien que de façon imparfaite. Elle agit, en fait, comme un condensateur sphérique ayant des fuites. Son circuit équivalent TBF se compose d'une capacité C en parallèle avec une résistance R (fig. 3). En

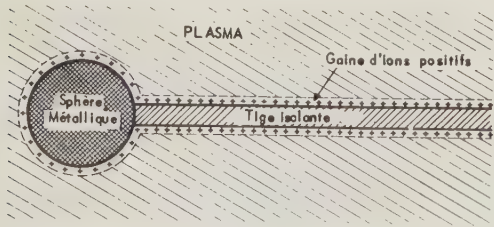


FIG. 2

milieu tandis que les tiges servent simplement de supports aux sphères et aux connexions avec le récepteur. Les dimensions caractéristiques seraient un rayon de 5 cm pour les sphères, un rayon de 1 cm et une longueur de 2 m pour chaque tige. Dans cette étude, on appellera une telle antenne « dipôle double-sphère » [2].

Il faut souligner qu'un dipôle double-sphère est spécifiquement conçu pour une utilisation dans

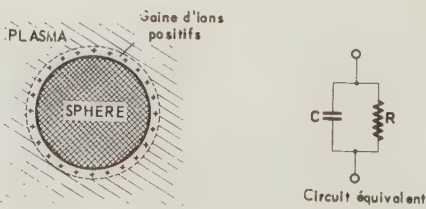


FIG. 3

première approximation, les quantités C et R sont indépendantes de la fréquence.

La capacité C est sensiblement égale à celle d'un condensateur dans le vide dont l'électrode intérieure est la sphère et dont l'électrode externe est la surface de la gaine. Cette surface a été démontrée comme étant sphérique (fig. 3), ce qu'elle est lorsque la sphère est stationnaire. Cependant, si l'antenne se meut à travers le plasma, la surface de la gaine est alors plutôt

ovoïde que sphérique ; elle est aplatie du côté de la sphère qui fait face au mouvement, tandis qu'elle est étirée dans le sillage.

La résistance est :

$$R = \frac{U_e}{I_e} \quad (I_+ \ll I_e \ll I_{se}). \quad (1)$$

La quantité U_e est une mesure, en électron-volts, de l'énergie d'agitation thermique des électrons dans le plasma :

$$U_e = \frac{kT_e}{e}. \quad (2)$$

En fait, l'énergie thermique moyenne d'un électron est $3/2 U_e$. Ici k est la constante de Boltzmann, e est la charge électronique en valeur absolue, et T_e la température électronique.

La quantité I_e dans l'équation (1) est le courant qui passe entre la sphère et le plasma, dû aux électrons attirés par la sphère ; dans le sens conventionnel, il passe de la sphère dans le plasma.

L'équation (1) n'est exacte que si ce courant d'électrons est grand par rapport à I_+ courant qui passe dans la sphère, dû à l'influx d'ions positifs, et que s'il est petit par rapport à I_{se} , courant de saturation des électrons.

Si on laisse flottant le potentiel de la sphère, il prend une valeur telle que $I_e = I_+$, et le courant résultant est nul. Dans cette condition, la gaine a une épaisseur de plusieurs longueurs de Debye et son impédance est relativement élevée. Cette condition est, par conséquent, peu désirable.

Or, l'équation (1) montre que la résistance parallèle peut être réduite par augmentation du courant I_e , jusqu'à la limite du courant de saturation. Cet artifice réduit également l'épaisseur de la gaine, accroissant ainsi la capacitance parallèle et diminuant la réactance correspondante.

Par conséquent, il convient de polariser la sphère de façon à tirer un courant d'électrons du plasma, courant devant être plus grand que le courant d'ions positifs I_+ , mais plus petit que le courant électronique de saturation I_{se} ; le courant d'électrons total est égal à la somme de I_+ et du courant fourni à la sphère par la source de polarisation.

Il convient également que l'impédance ne varie point, en dépit des variations de la différence de potentiel induite entre la sphère et le corps du véhicule. Or, selon l'équation (1), ces variations ne peuvent affecter la résistance parallèle que dans la mesure où elles changent le courant d'électrons I_e . C'est pourquoi la sphère devrait être polarisée à partir d'une source de courant constant plutôt que par une source de potentiel constant.

Le courant de polarisation devrait être maintenu constant, à une valeur qui reste dans les limites de I_+ et I_{se} , dans toutes les conditions ionosphériques où l'antenne peut se trouver placée : s'il n'est pas plus grand que le courant d'ions positifs, le courant

de polarisation n'a alors aucun effet sensible ; d'autre part, si la sphère est amenée à saturation, sa résistance parallèle en TBF devient beaucoup plus grande que ne le suggère l'équation (1). Pour une sphère d'un rayon de 5 cm, dans la région E de l'ionosphère, pendant le jour, le courant de polarisation qui conviendrait serait de 2 μ A. Une source convenable se composerait d'une batterie de 20 V en série avec une résistance de 10 M Ω ; le pôle négatif de la batterie serait relié au corps du véhicule, tandis que son pôle positif serait relié à la sphère à travers la forte résistance. Le circuit de la sphère au corps serait fermé à travers le plasma.

Lorsqu'il provient d'une « source de courant » telle que celle-ci, le courant de polarisation est presque indépendant des variations des autres potentiels dans le circuit. Ces potentiels comprennent celui qui se forme à travers la gaine d'ions autour de la sphère, celui qui se forme à travers la gaine d'ions autour du corps, et enfin celui qui est induit entre la sphère et le corps par le mouvement du véhicule à travers le champ magnétique terrestre. Ce dernier potentiel, qui dépend de l'orientation de l'antenne, est le plus variable. Cependant, pour un élément d'antenne de 2 à 3 m de longueur, il ne variera pas plus de ± 1 V, même à des vitesses de satellite, de telle sorte que les variations correspondantes du courant de polarisation ne dépasseront pas ± 5 %.

Le seul autre facteur qui risquerait de faire varier I_e est la variabilité de I_+ (le courant d'ions positifs rassemblés par la sphère), et si le courant de polarisation est beaucoup plus grand que I_+ , ce facteur peut même être négligé.

Dans ces conditions, la résistance parallèle TBF de la sphère ne dépend que de la température des électrons, qui varie moins de place en place que la plupart des autres propriétés du plasma. De plus, la résistance parallèle serait, en général, plus petite que la réactance parallèle, de telle sorte que l'impédance totale de la sphère est plus ou moins égale à cette résistance. C'est pourquoi, en théorie, l'utilisation d'un courant de polarisation constant permet d'obtenir une impédance de l'élément d'antenne faible, résistive et relativement constante ; tous ces effets sont recherchés.

Il n'y a aucune raison de s'inquiéter des variations résiduelles de l'impédance d'antenne. Si le récepteur associé a une impédance d'entrée élevée, un certain pourcentage de variation de l'impédance de l'antenne entraîne, en pourcentage, une variation beaucoup plus petite du rapport entre la tension d'entrée du récepteur et le champ électrique extérieur, ce qui est la quantité qui importe le plus. On peut, en outre, mesurer l'impédance de l'antenne grâce à des instruments placés à bord du véhicule, de sorte qu'on peut tenir compte de ses variations [1, 2].

Jusqu'ici l'impédance de la sphère a été étudiée comme si elle constituait l'impédance toute entière de l'élément d'antenne. Cependant, il faut réaliser une connexion de quelque sorte que ce soit avec la sphère. Son rôle sera de porter le courant de polarisation à la sphère, et de ramener les signaux TBF de la sphère au récepteur. Supposons un instant que

cette connexion soit réalisée au moyen d'un simple fil courant le long de l'axe de la tige support isolante. Une impédance définie existe alors entre le fil et le plasma. Appelons cette impédance Z_w et soit Z_s l'impédance entre la sphère et le plasma. L'impédance totale de l'élément d'antenne est alors la somme de Z_w et Z_s en parallèle :

$$Z = \frac{Z_s Z_w}{Z_s + Z_w} \tag{3}$$

$$= Z_s - \frac{Z_s^2}{Z_s + Z_w} \tag{4}$$

Normalement, Z_s est beaucoup plus petite que Z_w , de telle sorte que l'impédance totale correspond sensiblement à l'impédance de la sphère seule. C'est ce qui justifie le fait d'avoir mis l'accent, au cours de notre discussion, sur la seule impédance de la sphère.

3.3. LONGUEUR EFFECTIVE

Si l'influence du fil de connexion ne joue qu'un rôle négligeable dans l'impédance, on ne peut pas en dire autant de son influence sur la longueur effective. En effet, un certain pourcentage de variation de la longueur effective entraîne exactement la même variation en pourcentage du rapport entre la tension d'entrée du récepteur et le champ électrique extérieur; en outre, il n'y a pas moyen de mesurer ces variations de l'intérieur du véhicule. Il est donc important d'éviter toute variation de la longueur effective [1].

Le seul facteur pouvant faire varier la longueur effective d'un élément de l'antenne double-sphère, est l'influence du fil connecteur. Ce fil agit, lui aussi, comme un élément d'antenne et capte les signaux TBF du champ électrique environnant. Evidemment, il ne constitue pas un élément d'antenne aussi bon que la sphère, de telle sorte que, lorsque les deux sont reliés, le fil a pour effet de dégrader l'action de la sphère.

Pour voir comment pallier les effets mauvais du fil de connexion, il convient de les discuter quantitativement; au cours de cet examen, le potentiel de référence sera le corps du véhicule.

Rappelons que l'action du fil, en tant qu'élément d'antenne, est donc caractérisée par deux quantités, son impédance Z_w , qui est essentiellement capacitive, et sa longueur effective L_w , qui est sensiblement égale à la distance de l'axe du véhicule au point central du fil. De la même façon, l'action de la sphère seule est caractérisée par son impédance Z_s , et par sa longueur effective L_s qui est la distance de l'axe au centre de la sphère. Le fil et la sphère captent tous deux des potentiels TBF en proportion de leurs longueurs effectives et de la composante E_{11} du champ électrique TBF parallèle à l'axe de l'élément.

Ainsi, l'élément tout entier, formé du fil et de la sphère, agit comme une source de potentiel $L_w E_{11}$ avec une impédance interne Z_w , en parallèle avec une source de potentiel $L_s E_{11}$ avec une impédance interne Z_s .

Ces considérations permettent d'exprimer les propriétés de l'élément tout entier selon les propriétés individuelles du fil et de la sphère. L'impédance résultante est donnée par les équations (3) et (4).

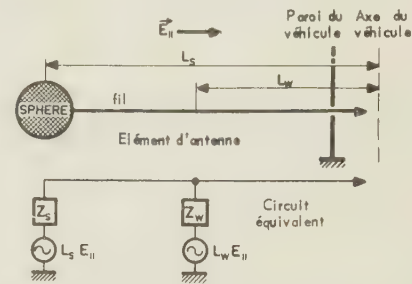


FIG. 4

Le potentiel TBF résultant est LE_{11} , où L est la longueur effective de l'élément dans son ensemble :

$$L = \frac{L_s Z_w + L_w Z_s}{Z_s + Z_w} \tag{5}$$

$$= L_s - \frac{Z}{Z_w} (L_s - L_w) \tag{6}$$

Il existe donc une relation entre la longueur effective et l'impédance. Notons que L peut être complexe, ce qui signifie que le potentiel TBF apparaissant au bout de l'élément d'antenne, en circuit ouvert, n'est pas forcément en phase avec E_{11} .

Le premier terme de l'équation (6) représente la valeur nominale de la longueur effective, tandis que le second terme représente la réduction de cette quantité, due au fil de connexion. De cette relation associée à l'équation (4), on peut déduire que les effets du fil deviennent négligeables si Z_s est plus petit que Z_w . Par conséquent, l'impédance de la sphère devrait être aussi petite que possible, et celle du fil aussi grande que possible.

L'impédance de la sphère peut, comme on l'a déjà dit, être réduite grâce à l'application d'un courant de polarisation. La sous-section qui suit décrit deux façons possibles d'accroître sensiblement l'impédance du fil.

3.4. CONNEXIONS A LA SPHERE

L'un des moyens d'accroître au maximum l'impédance entre le fil de connexion et le plasma ambiant est d'utiliser un fil très fin (fig. 5a). L'impédance du fil, considéré en tant qu'antenne, est sensiblement égale à la réactance du condensateur cylindrique dont l'électrode interne est le fil, et dont l'électrode externe est la surface de la gaine de plasma qui entoure la tige. Or, pour un condensateur cylindrique, la capacitance par unité de longueur est proportionnelle au logarithme du rapport du rayon du conducteur intérieur au rayon du conducteur exté-

rieur. Elle peut, par conséquent, être diminuée en réduisant le rayon du fil [2]. Cependant, étant donné que la proportionnalité n'est que logarithmique, la capacitance ne peut pas être négligée, même lorsqu'il s'agit d'un fil très fin.

Une solution plus efficace, mais plus complexe, est d'isoler le fil du plasma au moyen d'un « blindage

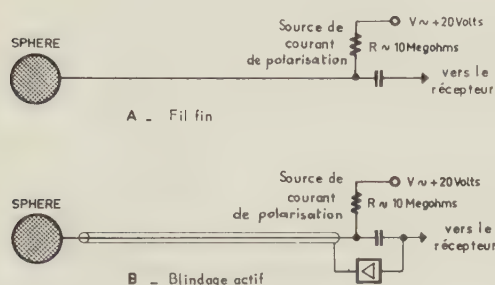


FIG. 5

actif». Dans ce cas, la connexion à la sphère se fait par le conducteur intérieur du câble coaxial ; le conducteur extérieur est connecté à l'amplificateur à contre-réaction dont l'action est de contraindre le potentiel TBF du conducteur extérieur à suivre celui du conducteur intérieur, ce dernier se trouvant, dans ce cas, protégé de l'influence des champs extérieurs (fig. 5b). Si le gain de l'amplificateur est suffisamment élevé, l'effet du fil connecteur sur l'action d'ensemble de l'élément d'antenne devient alors négligeable, et l'impédance et la longueur effectives de l'élément deviennent essentiellement celles de la sphère seule.

4. L'expérience en fusée Aerobee

4.1. DESCRIPTION GÉNÉRALE

En bref, deux conceptions possibles d'antennes électriques TBF pour utilisation dans l'ionosphère ont été suggérées : le dipôle isolé classique et le dipôle double-sphère. Si, pour des raisons pratiques, l'antenne ne peut avoir plus de quelques mètres de long, la deuxième conception apparaît alors comme étant le meilleur des deux, en particulier lorsque la sphère est polarisée par un courant constant et que la connexion à cette sphère est protégée par un blindage actif.

Ces suppositions théoriques ont été vérifiées lors de deux essais de fusées, qui incluaient la mesure dans l'ionosphère des champs TBF électrique et magnétique, produits par un émetteur au sol. Les essais furent réalisés par le Centre National d'Etudes Spatiales (C.N.E.S.) et le Centre National d'Etudes des Télécommunications (C.N.E.T.) en collaboration avec la N.A.S.A. à Wallops Island (Virginie) en octobre 1963.

La N.A.S.A. a fourni deux fusées sondes AEROBEE 150 A pour les essais, tandis que les charges utiles étaient construites au C.N.E.T.

Une vue en coupe de la charge utile est donnée par la figure 6.

Chaque charge utile contenait les instruments suivants :

- deux antennes dipôles orthogonales,
- trois cadres orthogonaux,
- cinq récepteurs TBF indépendants,
- un équipement d'étalonnage,
- un équipement de mesure d'impédance,
- un émetteur de télémesure,
- un programmeur,
- des alimentations en énergie, etc.

Cet ensemble d'équipement était conçu de façon à réaliser dans l'ionosphère les mesures TBF suivantes :

- deux composantes du champ électrique TBF,
- trois composantes du champ magnétique TBF,
- l'impédance, à la fréquence des signaux, de l'un des éléments de chacune des deux antennes électriques dipôles.

Les signaux TBF nécessaires aux expériences ont été transmis de la station NSS à Annapolis (Maryland) sur 22,3 kHz. Ils consistaient en ondes entretenues, interrompues brièvement de temps en temps.

Le complément des antennes dipôles électriques n'était pas le même pour les deux fusées qu'on a tirées. La première était équipée :

- d'un dipôle isolé classique,
- d'un dipôle double-sphère avec courant de polarisation.

Son but était de comparer l'action de ces deux types d'antennes.

La seconde fusée, sur la suggestion de R. CLAUVEL, était équipée par contre :

- d'un dipôle double sphère avec courant de polarisation,
- d'un dipôle double sphère sans courant de polarisation,

Son but était de vérifier si le courant de polarisation a bien un effet utile, le courant employé étant de $2 \mu A$ par élément.

Ainsi, quatre antennes au total furent soumises aux essais : deux pour chacune des deux fusées.

Ces antennes avaient toutes la même forme et les mêmes dimensions extérieures, chacun des éléments se composant d'une électrode métallique quasi sphérique de 5 cm de rayon, supportée par une tige en fibre de verre d'environ 2 m de long (fig. 6). Les diverses antennes étaient arrangées de manière différente à l'intérieur des tiges supports. Dans le dipôle classique, la partie active de chaque élément d'antenne était formée d'une baguette métallique qui se déployait tout au long de la tige ; il n'existait pas de connexion à la sphère, celle-ci ne demeurant en place que pour des raisons aérodynamiques. Dans le dipôle double-sphère, la tige contenait le fil fin, d'un diamètre de 0,05 mm, qui faisait la connexion à la sphère. On n'avait pas pensé à réaliser cette connexion par un fil avec blindage actif, au moment des essais de 1963. Ces différents éléments d'antenne étaient rétractables

Masselotte d'équilibrage
aérodynamique

Cône en stratifié verre et
résine phénolique

Montage d'antennes magnétiques
3 cadres croisés

Magnétomètres

Magnétomètres
amplificateurs

Accéléromètre

Antennes électriques

Mécanisme d'extension
de l'antenne

Circuits d'entrée pour canaux
du champ électrique T.B.F.

VEHICULE : Aerobee 150 A
MISE A FEU DES FUSEES :

Octobre 1963 - deux mises
à feu - Wallops Island .
Virginie.

ORGANISMES PARTICIPANTS :
N.A.S.A. C.N.E.S. C.N.E.T.

MAITRE D' OEUVRE : C.N.E.T.

ALTITUDE MAXIMUM : 190 km

POIDS DE LA CHARGE UTILE :
89 kg

BUTS : Etude de l'ionosphère et
de la propagation des ondes
radio T.B.F.

T.B.F. : 5 récepteurs T.B.F.
5 préamplificateurs
5 amplificateurs
5 amplificateurs M F
2 oscillateurs locaux
5 filtres 30 Hz
1 programmeur

Alimentations d'énergie intérieures

Stabilisateurs de tension

Récepteur de télécommande

Transmetteur de télémétrie

Commutateur électronique

PROGRAMME FR. 1
Essai de fusées préliminaires

FIG. 6

dans le corps de la charge utile pendant la phase initiale de chaque vol, et se déployaient automatiquement à une altitude d'environ 60 km. Dans la figure 6, les deux antennes apparaissent en train de se déployer. Une fois entièrement déployées, elles étaient perpendiculaires entre elles ainsi qu'à l'axe de la fusée.

La fusée tournait autour de cet axe à la vitesse de 1,5 tr/s, de telle sorte que les signaux captés par les deux antennes étaient modulés à 3 Hz environ. Les antennes fonctionnaient pendant toute la phase balistique du vol et, en fin de vol, au moment de la ré-entrée dans l'atmosphère, se trouvaient brisées par la résistance de l'air.

Les deux fusées furent lancées vers midi, heure locale, et toutes deux culminèrent à une altitude d'environ 185 km. Ainsi, les essais des quatre antennes se firent tous dans des conditions similaires.

Dans ce rapport, seules les données relatives aux antennes électriques nous retiendront. Pour chaque lancement, ces données comprenaient :

- les valeurs absolues des impédances d'un élément de chacune des deux antennes, mesurées directement pendant le vol grâce à une source interne de signal TBF ;
- les valeurs relatives des longueurs effectives des deux antennes, obtenues par la comparaison des potentiels TBF pris dans le champ extérieur.

Nous parlerons d'abord des données d'impédance, puis de celles des longueurs effectives.

4.2. RÉSULTATS RELATIFS AUX IMPÉDANCES

Dans le cas d'une antenne double-sphère polarisée, l'impédance était presque purement résistive, et avoisinait 28 kΩ par élément. Ce résultat correspond presque exactement à la valeur théorique calculée, lorsqu'on introduit quelques valeurs caractéristiques pour la température atmosphérique dans les équations (1) et (2). De plus, la résistance s'accroissait régulièrement avec l'altitude de 23 kΩ à 100 km, à 35 kΩ à 185 km, en accord avec l'accroissement connu de la température.

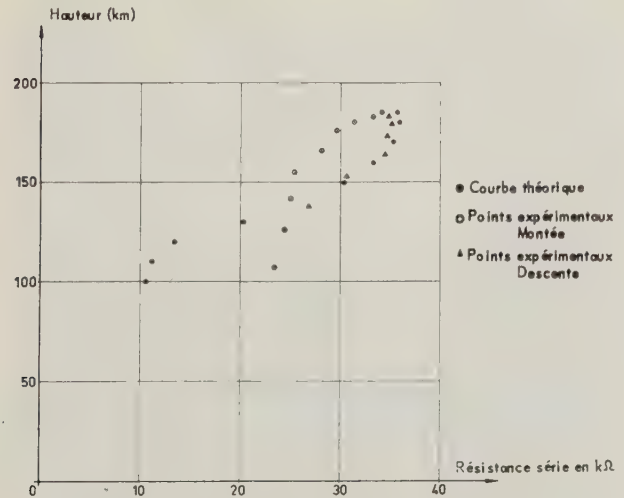


FIG. 7

Néanmoins ces résultats révèlent certaines caractéristiques inattendues : tout d'abord, à une altitude donnée, la résistance n'était pas la même à la montée qu'à la descente ; d'autre part, en-dessous d'une altitude de 130 km environ, la résistance dépassait sensiblement la valeur théorique. Cela ne peut s'expliquer que si l'on suppose que les températures des électrons différaient des valeurs supposées pour les calculs théoriques [4]. La différence des résultats à la descente et à la montée pourrait être la conséquence d'un gradient de température électronique horizontal, combiné au mouvement horizontal de la fusée (la distance horizontale au point d'impact était de 85 km) ; on pourrait aussi comprendre la résistance élevée imprévue, en-dessous de 130 km, si la température des électrons à ces niveaux était beaucoup plus élevée que la température du gaz neutre.

Ces explications pourraient sembler plutôt arbitraires si, tout à fait indépendamment, il n'apparaissait pas clairement que la température des électrons dans les régions E et F₁ varie quelquefois avec la position, exactement comme le suggèrent les résultats ci-dessus [5].

Quant à la partie réactive de l'impédance de l'élément de l'antenne double-sphère polarisée, elle variait

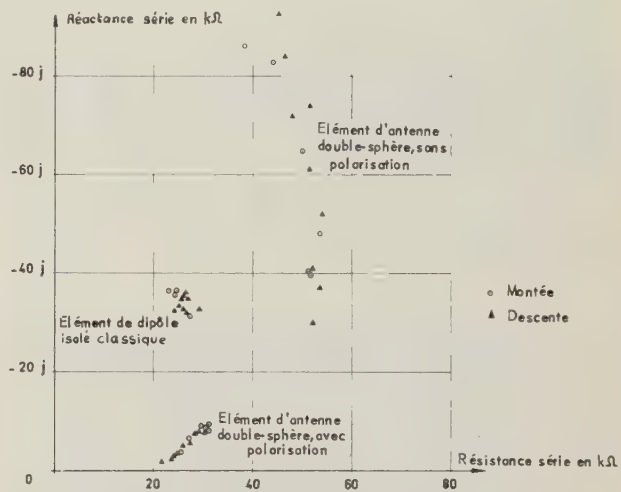


FIG. 8

d'environ -2 j kΩ à 100 km, à -9 j kΩ à 185 km. Les valeurs observées dans la partie supérieure de cette gamme d'altitude étaient plutôt inférieures à celles auxquelles on s'attendait.

En gros, cependant, on peut dire que l'impédance de l'antenne double-sphère polarisée s'est comportée comme on l'avait prévu en théorie.

Pour l'antenne double-sphère sans polarisation, l'impédance était plus élevée et plus réactive, la valeur moyenne était de 50-60 j kΩ par élément ; alors que la partie résistive était plus ou moins constante, la partie réactive était relativement variable, décroissant pendant que l'altitude croissait de -95 j kΩ environ, à 100 km, à -30 j kΩ à 185 km. Ces résultats confirment que l'effet du courant polarisé sur l'action de l'antenne double-sphère est vraiment avantageux.

L'impédance du dipôle isolé classique était également un peu plus grande et un peu plus réactive que

celle d'une double-sphère polarisée: elle était en moyenne de 26 - 34 $j k\Omega$ par élément. D'autre part, elle était plutôt moins variable; au-dessus de 100 km, en fait, l'impédance variait très peu en fonction de l'altitude. Cependant, on a trouvé une certaine variation cyclique à la fréquence de rotation de la fusée. On n'a fait aucun calcul théorique sur l'impédance de cette antenne, parce que, dans la version utilisée pour cette expérience, la géométrie était trop compliquée; c'est pourquoi il n'est pas possible actuellement de comparer les résultats à la théorie.

La figure 8 représente la distribution, dans le plan complexe, de toutes les mesures d'impédance.

4.3. RÉSULTATS RELATIFS AUX LONGUEURS EFFECTIVES

En principe, les valeurs absolues des longueurs effectives des différents dipôles électriques pourraient être obtenues en comparant les signaux qu'ils ont reçus du champ électrique TBF aux signaux captés par les cadres dans le champ magnétique correspondant. Cependant, pour différentes raisons sur lesquelles nous ne nous attarderons pas ici, les valeurs de longueur effective calculées de cette façon n'étaient évaluées qu'à $\pm 10\%$.

Dans le cas d'un dipôle double-sphère polarisé, des limites plus précises pouvaient être données à la longueur effective grâce à l'étude des valeurs d'impédance qu'on avait mesurées. Le raisonnement est basé sur l'équation (6) qui lie la longueur effective d'un élément de cette antenne à son impédance. Considérons les variables figurant sur le côté droit de cette expression :

L_s est la longueur effective nominale. Elle est égale à la distance de l'axe du véhicule au centre de la sphère,

Z est l'impédance totale de l'élément, qui est mesurée en vol,

L_w est la longueur effective du fil seul. Non connue exactement, elle ne peut certainement pas être inférieure au rayon du véhicule,

Z_w est l'impédance entre le fil et la surface de la gaine d'ions. Bien que non connue non plus, elle est certainement supérieure à la réactance du condensateur constitué par le fil et la surface de la tige; cette réactance est mesurée en laboratoire avant le vol, la surface de la tige étant recouverte dans ce but d'une couche de métal conducteur.

En résumé, L_s et Z sont connus, tandis que des limites inférieures peuvent être fixées pour L_w et Z_w . Ces considérations permettent de fixer une limite supérieure au second terme de l'équation (6), qui représente la différence entre les valeurs réelles et les valeurs nominales de la longueur effective. Les valeurs absolues de cette limite supérieure, exprimées en pourcentage de L_s , variaient d'environ 0,5 % à une altitude de 100 km jusqu'à un maximum de 3 % près du point de culmination.

Lorsqu'on admet que ces chiffres sont les limites supérieures extrêmes obtenues en faisant les suppositions les plus défavorables possible sur L_w et Z_w , il apparaît clairement que la longueur effective de l'antenne double-sphère polarisée doit avoir été essentiellement constante et égale à sa valeur nominale, une fois que la fusée a bien pénétré dans l'ionosphère.

Si on accepte cette conclusion, on pourra prendre l'antenne double-sphère polarisée comme étalon pour mesurer la longueur effective de l'autre antenne sur la même fusée. La mesure se fait tout simplement en comparant les signaux captés par les deux antennes dans le même champ TBF et dans la même orientation.

A cause de la rotation de la fusée, les deux antennes prennent successivement les mêmes orientations. Le signal reçu par une antenne à un instant donné est égal à celui reçu par l'autre antenne un quart de tour plus tard. Dans cette expérience, cependant, la comparaison s'est faite entre les valeurs maximales des signaux reçus pendant une demi-période de la rotation. On a dû apporter des corrections aux signaux mesurés pour tenir compte de l'atténuation qu'ils avaient subie au cours du passage de l'antenne au récepteur; on a évalué cette atténuation à partir des impédances des antennes, telles qu'on les a mesurées en vol, et à partir des impédances d'entrée connues des récepteurs.

Selon ce procédé, on a étudié la longueur effective de l'antenne dipôle isolée, à la lumière des résultats du premier tir.

On a découvert qu'elle était extrêmement variable. Son quotient par rapport au dipôle double-sphère polarisé variait d'environ 0,7 à 0,4; la valeur nominale, déduite de raisonnements géométriques, était de 0,54.

La variabilité observée peut être considérée comme une preuve de perturbation de l'antenne par le corps de la fusée.

Cela signifie que le dipôle court isolé ne peut être employé pour des mesures précises d'un champ TBF.

5. Conclusion

En conclusion, si l'on en juge par les critères d'une impédance faible, d'une longueur effective constante, d'une immunité aux perturbations de courte durée, la double-sphère polarisée convient mieux que le dipôle isolé classique, en tant qu'antenne standard pour la mesure des champs électriques TBF dans l'ionosphère.

Cette conclusion a déterminé le choix de l'antenne double-sphère polarisée en tant que partie de l'équipement du futur satellite français FR-1, qui est conçu pour étudier la propagation TBF dans la basse magnétosphère, à une altitude d'environ 750 km.

La figure 9 ci-après représente la maquette du satellite soumis à des essais, avec ses antennes électriques entièrement déployées.

Le travail décrit ici a été exposé d'une façon plus détaillée dans un certain nombre de rapports techniques [6, 7, 8].

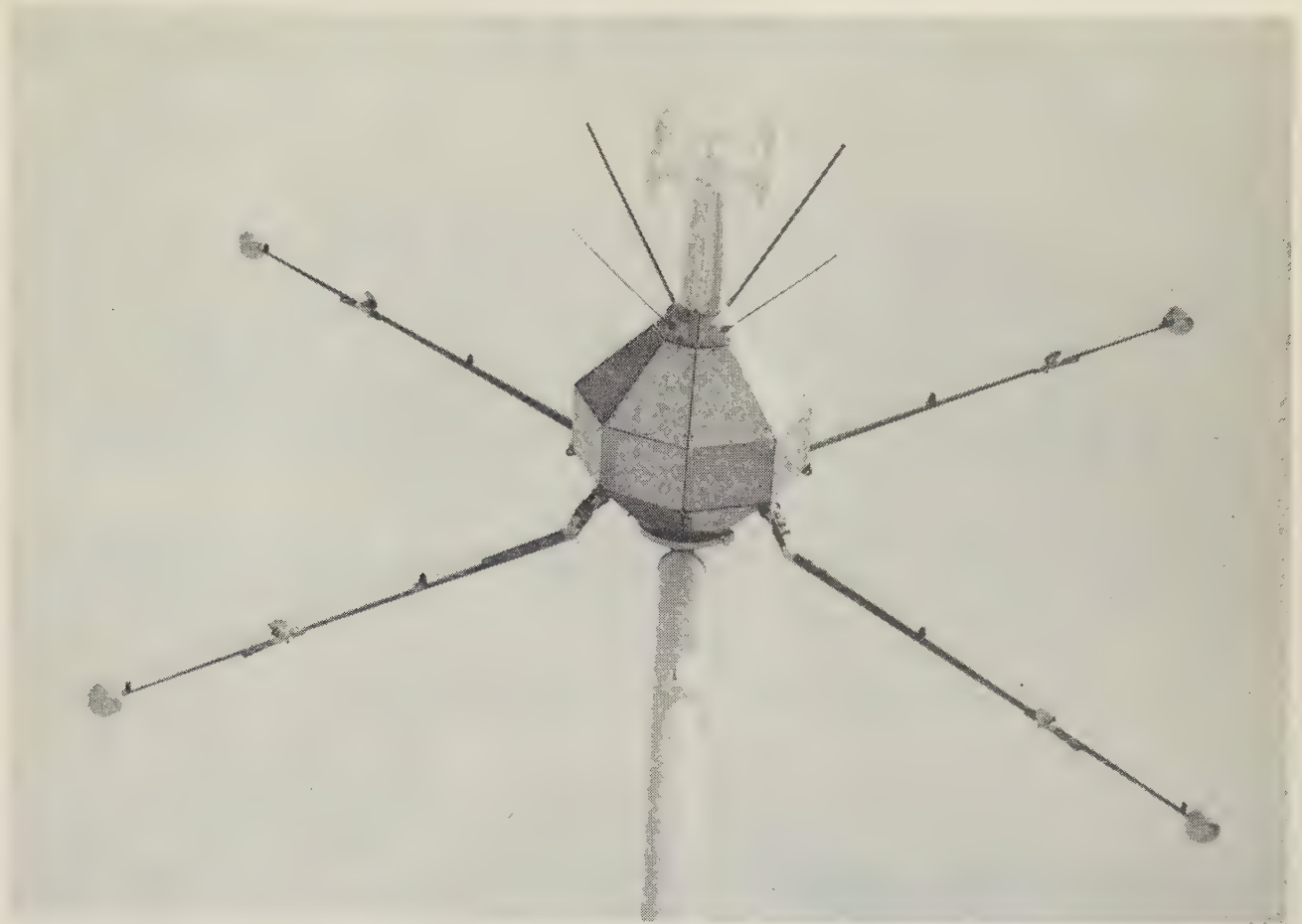


FIG. 9

Remerciements

Cette étude fait partie du programme du satellite FR-1, qui fut réalisé en collaboration par le Centre National d'Etudes Spatiales, le Centre National d'Etudes des Télécommunications et la N.A.S.A.

L'auteur est redevable à M. G. DRIANCOURT, du C.N.E.T., des discussions sur les problèmes théoriques posés par les antennes dipôles TBF.

Il n'est pas possible de rendre justice ici à tous ceux qui ont participé au programme expérimental. Cependant, les expérimentateurs français désirent exprimer leur gratitude aux nombreux membres du personnel du Goddard Space Flight Center et de la base de Wallops Island de la N.A.S.A. dont la coopération a facilité les opérations de lancement des fusées. Leurs remerciements s'adressent tout spécialement à M. J. SHEA, directeur américain du projet, et à M. S. STEVENS, coordinateur du projet.

Parmi ses collègues, l'auteur désire remercier particulièrement M. R. CLAUVEL, M. G. CHAMPONNOIS et M. D. VARLOOT du C.N.E.T. qui ont tous permis, par leurs rôles respectifs, l'utilisation des données décrites ci-dessus, de même que M. C. BIGOT du C.N.E.S. pour la part qu'il a prise dans l'organisation du lancement des fusées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DRIANCOURT G. Théorie du comportement, dans l'ionosphère, d'antennes dipôles de forme cylindrique et tronconique utilisées pour la réception d'ondes TBF. *L'Onde Electrique*, p. 1421.
- [2] STOREY L.R.O. A method for measuring local electron density from an artificial satellite. *J. Res. National Bureau of Standards*, **63D**, 325-340 (1959).
- [3] MLODNOSKY R.F. and GARRIOT O.K. The V.L.F. admittance of a dipole in the lower ionosphere. Article dans *Proceeding of the International Conference on the Ionosphere*, London, July 1962, pp. 484-491, The Physical Society, London (1963).
- [4] DRIANCOURT G. Programme FR-1 : théorie du comportement des antennes électriques lors de l'expérience AEROBEE C.N.E.T., Rap. tech. 346-TC (1965).
- [5] SPENCER N.W., BRACE L.H. and CARRIGAN G.R. Electron temperature evidence for non thermal equilibrium in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **67**, 157-175 (1962).
- [6] STOREY L.R.O. Programme FR-1 : Une antenne électrique dipôle pour réception TBF dans l'ionosphère, C.N.E.T., Rap. tech. N° 308-TC (1963) (publié en anglais).
- [7] STOREY L.R.O., RENARD C. and DRIANCOURT G. Programme FR-1 : l'expérience AEROBEE à Wallops island en octobre 1963, C.N.E.T., Rap. tech. N° 327-TC (1964) (publié en anglais).
- [8] STOREY L.R.O. Définition scientifique du projet du satellite FR-1, C.N.E.S. - C.N.E.T. Rap. (1963) (publié en anglais).

PUISSANCE NON RÉVERSIBLE ET RÉSISTANCE DE RAYONNEMENT DES ANTENNES DANS LES GAZ IONISÉS ANISOTROPE

PAR

K.S.H. LEE et C.A. PAPAS

*California Institute of Technology, Pasadena,
Californie USA*

Ces dernières années, un certain nombre de chercheurs ont apporté des contributions importantes au problème du calcul de la résistance de rayonnement d'une antenne dipolaire placée dans un milieu anisotrope. Cependant, la méthode qu'ils ont utilisée — appelée méthode conventionnelle — est handicapée par une fâcheuse difficulté : elle conduit à une valeur infinie de la résistance de rayonnement. Pour cette raison, la méthode ainsi que ses résultats est sujette à caution. Certains ont interprété cet infini comme une sorte de résonance, tandis que d'autres l'ont attribuée à la dimension infinitésimale de la source, suggérant que la difficulté ne se produirait pas si la source était de dimension finie.

Notre sentiment est que la difficulté est de nature plus profonde et due non pas simplement à la dimension de la source, mais à la méthode conventionnelle de calcul. Nous montrons que, quand la résistance de rayonnement est calculée conformément aux lois thermodynamiques de la réversibilité et de l'irréversibilité, elle possède une valeur physiquement raison-

nable. Notre raisonnement est le suivant : la résistance de rayonnement est quelque chose d'analogue à la résistance dans un circuit, en ce sens que tous les deux mesurent une puissance irréversible, il s'ensuit que seule la partie irréversible de la puissance doit être utilisée pour calculer la résistance de rayonnement.

Notre point de départ est l'expression conventionnelle de la puissance moyenne P . En utilisant des combinaisons des champs avancé et retardé nous partageons P en une partie irréversible P_{IRR} et une partie réversible P_{REV} , de telle sorte que $P = P_{IRR} + P_{REV}$, et nous montrons que P_{IRR} ne présente pas de singularité, ce qui n'est pas le cas de P_{REV} . Ainsi nous obtenons pour la résistance de rayonnement $R = C P_{IRR}$ où C est une constante. Ce résultat obéit aux deux conditions requises : il est fini et irréversible. Auparavant, les chercheurs utilisaient l'expression $R = CP = C(P_{IRR} + P_{REV})$ et c'est là que se trouve la cause de leur difficulté parce que cette expression, à cause de P_{REV} , viole non seulement la condition requise d'irréversibilité mais aussi celle de caractéristique finie.

EXCITATION DE RÉSONANCE DE PLASMA PAR UNE PETITE ANTENNE DIPÔLE FONCTIONNANT EN IMPULSION

PAR

J.A. FEJER

Southwest Center for Advanced Studies, Dallas, Texas

1. Introduction

Ces dernières années des sondes ionosphériques, souvent appelées sondeurs « par le haut » ont été portées bien au-dessus du pic de la région F2 par des fusées (KNECHT et al., 1961, KNECHT et RUSSEL, 1962) et des satellites (LOCKWOOD, 1963, CALVERT et al., 1964). Les sondeurs par le haut furent construits pour explorer l'ionosphère par sa partie supérieure en mesurant le retard entre une impulsion RF émise et l'écho reçu, en fonction de la fréquence. Les ionogrammes obtenus par ces sondeurs montrèrent non seulement les échos escomptés mais aussi l'existence de réponses résonnantes persistantes, se développant à partir de l'émission à certaines fréquences caractéristiques et durant souvent quelques millisecondes.

La figure 1 montre un sondage par le haut typique pris par le satellite ALOUETTE, qui présente ces réponses résonnantes.

CALVERT et GOE (1963) trouvent que les résonances ont lieu aux fréquences suivantes : la fréquence de plasma électronique Π , des multiples de la fréquence cyclotron électronique Ω , la fréquence hybride supérieure $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$ et son harmonique second $2(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$. Celles à Π , $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$ et des premiers harmoniques de Ω sont toujours observées.

FEJER et CALVERT (1964) supposèrent que les résonances à toutes ces dernières fréquences pouvaient être attribuées à des oscillations électrostatiques locales des électrons ionosphériques dans le milieu quasi uniforme entourant le satellite. Par des arguments de plausibilité physique, ils montrèrent que la condition de longue persistance des oscillations locales est que le rapport de la vitesse de groupe à la vitesse de phase

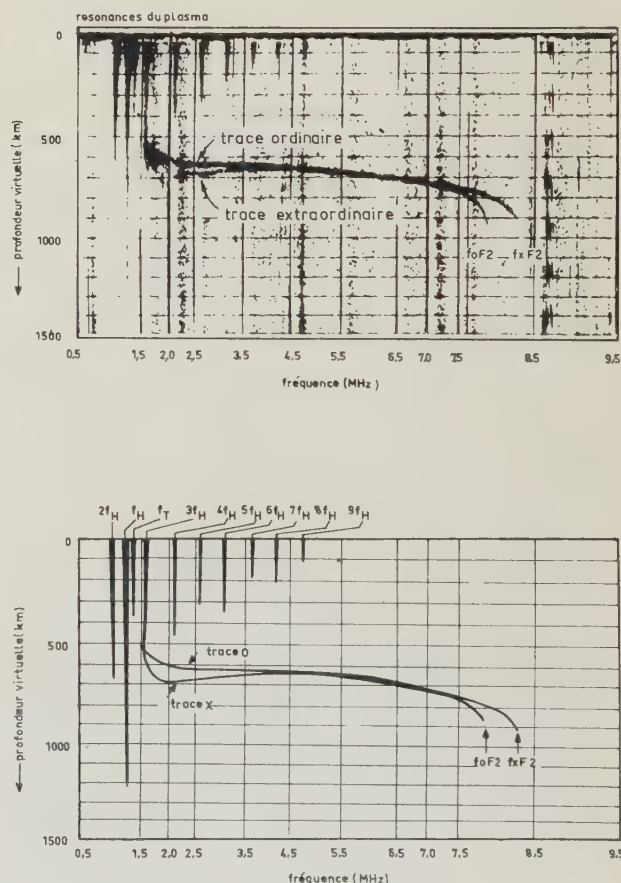


FIG. 1. — Ionogramme d'Alouette montrant les diverses résonances. Enregistré à 14,37 T.U. 7 avril 1963. Avec les notations de cet article $f_H = \Omega/2\pi$; $f_N = \Pi/2\pi$; $f_T = (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}/2\pi$

soit beaucoup plus petit que l'unité. Ils montrèrent également que cette condition ne peut être satisfaite qu'au voisinage de certaines fréquences caractéristiques, et dans ce cas seulement, si le vecteur d'onde est soit presque parallèle au champ magnétique (pour les fréquences voisines de Π et de Ω), soit presque perpendiculaire (pour les fréquences voisines de $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$ et les harmoniques de Ω). NUTTALL (1965) et DOUGHERTY et MONAGHAN (1965) examinèrent les singularités de la fonction de GREEN et arrivèrent ainsi plus rigoureusement à la condition plus restrictive que la vitesse de groupe s'annule. A certaines fréquences, leur condition peut être satisfaite exactement pour un module k fini du vecteur d'onde, si l'effet du champ magnétique externe est pris en considération et si l'on utilise les équations de Maxwell complètes, plutôt que celle de l'électrostatique, combinées avec l'équation de Boltzmann sans collision. Dans l'approximation quasi statique, toutes les singularités, à une exception près, ont lieu pour $k = 0$.

Une étude complète du problème de l'excitation, suivie de la réception d'oscillations résonnantes par l'antenne du satellite, n'a pas été faite. Le problème de l'excitation devient plus facile que celui de la réception si l'on suppose qu'un plasma uniforme est excité par un dipôle infinitésimal dont le moment dipolaire est une fonction δ du temps. STURROCK (1965) a déterminé le champ électrique amorti des oscillations résonnantes pour une telle excitation et au point d'excitation. Il a utilisé l'approximation quasi statique pour la fréquence de plasma et la fréquence hybride supérieure. Son étude de l'excitation au voisinage des harmoniques de la fréquence cyclotron par l'approximation quasi statique conduit à des intégrales divergentes. STURROCK remarqua également que des oscillations non électrostatiques beaucoup plus faibles sont excitées au voisinage des fréquences (dites fréquences-coupures) satisfaisant $\Pi^2\omega^{-2} = 1 \pm \Omega\omega^{-1}$ pour la fréquence angulaire ω . Dans le calcul de ces dernières, STURROCK utilisa les équations de la théorie des plasmas froids.

DEERING et FEJER (1965) ont généralisé le travail de STURROCK. En l'absence d'un champ magnétique uniforme, leur calcul ne fut pas limité par l'approximation quasi statique. Leur résultat plus précis ne fut pratiquement pas différent de celui obtenu par l'approximation quasi statique. En présence d'un champ magnétique externe DEERING et FEJER utilisèrent l'approximation quasi statique, mais firent une estimation grossière de ses limites de validité. En outre, ils ne se bornèrent pas au calcul du champ au point d'excitation et montrèrent qu'en un autre point, le champ oscillant amorti est donné par les composantes de Fourier spatiales de l'impulsion d'excitation dont la vitesse de groupe est approximativement égale au rapport de la distance au point d'excitation au temps écoulé depuis l'instant d'excitation.

2. Formulation mathématique du problème

Supposant une variation en $\exp(i\omega t - i\vec{k} \cdot \vec{r})$ des grandeurs figurant dans les équations de Maxwell,

on obtient l'équation :

$$i\mu_0^{-1}\omega^{-1}\vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E}(k, \omega) + i\omega\epsilon_0\vec{E} + \vec{J}_{\text{INT}}(k, \omega) + \vec{J}_{\text{EXT}}(k, \omega) = 0 \quad (1)$$

pour le champ électrique $\vec{E}(k, \omega)$, où $\vec{J}_{\text{INT}}$ est le courant dû aux particules du plasma et $\vec{J}_{\text{EXT}}$ est le courant de la source (antenne) avec les unités MKS rationalisées. L'équation (1) sera interprétée comme une relation entre des composantes de Fourier (transformation par rapport au temps et à l'espace). Dans l'approximation quasi statique, l'équation 1 devient :

$$\vec{E}(k, \omega) = \frac{i\vec{k}}{\epsilon_0 k^2} [\rho_{\text{INT}}(\vec{k}, \omega) + \rho_{\text{EXT}}(\vec{k}, \omega)]. \quad (2)$$

La densité de charge :

$$\rho_{\text{EXT}}(\xi, \eta, \zeta, t) = P\delta(t)\delta(\xi)\delta(\eta)(d/d\zeta)[\delta(\zeta)] \quad (3)$$

est celle d'une source dipolaire infinitésimale d'axe orienté suivant la direction ζ du système de coordonnées Cartésien ξ, η, ζ . P est le moment dipolaire intégré dans le temps. L'équation (3) combinée avec l'équation de conservation $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{\text{EXT}} = -\partial\rho_{\text{EXT}}/\partial t$ donne :

$$\vec{J}_{\text{EXT}}(\xi, \eta, \zeta, t) = P\delta(\xi)\delta(\eta)\delta(\zeta)(d/dt)[\delta(t)]\vec{u} \quad (4)$$

où $\vec{u}$ est le vecteur unitaire de la direction ζ (direction du dipôle). Les transformées de Fourier $\rho_{\text{EXT}}(k, \Omega)$ et $\rho_{\text{INT}}(k, \Omega)$ sont déduites aisément de (3) et (4).

Les fonctions de distribution obéissent à l'équation de Boltzmann sans collision (STIX, 1962).

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{r}} + \frac{Z_j e}{m_j} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{v}} = 0 \quad (5)$$

où $f_j(r, v, t)$ est la fonction de distribution, m_j la masse, $Z_j e$ la charge des particules du type j , $\vec{r}$ le rayon vecteur, $\vec{v}$ la vitesse et $\vec{B}$ l'induction du champ magnétique uniforme externe.

La densité de charge est donnée par :

$$\rho_{\text{INT}} = \sum_j Z_j e \int f_j d\vec{v}$$

et la densité de courant par :

$$\vec{J}_{\text{INT}} = \sum_j Z_j e \int \vec{v} f_j d\vec{v}.$$

Les équations (1), (4), (5) et (7) peuvent être combinées pour calculer le champ électrique résultant de

l'excitation par une source dipolaire infinitésimale. Si l'approximation quasi statique était suffisamment précise, ce serait les équations (2), (3), (5) et (6) qu'il faudrait utiliser.

De tels calculs ont été effectués en détail par DEERING et FEJER (1965). Nous ne considérerons ici que les étapes essentielles et les résultats de leurs calculs. Auparavant il est instructif de discuter la nature de l'équation de dispersion des ondes pouvant se propager dans un plasma uniforme, et les conditions de résonance.

3. Propagation des ondes dans un plasma uniforme, en l'absence d'un champ magnétique externe

En l'absence d'un champ magnétique, l'analyse de LANDAU (1946) basée essentiellement sur les équations (2), (5) et (6) avec $\rho_{\text{EXT}} = B = 0$, montre que, dans un plasma uniforme sans collisions, chaque composante de Fourier spatiale de la perturbation initiale de la fonction de distribution engendre une onde électrostatique longitudinale de la forme : $\exp(i\omega t - \alpha t - i\vec{k} \cdot \vec{r})$, où ω est la fréquence angulaire et α la constante d'amortissement qui décrit le phénomène connu sous le nom d'amortissement Landau. Pour une distribution de vitesse maxwellienne et pour $hk \ll 1$:

$$\omega = \Pi(1 + 3h^2k^2)^{1/2} \quad (8)$$

$$\alpha = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \Pi h^{-3} k^{-3} \exp\left(-\frac{1}{2}h^{-2}k^{-2}\right) \quad (9)$$

où $\Pi = (N_e^2/\epsilon_0 m)^{1/2}$ est la fréquence de plasma électronique et $h = (\epsilon_0 K T / N_e^2)^{1/2}$ est la longueur de Debye. L'équation (9) met en évidence que, pour $hk < 0,1$, la constante de temps correspondant à α devient bien supérieure à 10 000 années et l'onde devient non amortie pour toute application pratique. Pour $hk \ll 1$ la vitesse du groupe peut être déduite de l'équation (8) et son module est donné par :

$$u = \frac{\partial \omega}{\partial k} \approx 3h^2 k \Pi = 3hkV \quad (10)$$

où $V = h\Pi = (kT/m)^{1/2}$ est de l'ordre de la vitesse thermique moyenne des électrons. Imaginons maintenant un paquet d'ondes de spectre centré sur k (en module) dont la largeur est environ égale à k et d'amplitude environ $2\Pi/k$. Il est clair qu'un tel paquet d'ondes va s'étaler dans toutes les directions avec la vitesse de groupe u et ainsi un étalement notable se produira dans un intervalle de temps donné grossièrement par $2\Pi k^{-1} u^{-1}$. Ce temps mesuré en période de plasma est :

$$\tau = k^{-1}\Pi/u = (3h^2k^2)^{-1} \quad (11)$$

et ainsi, en l'absence de champ magnétique, des oscillations locales peuvent persister durant un grand

nombre de périodes si $hk \ll 1$. Il est intéressant de remarquer que la première expression de τ dans (11) est le rapport de la vitesse de phase à la vitesse de groupe des ondes. Ainsi, en l'absence d'un champ magnétique externe, une condition équivalente de la persistance longue des oscillations locales est un rapport élevé de la vitesse de phase à la vitesse de groupe.

4. Propagation des ondes dans un plasma uniforme en présence d'un champ magnétique externe. Conditions de résonance

En présence d'un champ magnétique externe, l'analyse quasi statique de la propagation des ondes doit être basée sur nos équations (2), (5) et (6) avec $\rho_{\text{EXT}} = 0$ (STIX, 1962). Par analogie avec l'analyse faite en l'absence d'un champ magnétique, on peut chercher à examiner les ondes de vecteur d'onde k très inférieur à h^{-1} , quoique le cas en diffère par plusieurs points importants. En présence d'un champ magnétique, la condition d'un faible amortissement Landau est :

$$|\omega + m\Omega| \gg k\Pi h \cos \theta,$$

où m est un nombre entier et θ est l'angle entre $\vec{k}$ et le champ magnétique. L'amortissement Landau disparaît quand $\vec{k}$ est exactement perpendiculaire au champ magnétique ; pour d'autres directions de $\vec{k}$ l'amortissement Landau devient fort même pour les ondes de longueur très supérieure à la longueur de Debye si leur fréquence est au voisinage de la fréquence cyclotron électronique ou d'un de ses harmoniques. L'examen approprié de l'équation de dispersion, fait par FEJER et CALVERT (1964) a montré que, supposant une masse ionique infinie, des ondes « électrostatiques », de nombre d'onde très inférieur à l'inverse de la longueur de Debye, peuvent exister au voisinage des fréquences données par l'équation :

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \{ \Omega^2 + \Pi^2 \pm [(\Omega^2 - \Pi^2)^2 + 4\Omega^2 \Pi^2 \sin^2 \theta]^{1/2} \} \quad (13)$$

et pour $\theta \sim \pi/2$ au voisinage des harmoniques de la fréquence cyclotron des électrons. Les oscillations près des harmoniques de la fréquence cyclotron sont fortement amorties, bien que leur longueur d'onde soit très supérieure à la longueur de Debye, sauf quand k est presque perpendiculaire au champ magnétique. Les fréquences données par (13) sont souvent appelées fréquences résonnantes (SPITZER, 1962) ; la condition (13) est identique à la condition bien connue : $X = (1 - Y^2)/(1 - Y_L^2)$ (RATCLIFFE, 1959) donnant les infinis de l'indice de réfraction des ondes électromagnétiques dans un plasma froid.

L'équation (13) est illustrée par la figure 2 ; les ondes la satisfaisant approximativement, satisfont aussi la condition d'un faible amortissement Landau à l'exception de $\theta \sim 0$, $\omega \sim \Omega$. La figure 3a donne

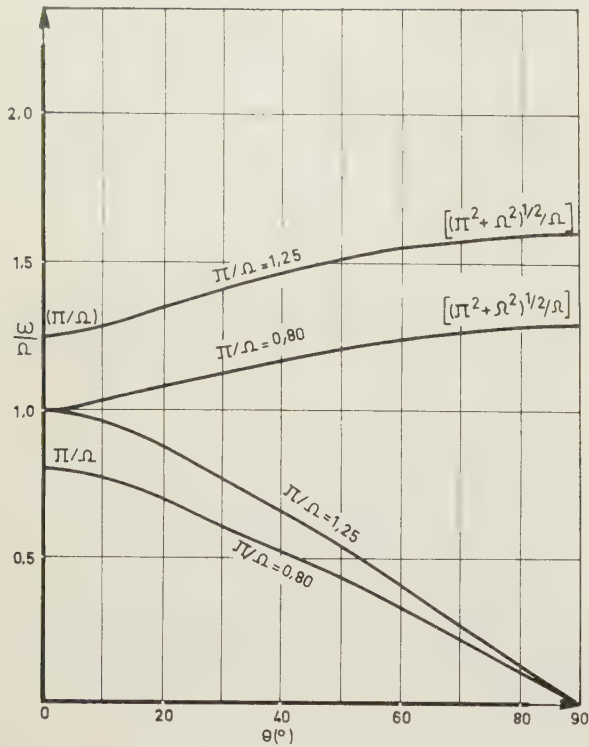


FIG. 2. — Les deux solutions résonnantes de l'Eq. (13) en fonction de l'angle θ entre k et le champ magnétique pour deux valeurs du paramètre Π/Ω

l'allure des surfaces $\omega = \text{constante}$ dans l'espace $\vec{k}$ et montre que $kh \ll 1$ n'est pas une condition suffisante pour que la vitesse de groupe $|\partial\omega/\partial\vec{k}|$ soit faible puisque les courbes se ressèrent quand on s'approche de l'origine. La seule exception est au voisinage de $\theta \sim 0$ et $\theta \sim \pi/2$ ainsi seules les fréquences résonnantes ayant $\theta \sim 0$ et $\theta \sim \pi/2$ dans la figure 2 donneront des oscillations locales à persistance longue. Celles-ci sont la fréquence de plasma Π et la fréquence cyclotron Ω pour $\theta \sim 0$ et la fréquence hybride supérieure $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$ près de $\theta = \pi/2$. La restriction doit être répétée ici : les oscillations près de $\omega = \Omega$ peuvent ne pas satisfaire la condition de faible amortissement Landau. De plus il y a les oscillations, non représentées par les figures 2 et 3, près des harmoniques de la fréquence cyclotron électronique. Pour $\theta \sim \pi/2$ ces oscillations ont un faible amortissement Landau et une faible vitesse de groupe.

Des analyses plus complètes des conditions d'oscillation locale à grande persistance, sans les restrictions de l'approximation quasi statique, ont été faites par NUTTALL (1965) et par DOUGHERTY et MONAGHAN (1965). Une de leurs conclusions est que, dans certains cas, la vitesse de groupe peut s'annuler exactement pour une valeur finie de k si l'on emploie l'ensemble complet des équations de Maxwell. Un exemple de ceci, au voisinage de la fréquence hybride supérieure, peut être observée sur les figures 3a et 3b : la première représente l'approximation quasi statique, compte tenu de l'agitation thermique, valable pour d'assez grandes valeurs de k (bien qu'inférieure à l'inverse

de la longueur de Debye); la seconde représente l'approximation des plasmas froids et elle est valable pour des valeurs beaucoup plus petites de k . La figure 3b représente donc le comportement réel des courbes de la figure 3a, très près de l'origine. De ces deux figures, il apparaît immédiatement que ω a une limite supérieure en-deçà de laquelle la vitesse de groupe peut s'annuler pour une valeur finie de k qui peut être obtenue, par exemple, à partir d'une analyse basée sur les équations (1), (5) et (7) de cet article.

L'étude faite par DOUGHERTY et MONAGHAN donne :

$$k^2 \approx \Omega \left(\Omega^2 - \frac{\Pi^2}{3} \right) / cV,$$

où $V = (KT/m)^{1/2}$, K est la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière. Il est intéressant de noter que la figure 3a représente les courbes $\omega = \text{Cte}$ seulement pour $\Pi < 3^{1/2} \Omega$; pour $\Pi > 3^{1/2} \Omega$, la vitesse de groupe ne s'annule pas pour une valeur finie de k . L'étude du problème de l'excitation par DERRING et FEJER (1963) fait apparaître que l'annulation de la vitesse de groupe pour une valeur finie de k peut

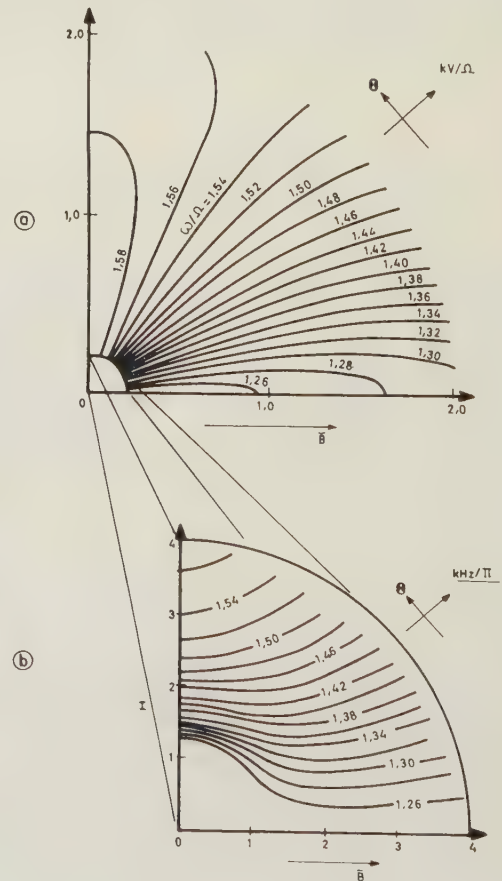


FIG. 3. — Courbes donnant des surfaces $\omega = \text{Cte}$ dans l'espace des k pour $\Pi/\Omega = 1,25$ [$(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2} \approx 1,60$]. Les courbes de la figure 3a sont basées sur l'équation de Boltzmann sans collisions et les équations de l'électrostatique; celles de la figure 3b sur des formules d'Appleton Hartree. La figure 3b montre le comportement de courbes de la figure 3a au voisinage de l'origine, pour $V/C \ll 1$. Remarquer la différence d'échelle radiale entre 3a et 3b.

ne pas être aussi important, en pratique, qu'on pouvait le penser à première vue. Cela sera discuté plus en détail par la suite.

L'étude de DOUGHERTY et MONAGHAN (1965) montre également qu'il y a au moins quatre conditions de résonance différentes au voisinage des harmoniques de la fréquence cyclotron; seule la résonance du type électrostatique près de $k \sim 0$ fut traitée par FEJER et CALVERT (1964) et par DEERING et FEJER (1965). De nouveau, cette restriction peut ne pas être très conséquente. Une des conditions de résonance de DOUGHERTY et MONAGHAN, par exemple, prévoit une fréquence de résonance différant largement des harmoniques de la fréquence cyclotron; cela n'a pas été observé, bien que la différence soit mesurable (KING, communication privée citée par DOUGHERTY et MONAGHAN).

5. Excitation par une impulsion d'un dipôle infini-tésimal

5.1. MÉTHODE DE CALCUL

Le calcul du champ électrique des oscillations excitées par la source décrite par l'équation (3) ou (4) est relativement simple en principe, bien que les intégrales qui en résultent soient parfois difficiles à évaluer.

La transformée de Fourier $\vec{J}_{\text{INT}}(\vec{k}, \omega)$ de la densité de courant peut être exprimée à partir de $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ grâce aux équations (5) et (7) et peut être alors portée en (1). De cette manière $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ peut être obtenue en fonction de la transformée de Fourier de $\vec{J}_{\text{EXT}}(\xi, \eta, \zeta, t)$ donnée par (4). Le calcul de l'inverse de la transformation de Fourier fait alors intervenir l'évaluation des intégrales en $\vec{k}$ et ω . Ce processus fut suivi par DEERING et FEJER (1965) pour calculer l'excitation en l'absence de champ magnétique. Les résultats précis obtenus de cette manière ne diffèrent pas, de façon significative, de ceux obtenus à partir de l'approximation quasi statique, dans la région qui nous intéresse.

En présence du champ magnétique, STURROCK (1965) et DEERING et FEJER (1965) utilisèrent l'approximation quasi statique. Ils exprimèrent la transformée de Fourier de $\rho_{\text{INT}}(\vec{k}, \omega)$ de la densité de charge à partir de $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ à l'aide des équations (5) et (6) et substituèrent alors l'expression de $\rho_{\text{INT}}(\vec{k}, \omega)$ dans l'équation (2). De cette manière $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ fut exprimé en fonction de la transformée de Fourier de $\rho_{\text{EXT}}(\xi, \eta, \zeta, t)$ donnée par (3). La transformée de Fourier inverse fut alors évaluée.

L'évaluation des intégrales nécessite certaines approximations. Dans le cas des résonances à Π et $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$, on suppose que l'angle entre $\vec{k}$ et le champ magnétique est voisin de 0 et $\pi/2$, que $kh \ll 1$ et que l'amortissement Landau est néglig-

geable. De semblables suppositions sont aussi faites dans les calculs effectués pour les oscillations voisines de la fréquence hybride inférieure où l'on tient alors compte du mouvement des ions dans l'équation (5).

Les approximations faites au voisinage des harmoniques de la fréquence cyclotron sont plutôt différentes parce que l'amortissement Landau a un effet négligeable sur ces oscillations. Les résultats obtenus pour ces fréquences sont moins précis que pour les autres fréquences parce qu'il ne fut que grossièrement tenu compte de l'amortissement de l'effet Landau, en coupant les intégrations des transformées inverses aux valeurs angulaires où cet effet devient grand.

Après cette brève description du procédé de calcul, les résultats vont être décrits schématiquement, successivement pour différentes fréquences de résonance.

5.2. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DU CHAMP ÉLECTRIQUE OSCILLANT CALCULÉ

A l'exception des oscillations au voisinage de la fréquence cyclotron, il y a une similitude qualitative remarquable entre les différentes fréquences de résonance, prévues par la théorie. Autour du point d'excitation, il y a une région où le champ électrique oscillant est uniforme et d'amplitude décroissant comme une puissance inverse du temps. Hors de cette région intérieure en expansion, le champ n'est pas uniforme et sa phase, ainsi que son amplitude s'il y a un champ magnétique externe, sont fonction de la distance. A un instant déterminé, l'amplitude dans la région extérieure croît en fait avec la distance, quand il y a un champ magnétique externe. En un point fixe de la région extérieure, le champ décroît comme une puissance inverse du temps (supérieure ou égale à celle de la région intérieure). La théorie montre que, près d'un point donné de cette région extérieure, le spectre de Fourier spatial des ondes contribuant au champ à un instant donné est relativement étroit et que la vitesse de groupe correspondant aux vecteurs d'ondes principaux du spectre est égale au rapport de la distance au temps écoulé depuis l'excitation.

Les prévisions de la théorie pour la région extérieure ne sont plus valables pour des distances qui ne sont pas très inférieures à la valeur Vt environ où $V = (KT/m)^{1/2}$ est de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne d'agitation thermique et où t est le temps écoulé depuis l'excitation. Cela n'est pas surprenant puisque la vitesse de groupe des ondes responsables du champ à ces distances n'est pas beaucoup plus petite que V , il s'ensuit, d'après (10), que la condition $hk \ll 1$ n'est pas satisfaite et que l'amortissement Landau peut devenir appréciable. Il faut remarquer que si le point d'observation s'éloigne du point d'excitation avec la vitesse typique d'un satellite en orbite, la distance restera inférieure à Vt puisque les vitesses des satellites sont beaucoup plus faibles que V . Les suppositions de la théorie ne sont pas invalidées dans un tel cas, sauf pour les oscillations voisines de la fréquence hybride inférieure où la vitesse correspondante est beaucoup plus petite que V et provient de la vitesse thermique des ions. On doit rappeler,

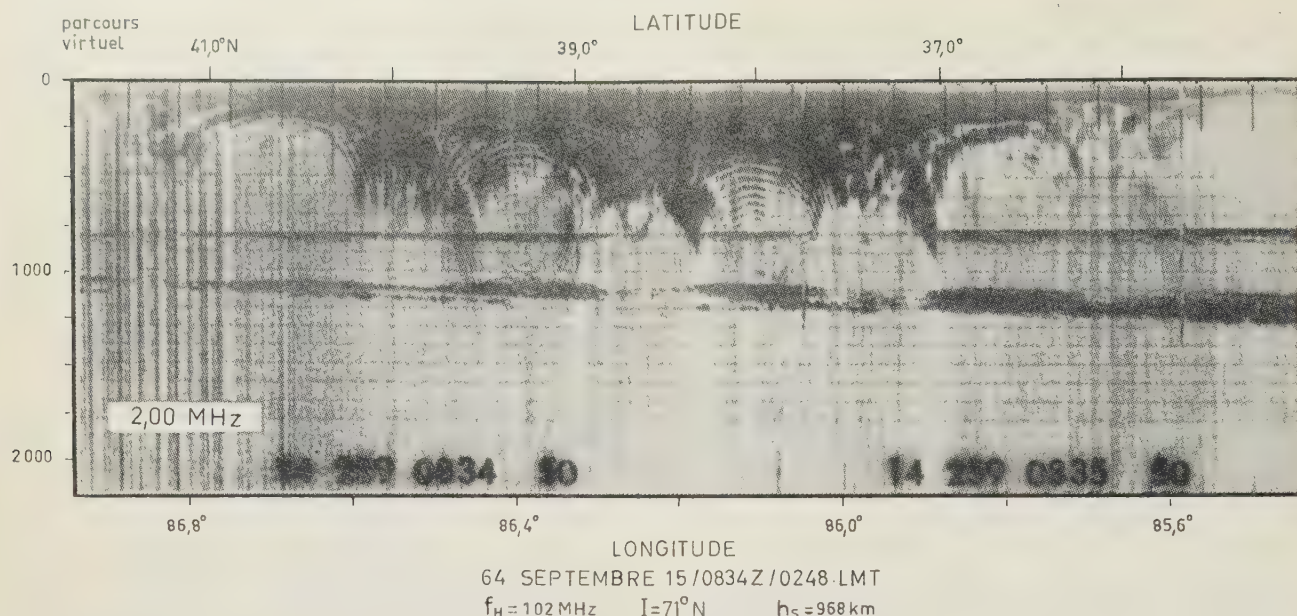


FIG. 4. — Enregistrement de la résonance, au voisinage du deuxième harmonique de la fréquence cyclotron, pris par le sondeur « par le haut », à fréquence fixe de S 48. Les amplitudes et la figure de résonance remarquable sont affectées par la rotation du satellite.
(Communiqué par Boulder Laboratories of the National Bureau of Standards).

cependant, que les dimensions réelles des antennes des satellites sont finies, donc que les arguments concernant des antennes ponctuelles ne peuvent leur être appliqués sans quelques réserves.

La dimension finie des antennes est particulièrement importante quand on considère la manière dont la phase varie avec la position dans la région extérieure. Si la source a une dimension finie ou s'il y a plusieurs sources ponctuelles, la variation de la phase avec la position conduira à des effets d'interférence dans le champ des oscillations. Les fluctuations, d'amplitudes quasi périodiques, des oscillations amorties, observées par les satellites, et que l'on voit sur l'enregistrement de la figure 4, prise par le sondeur à fréquence fixe de S 48, sont probablement la manifestation de tels effets d'interférence. Si l'on considère les oscillations excitées par une source dipolaire infinitésimale, en un point donné, il est alors clair qu'initialement la distance L à la source sera supérieure à Vt et la théorie ne peut rien prévoir ; apparemment il s'agit de la période d'amorçage des oscillations qui n'est pas décrite par la présente théorie. Par la suite, Vt devient plus grand que la distance L et la théorie concernant la « région extérieure » devient applicable, avec sa vitesse de décroissance rapide suivie éventuellement par la vitesse de décroissance plus faible de la « région intérieure ». Dans la région extérieure, les ondes de vitesse de groupe L/t dominant dans le spectre. Cette vitesse de groupe décroît avec le temps jusqu'à ce que la « région intérieure » englobe ce point. Pour les besoins de la pratique, la distance L peut être prise égale à zéro et les ondes de vitesse de groupe, voisines de zéro, dominant dans le spectre.

Si le champ est pris en un point qui s'éloigne de la source avec une vitesse constante beaucoup plus petite que V , alors la situation est renversée : le point est d'abord dans la région intérieure puis dans la région extérieure et il n'atteindra jamais la région d'amorçage.

5.3. OSCILLATION AU VOISINAGE DE LA FRÉQUENCE DE PLASMA, EN L'ABSENCE DE CHAMP MAGNÉTIQUE

Le champ électrique des oscillations aux distances $r \ll 6^{1/2} V t^{1/2} \Pi^{-1/2}$ de la source (région intérieure), est donné par l'équation :

$$\vec{E}(r, t) = \frac{P}{12\epsilon_0 V^3} \left(\frac{2\Pi^5}{\pi^3 t^3} \right)^{1/2} \vec{u} \sin \left(\Pi t - \frac{\pi}{4} \right) \quad (15)$$

où $\vec{u}$ est le vecteur unité de la direction de l'axe du dipôle. L'équation (15) représente une région de champ oscillant uniforme dont l'amplitude décroît comme $t^{-3/2}$; la frontière de la région intérieure s'éloigne comme $t^{1/2}$. On doit noter que l'amplitude du champ dépend fortement de V et donc aussi de la température des électrons ; c'est une propriété commune à toutes les oscillations discutées ici.

Le champ électrique dans la région extérieure, aux distances r , satisfaisant l'inégalité

$$Vt \gg r \gg 6^{1/2} V t^{1/2} \Pi^{-1/2},$$

est donné par l'équation :

$$\vec{E}(r, t) \cong \frac{P}{6\epsilon_0 V^3} \left(\frac{\Pi^5}{6\pi^3 t^3} \right)^{1/2} \vec{e}_r \cos \theta \times \cos \left(\Pi t - \frac{3\pi}{4} - \frac{\Pi r^2}{6V^2 t} \right) \quad (16)$$

où θ est l'angle entre le rayon vecteur $\vec{r}$ et l'axe du dipôle, et $\vec{e}_r = \vec{r}/r$ le vecteur unité dans la direction radiale. Ce champ est radial ; son amplitude est maximale le long de l'axe du dipôle et minimale dans

les directions perpendiculaires. L'amplitude du champ ne dépend que de la direction du rayon vecteur $\vec{r}$ et non de son module (distance). L'amplitude du champ oscillant décroît comme $t^{-3/2}$, exactement comme dans la région intérieure.

La phase du champ dans la région intérieure, donnée par (16), est une fonction de la distance r . Bien que le terme phase ne soit pas celui d'une onde progressive, il peut donner des effets d'interférence. On le voit clairement si on a deux sources ponctuelles en deux points différents; les champs des deux sources seront en phase en certains points et en opposition de phase en d'autres points.

Une longueur d'onde effective λ pour ces interférences peut être définie par l'équation :

$$(\Pi/6V^2t) [(r+\lambda)^2 - r^2] = 2\pi \quad (17)$$

où on suppose $r \gg 1$. La longueur d'onde effective est alors donnée par l'équation :

$$\lambda/h = 6\pi\Pi t/(r/h). \quad (18)$$

Cette équation énonce que la longueur d'onde effective, avec la longueur de Debye comme unité de mesure, est égale à $12\pi^2$ fois le rapport du temps mesuré avec la période de plasma à la distance mesurée avec la longueur de Debye. Il est intéressant de noter que, pour un point s'éloignant de la source avec une vitesse constante $\vec{v}_s$ (démarrant à l'instant d'excitation), la longueur d'onde est indépendante du temps.

Si $r = v_s t$ est substitué dans le coefficient du cosinus dans (16) le résultat est $\Pi t(1 - v_s/6V^2) - 3\pi/4$ ce qui montre que la fréquence des oscillations vue par un point en mouvement ne différera que très peu de la fréquence de plasma tant que $v_s \ll V$ et cela est certainement vrai pour une vitesse typique de satellite.

5.4. OSCILLATION AU VOISINAGE DE LA FRÉQUENCE DE PLASMA, EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

L'axe du dipôle est supposé parallèle au champ magnétique. Le champ électrique des oscillations est presque parallèle au champ magnétique; il est presque indépendant des coordonnées normales du champ magnétique et ne dépend que de la coordonnée z , parallèle au champ magnétique. Dans la région intérieure, c'est-à-dire pour $z \ll 6^{1/2}Vt^{1/2}\Pi^{-1/2}$, l'amplitude du champ électrique est :

$$E(z, t) = \frac{P(\Omega^2 - \Pi^2)}{\varepsilon_0 \Omega^2 t^{5/2}} \left(\frac{\Pi}{6\pi V^2} \right)^{3/2} \sin \left(\Pi t + \frac{\pi}{4} \right) \quad (19)$$

ce qui est un champ uniforme s'amortissant comme $t^{-5/2}$. Dans la région extérieure définie par l'inégalité $Vt \gg z \gg 6^{1/2}Vt^{1/2}\Pi^{-1/2}$, le champ électrique est donné par :

$$E(z, t) = - \frac{P(\Omega^2 - \Pi^2)}{(2\pi)^{3/2} \varepsilon_0 \Omega^2} \left(\frac{\Pi}{3V^2} \right)^{5/2} \frac{z^2}{t^{7/2}} \times \cos \left(\Pi t + \frac{\pi}{4} - \frac{z^2 \Pi}{6V^2 t} \right). \quad (20)$$

L'amplitude de ce champ croît comme le carré de la distance parallèlement au champ magnétique, à un instant donné. En un point fixe, l'amplitude décroît comme $t^{-7/2}$, mais pour un point s'éloignant de la source avec une vitesse de composant v_s parallèlement au champ magnétique, la loi de décroissance est en $t^{-3/2}$ tant que le point est dans la région extérieure. Le terme de phase dans l'équation (20) est analogue à celui de l'équation (19) sauf que la distance est mesurée le long du champ magnétique.

Il est intéressant de remarquer que les champs donnés par (19) et (20) deviennent très petits quand la différence entre Ω et Π devient petite (l'approximation n'est plus valable pour $\Omega = \Pi$). Les équations (19) et (20) ne valent que pour un champ magnétique suffisamment fort et les champs qu'elles prévoient sont beaucoup plus faibles que ceux donnés par les équations (15) et (16).

5.5. LES RÉSONANCES HYBRIDES

L'axe du dipôle est supposé perpendiculaire au champ magnétique. Le champ électrique des oscillations est presque perpendiculaire au champ magnétique, il est presque indépendant de la coordonnée z et ne dépend que des deux autres coordonnées cylindriques ρ et Φ_0 où Φ_0 est pris relativement à l'axe du dipôle.

Pour les oscillations voisines de la fréquence hybride supérieure dans la région intérieure, soit pour les distances satisfaisant :

$$\rho \ll 12^{1/2} h \frac{\Pi^2 t^{1/2}}{|3\Omega^2 - \Pi^2|^{1/2} (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/4}} \quad (21)$$

le champ électrique est presque uniforme et est donné par :

$$\vec{E}(\rho, t) = \vec{u} \frac{P(\Pi^2 + \Omega^2)(3\Omega^2 - \Pi^2)^{2/3}}{8\pi 3^{3/2} \varepsilon_0 \Omega^2 V^3} \times \frac{\sin [(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2} t + \text{phase}]}{t^2} \quad (22)$$

l'amplitude de ce champ décroît comme t^{-2} .

Dans la région extérieure, soit pour les distances satisfaisant l'inégalité :

$$12^{1/2} h \frac{\Pi^2 t^{1/2}}{|3\Omega^2 - \Pi^2|^{1/2} (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/4}} \ll \rho \ll 3^{1/2} V t \left(\frac{\Pi^2}{|3\Omega^2 - \Pi^2|} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

le champ électrique est principalement radial (dans la direction ρ) et donné par :

$$E_{\rho}(\rho, \Phi_0, t) = \frac{P(\Omega^2 + \Pi^2)^{5/4} (3\Omega^2 - \Pi^2) \rho \cos \Phi_0}{9\epsilon_0 (2\pi)^{3/2} \Omega \Pi^3 V^4} \times \frac{1}{t^{5/2}} \cos \left[(\Omega^2 + \Pi^2)^{1/2} t + \frac{\rho^2 (3\Omega^2 - \Pi^2) (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}}{6h^2 \Pi^4 t} + \text{phase} \right]. \quad (24)$$

L'amplitude de ce champ croît, à un instant donné comme ρ . En un point donné, l'amplitude décroît comme $t^{-5/2}$, mais pour un point s'éloignant de la source avec une composante de vitesse v_s perpendiculairement au champ magnétique, la loi de décroissance est $t^{-3/2}$ tant que le point est dans la région extérieure ; le terme de phase dans (24) est analogue à celui de (16) sauf que la distance est mesurée dans une direction normale au champ magnétique.

Il est intéressant de remarquer que les champs des équations (22) et (24) deviennent très faibles quand $3\Omega^2 \sim \Pi^2$ ou quand $2\Omega \sim (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$. Comme on l'a déjà dit, la vitesse de groupe s'annule pour une valeur finie de k quand $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2} < 2\Omega$ mais pas quand $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2} > 2\Omega$. DEERING et FEJER (1964) ont estimé grossièrement comment modifier l'approximation quasi statique représentée par (22) et (24) quand l'équation de Boltzmann sans collision est combinée avec les équations de Maxwell dans leur totalité. Ils conclurent qu'au point d'excitation, cette solution modifiée concordait bien au début avec (22), mais que si $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2} < 2\Omega$, la décroissance devient inversement proportionnelle au temps, après quelques millisecondes, c'est-à-dire beaucoup plus lente. Si le champ est considéré en un point en mouvement, alors l'annulation exacte de la vitesse du groupe n'a pas grande signification pour les vitesses caractéristiques de satellites et l'approximation quasi statique reste valable plus longtemps, à moins que le déplacement soit voisin de la direction du champ. DEERING et FEJER, considérant également les oscillateurs au voisinage de la fréquence hybride inférieure, montrèrent que la fréquence des oscillations, vues d'un point s'éloignant avec une vitesse v_s dans une direction perpendiculaire au champ magnétique, diffère appréciablement de la fréquence hybride, à moins que v_s soit très inférieure à la vitesse thermique moyenne des ions. Comme cette dernière condition n'est pratiquement jamais satisfaite, la fréquence mesurée ne donnera qu'une vague indication des vraies valeurs de la fréquence hybride inférieure. C'est très malheureux car une connaissance de la fréquence hybride inférieure donnerait de précieuses indications sur la composition ionique.

5.6. HARMONIQUE DE LA FRÉQUENCE CYCLOTRON DES ÉLECTRONS

Ainsi qu'on l'a déjà mentionné, les résultats pour ces fréquences sont quelque peu moins précis que pour les autres fréquences de résonance. Le champ

électrique des oscillations est presque perpendiculaire au champ magnétique, et leur comportement est

analogue, en bien des points, aux oscillations voisines de la fréquence hybride supérieure. Les expressions du champ électrique obtenues par DEERING et FEJER sont plutôt volumineuses et ne seront pas données ici. Si n est grand, le champ électrique du n^{e} harmonique est alors bien approché, dans la région extérieure, la plus importante pratiquement, par l'expression :

$$E_{\rho} = \frac{\pi^2 P \rho \cos \Phi_0}{2^3 \rho^{3/2} n^3 \epsilon_0 V^4} \Omega^5 |\Omega^2 (n^2 - 1) - \Pi^2|^{-1} t^{-2} \sin \left(n\Omega t \pm \frac{2^{1/2} \rho \Omega}{2718 V} + \text{phase} \right). \quad (25)$$

Ce qui donne une variation temporelle en t^{-1} pour un point en mouvement (strictement vrai pour toute valeur de n) et représente une décroissance plus faible que pour toutes les autres résonances. Il est intéressant de remarquer que l'amplitude de ces oscillations est renforcée quand leur fréquence $n\Omega$ est voisine de la fréquence hybride supérieure $(\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$. L'expression plus précise de DEERING et FEJER montre que cela n'est vrai que pour $n > 3$ et que pour $n = 2$, les oscillations ont en réalité affaiblies quand $2\Omega \sim (\Pi^2 + \Omega^2)^{1/2}$.

5.7. OSCILLATIONS VOISINES DE LA FRÉQUENCE CYCLOTRON DES ÉLECTRONS

Le champ électrique de ces ondes est presque parallèle au champ magnétique. Le résultat, déduit de l'approximation quasi statique à cette fréquence, est peut-être le moins exact et le plus douteux. Le champ au point d'excitation est donné par :

$$E(z, t) = \frac{P \Omega}{2^7 \pi^2 \epsilon_0 \Pi^2 V^3} \frac{1}{t^5} \sin \Omega t \quad (26)$$

et la décroissance est très rapide.

6. Discussion

Les calculs décrits ici ne résolvent qu'un problème idéalisé : l'excitation d'un plasma uniforme par des courants extérieurs déterminés et infinitésimaux, à la fois dans l'espace et le temps. La généralisation à des sources de dimensions finies dans l'espace et le temps peut être effectuée, par exemple, en exprimant le champ d'une source étendue, déterminée comme une intégrale de sources infinitésimales et considérée alors comme une fonction de Green du problème. On doit se rappeler que, même cette fonction de Green, n'a été calculée avec précision que près des fréquences de plasma et hybride (et non aux harmoniques de la fréquence cyclotron) et, dans ce cas, seulement par

l'approximation quasi statique. En outre les résultats obtenus ne décrivent que la décroissance et non l'amorçage des oscillations, compte tenu de la restriction qui s'exprime par $t \gg z/V$ au voisinage de la fréquence de plasma.

En dépit de ces nombreuses limitations, les résultats obtenus ont une certaine signification physique. Ainsi si une impulsion très courte était effectivement utilisée pour exciter une antenne réelle, le courant circulant alors dans cette antenne pourrait être calculée à partir de son comportement dans le vide, puisque le plasma ne réagit pas immédiatement aux composantes à très haute fréquence de l'impulsion et il s'ensuit que l'impédance effective serait la même que dans le vide. Les calculs du champ oscillant présentés ici sont alors corrects, au moins pour des distances raisonnables et après les corrections dues à ses dimensions finies. Même dans ce cas cependant, la détermination du champ reçu soit par la même antenne, soit par une autre, nécessite davantage de développement.

Les calculs du champ oscillant donnés ici ne peuvent s'appliquer directement si l'on excite l'antenne par une impulsion de radiofréquence, durant plusieurs centaines de périodes, à une fréquence de résonance. L'impédance de l'antenne peut alors être considérablement plus élevée que celle dans le vide et on ne peut faire de supposition sur le courant circulant dans l'antenne. Si l'impulsion appliquée a une tension HF constante, on peut alors s'attendre à une décroissance progressive du courant HF durant l'impulsion.

Il semble logique que l'étape suivante de la théorie soit le calcul, mathématiquement difficile, de l'impédance de l'antenne au voisinage des fréquences de résonance, la mesure de cette impédance pouvant être la meilleure manière de détecter ces résonances.

BIBLIOGRAPHIE

- CALVERT W. and GOE G.B. — Plasma resonances in the upper ionosphere, *J. Geophys. Research*, 68 (22), pp. 6113-6120, 1963.
- CALVERT W., KNECHT R.W. and Van ZANDT T.E. — Ionosphere Explorer I Satellite : First observations from the fixed-frequency topside sounder. *Science*, 146, pp. 391-395, 1964.
- DEERING W.D. and FEJER J.A. — Excitation of plasma resonances by a small pulsed dipole, submitted to *Physics of Fluids*, 1965.
- DOUGHERTY J.P. and MONAGHAN J.J. — Theory of resonances observed in ionograms taken by sounders above the ionosphere. University of Cambridge preprint, 1965.
- FEJER J.A. and CALVERT W. — Resonance effects of electrostatic oscillations in the ionosphere. *J. Geophys. Research*, 69 (23), pp. 5049-5062, 1964.
- KNECHT R.W. and RUSSELL S. — Pulsed radio soundings of the topside of the ionosphere in the presence of spread F. *J. Geophys. Research*, 67 (3), pp. 1178-1182, 1962.
- KNECHT R.W., Van ZANDT T.E. and RUSSELL S. — First pulsed radio soundings of the topside of the ionosphere. *J. Geophys. Research*, 66 (9), pp. 3078-3081, 1961.
- LANDAU L. — On the vibrations of the electronic plasma. *J. Phys. USSR*, 10 (1), pp. 25-34, 1946.
- LOCKWOOD G.E.K. — Plasma and cyclotron spike phenomena observed in topside ionograms, *Can J. Phys.*, 41, pp. 190-194, 1963.
- NUTTALL J. — Singularities of a Green's function for a collisionless magnetoplasma, *Phys. Fluids*, 8, pp. 286-296, 1965.
- STIX T.H. — The theory of plasma waves, McGraw-Hill Book Company, New York, 1962.
- STURROCK P.A. — Dipole Resonances in a homogeneous plasma in a magnetic field. *Phys. Fluids*, 8, pp. 88-96, 1965.

*
* *

Cette étude a été patronnée par la NATIONAL AERONAUTIC AND SPACE ADMINISTRATION sous contrat NsG-269-62.

PROPAGATION D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES DANS LE MILIEU IONISÉ ENTOURANT UN ENGIN HYPERSONIQUE

PAR

J. DOREY

ONERA, 92-Châtillon-sous-Bagneux, France

1. Introduction

On détermine les caractéristiques des plasmas de rentrée; des problèmes particuliers se posent dans les couches de transition.

On étudie les propagations d'ondes électromagnétiques dans ces plasmas et on cherche les conditions de découplage entre les propagations d'ondes électromagnétiques pures et les propagations d'ondes de charges; on en déduit une condition de l'approximation diélectrique qui est traitée par l'équation de Ginzburg.

Réciproquement, si cette condition de découplage n'est pas réalisée, on cherche s'il existe des zones dans le plasma hypersonique susceptibles de rayonner de l'énergie électromagnétique.

2. Détermination des grandeurs caractéristiques des plasmas de rentrée

On représente schématiquement l'écoulement autour d'un corps de révolution à incidence nulle sur la figure 1.

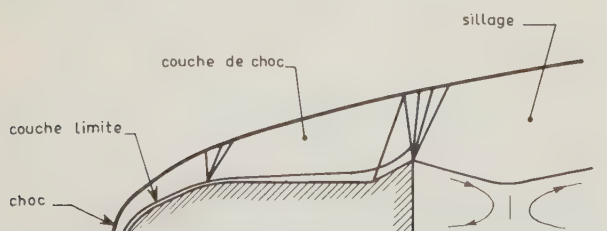
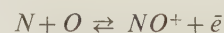


FIG. 1

L'échauffement aérodynamique créé par la compression de l'air dans l'onde de choc, élève l'énergie de translation des molécules N_2 et O_2 , puis l'énergie des niveaux de rotation et vibration; il y a ensuite dissociation des molécules en atomes et ionisation.

Parmi toutes les réactions d'ionisation thermique dans l'air, la plus probable est la suivante :



en raison de la faible énergie nécessaire pour la réaliser. Toutes les réactions s'effectuent dans un milieu en mouvement, il est donc nécessaire d'étudier la cinétique chimique de l'écoulement (en régime permanent ou transitoire); par définition, le nombre d'électrons et d'ions créés par centimètre cube et par seconde est [1 et 2] :

$$I = k_1 n_N n_O - k_2 n_e n_i \quad (1)$$

$$k_1 = 1,2 \cdot 10^{-12} e^{-\frac{32\,000}{T}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$k_2 = 3 \cdot 10^{-3} T^{-3/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}.$$

Le calcul des densités n_N et n_O se fait en utilisant les valeurs k (directe) et k (inverse) de chaque réaction conduisant à la production d'atomes. La solution complète résulte de l'étude d'un système d'équations du premier ordre contenant toutes les densités de chaque type de particules, la pression p et la température T , l'écoulement aérodynamique. Cette méthode a pu être réalisée grâce à l'utilisation de machines dans quelques cas particuliers par HOLT [3].

On peut simplifier le problème dans le cas où une $n^{\text{ème}}$ réaction ne dépend que des $(n-1)$ réactions

précédentes. Cette méthode est actuellement utilisée à l'ONERA ; dans une première phase, on détermine les caractéristiques de l'écoulement (pression, température, vitesse) en assimilant d'abord l'air à un gaz parfait, puis en introduisant les effets de gaz réel dans une deuxième phase, on intègre l'équation (1) sur les filets fluides, précédemment déterminée ; on obtient ainsi les densités et la température cherchées.

On remarque cependant qu'il est nécessaire que l'on ait l'équilibre thermodynamique à une seule température T pour que l'on puisse utiliser les constantes de réaction k .

Si cette hypothèse est vraisemblable pour les particules lourdes (molécules, atomes, ions), elle peut être en défaut pour les électrons par suite des faibles pertes d'énergie internes dans les chocs élastiques : $\bar{e}$ - particules lourdes.

La recherche des causes d'échauffement du gaz électronique montre qu'elles peuvent résulter :

— du chauffage dû à des courants de diffusion dans la couche de choc,

— des chocs photons-électrons, les photons provenant des réactions d'excitation de rotation et de vibration des molécules, des réactions de recombinaison, etc.

On étudie actuellement l'influence de ces phénomènes sur la détermination des caractéristiques du plasma hypersonique ; parallèlement, une série de mesures de la température électronique a été effectuée dans l'azote sur des maquettes hémisphère-cylindre en soufflerie arc (Hot-Shot) ; on trouve ainsi des énergies thermiques des électrons de l'ordre de 3 à 4 eV.

Dans ce qui suit, nous supposons que les densités électroniques et ioniques sont connues, que les vitesses moyennes de tous les types de particules sont identiques et que la température électronique peut différer de celle des neutres.

Dans les couches de transition (onde de choc, couche limite, zones de détente, etc.), les effets de séparation de charges sont importants et donnent lieu à des champs électriques statiques intenses [4, 5] sur des distances de quelques longueurs de Debye ; on peut montrer par des considérations d'ordres de grandeurs sur les équations de mouvement des ions et des électrons, que l'on a sensiblement :

$$\vec{E} \approx - \frac{kT_e}{q} \frac{\vec{\nabla} n_e}{n_e},$$

résultat déduit également par APPLETON [6].

En résumé, dans la majorité de l'écoulement compris entre l'onde de choc et la couche limite, il existe un plasma électriquement neutre et dont les gradients de densité ou de température sont répartis sur des distances de l'ordre des dimensions de gaine de plasma ($>$ quelques cm) ; dans les zones de transition, le plasma n'est pas neutre et les gradients de densité ou de température sont répartis sur quelques longueurs de Debye.

3. Interaction des plasmas et des ondes électromagnétiques

3.1. EQUATIONS DE PERTURBATION

On écrit les équations macroscopiques pour chaque espèce α du plasma

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(n_\alpha v_\alpha) = I_\alpha \quad (2)$$

$$m_\alpha n_\alpha \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_\alpha \nabla \right) v_\alpha = n_\alpha q_\alpha E - \nabla p_\alpha - m_\alpha n_\alpha \sum_\beta v_{\alpha\beta} (v_\alpha - v_\beta) \quad (3)$$

et les équations de Maxwell :

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot E &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot B &= 0 \\ \nabla \wedge B &= \frac{1}{C^2} \frac{\partial E}{\partial t} + \mu j \\ \nabla \wedge E &= - \frac{\partial B}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Après quelques manipulations, on obtient les équations au premier ordre par la méthode classique des perturbations où l'on a posé $X = \bar{x} + x$

$\bar{x}$: valeur moyenne non perturbée,

x : petite perturbation de X :

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla(\bar{n}_\alpha v_\alpha + n \bar{v}_\alpha) = k_1(\bar{n}_N n_0 + \bar{n}_0 n_N) - k_2(\bar{n}_e n_i + \bar{n}_i n_e) \quad (5)$$

$$m_\alpha \bar{n}_\alpha \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}_\alpha \nabla + \sum_\beta v_{\alpha\beta} \right) v_\alpha + (v_\alpha \nabla) \bar{v}_\alpha \right] = \bar{n}_\alpha q_\alpha E + \frac{n_\alpha}{\bar{n}_\alpha} \nabla \bar{p}_\alpha - \nabla p_\alpha + m_\alpha \bar{n}_\alpha \sum_\beta v_{\alpha\beta} v_\beta \quad (6)$$

$$\nabla p_\alpha = \gamma k T_\alpha \nabla n_\alpha \quad (\text{hypothèse adiabatique})$$

$$\left. \begin{aligned} \nabla \wedge E &= \frac{q}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \\ \nabla \cdot B &= 0 \\ \nabla \wedge B &= \frac{1}{C^2} \frac{\partial E}{\partial t} + \mu q [\bar{n}_i v_i + n_i \bar{v}_i - \bar{n}_e v_e - n_e \bar{v}_e] \\ \nabla \wedge E &= - \frac{\partial B}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Les équations (5) à (7) sont pratiquement insolubles et on se limitera à l'étude d'une perturbation portant seulement sur les électrons; on peut alors négliger la vitesse d'entraînement $\vec{v}$ devant la vitesse d'agitation thermique des électrons, on négligera de même la perturbation apportée au terme de source I ; ces hypothèses sont vraisemblables lorsque la fréquence de perturbation ω est supérieure à la fréquence propre ionique :

$$\omega_i = \left(\frac{\bar{n} q^2}{\epsilon_0 m_i} \right)^{1/2}.$$

On a alors en posant :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{kT}{m} \left[\frac{\vec{\nabla} \bar{p}}{\bar{p}} \right], \\ V_s^2 &= \frac{\gamma kT}{m} \quad (V_s : \text{vitesse du son électronique}), \\ \omega_p^2 &= \frac{\bar{n} q^2}{\epsilon_0 m} \quad (\omega_p : \text{fréquence plasma}), \\ \frac{\epsilon}{\epsilon_0} &= 1 + \frac{\omega_p^2}{j\omega(j\omega + \nu)} : \\ (j\omega + \nu) \vec{v} &= -\frac{q\vec{E}}{m} + \frac{n\vec{\nabla}}{\bar{n}} - V_s^2 \frac{\vec{\nabla} \bar{n}}{\bar{n}} \quad (8) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} &= -j\omega \vec{B} \quad (9) \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= -\frac{nq}{\epsilon_0} \quad (10) \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{B} &= \frac{j\omega \vec{E}}{C^2} - \mu q \bar{n} \vec{v}. \quad (11) \end{aligned}$$

3.2. EQUATION DU CHAMP ÉLECTRIQUE. APPROXIMATION DES PLASMAS FROIDS. EQUATION DE GINZBURG

et de (9) et (11), en éliminant $\vec{B}$:

$$\vec{v} = \frac{1}{\mu q \bar{n}} \left[\frac{j\omega \vec{E}}{C^2} + \frac{1}{j\omega} \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} \right]$$

De (8) et (10) en éliminant n :

$$\vec{v} = \frac{\epsilon_0}{q \bar{n} (j\omega + \nu)} [-\omega_p^2 \vec{E} - \alpha \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + V_s^2 \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E})]$$

soit :

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \vec{E} - \frac{C^2}{\omega^2} [\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \Delta \vec{E}] + \frac{1}{j\omega(j\omega + \nu)} [\alpha (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - V_s^2 \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E})] = 0. \quad (12)$$

Les trois premiers termes sont ceux de l'équation de Ginzburg (7) qui n'est valable en toute rigueur que dans les plasmas froids. On peut alors définir une relation linéaire entre le courant $\vec{j}$ et $\vec{E}$:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

où, d'après (8) :

$$\sigma = j\omega(\epsilon - \epsilon_0).$$

L'approximation diélectrique est cependant couramment utilisée dans les problèmes d'interactions ondes-plasmas. Il s'agit donc de déterminer le domaine de validité de cette hypothèse.

3.3. CAS GÉNÉRAL. DOMAINE DE VALIDITÉ DE L'APPROXIMATION DIÉLECTRIQUE. PHÉNOMÈNE DE DÉCOUPLAGE

Pour étudier (12) nous utiliserons une méthode employée par YLDIZ et SILBERG dans les problèmes d'oscillations naturelles de plasma [8].

Posons donc que E est la somme d'un vecteur rotationnel pur $E_\perp$ et d'un vecteur irrotationnel $E_\parallel$:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot E_\perp = 0 \\ \vec{\nabla} \wedge E_\parallel = 0 \end{cases}$$

on en déduit que :

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \wedge E_\perp = -j\omega B_\perp & \vec{\nabla} \cdot B_\perp = 0 \\ B_\parallel = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot E_\parallel = \frac{\rho}{\epsilon_0} \end{cases}$$

Le champ magnétique n'est associé qu'à $E_\perp$, la densité de charge ρ n'est associée qu'à $E_\parallel$. L'équation (12) devient :

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} (E_\perp + E_\parallel) - \frac{C^2}{\omega^2} \vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge E_\perp \\ + \frac{\alpha}{j\omega(j\omega + \nu)} \vec{\nabla} \cdot E_\parallel - \frac{V_s^2}{j\omega(j\omega + \nu)} \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \cdot E_\parallel = 0 \quad (13) \end{aligned}$$

et l'on prend la divergence et le rotationnel de (13) soit :

$$\frac{\nabla \epsilon}{\epsilon_0} \cdot E_\perp + \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0} E_\parallel + \frac{\alpha}{j\omega(j\omega + \nu)} \vec{\nabla} \cdot E_\parallel - \frac{V_s^2}{j\omega(j\omega + \nu)} \Delta E_\parallel \right] = 0 \quad (14)$$

$$\frac{C^2}{\omega^2} \nabla \wedge \left[\frac{\omega^2}{C^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\perp} + \Delta E_{\perp} \right] + \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon_0} \wedge E_{\parallel} + \frac{\Delta \cdot E_{\parallel}}{j\omega(j\omega + \nu)} \wedge [\alpha + \nabla V_s^2] + \frac{\nabla \cdot E_{\parallel}}{j\omega(j\omega + \nu)} \nabla \wedge \alpha = 0. \quad (15)$$

Les équations (14) et (15) montrent que $E_{\perp}$ et $E_{\parallel}$ sont couplés par les termes de gradients de densité ou de température; dans un plasma à propriétés constantes on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_{\parallel} - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \frac{j\omega(j\omega + \nu)}{V_s^2} E_{\parallel} = 0 \\ \Delta E_{\perp} + \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\perp} = 0 \\ \nabla \wedge E_{\parallel} = 0 \quad \nabla \cdot E_{\perp} = 0. \end{array} \right. \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta E_{\perp} + \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\perp} = 0 \\ \nabla \wedge E_{\parallel} = 0 \quad \nabla \cdot E_{\perp} = 0. \end{array} \right. \quad (17)$$

Dans ce cas $E_{\parallel}$ et $E_{\perp}$ représentent les parties longitudinales et transversales du champ électrique E . Ces deux modes peuvent exister *indépendamment* l'un de l'autre et se propagent avec les nombres d'ondes :

$$\left. \begin{array}{l} k_{\parallel} = \frac{\omega}{V_s} \left[\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \left(1 - j \frac{\nu}{\omega} \right) \right]^{1/2} \\ k_{\perp} = \frac{\omega}{C} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \end{array} \right\} \quad (18)$$

$$\text{Si } \varepsilon \neq 0, \quad \frac{k_{\perp}}{k_{\parallel}} \neq \frac{V_s}{C} \ll 1.$$

Pour discuter le cas où les équations (14) et (15) sont couplées, on va introduire une analyse dimensionnelle de chaque opérateur ∇ :

$$\begin{array}{l} \nabla \cdot \varepsilon \longrightarrow \frac{\varepsilon}{L} \\ \alpha \longrightarrow \frac{V_s^2}{L} \end{array}$$

L étant la longueur caractéristique de variation de la densité.

Equation (14)' :

$$\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon_0} \cdot E_{\perp} \longrightarrow \frac{E}{\varepsilon_0 L} E_{\perp} \longrightarrow E_{\perp}$$

$$\nabla \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \cdot E_{\parallel} \longrightarrow \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0 L} E_{\parallel}, \quad \frac{\varepsilon k_{\parallel}}{\varepsilon_0} E_{\parallel} \rightarrow E_{\parallel}, \quad k_{\parallel} L E_{\parallel}$$

$$\nabla \frac{\alpha}{j\omega(j\omega + \nu)} k_{\parallel} E_{\parallel} \longrightarrow \frac{V_s^2 k_{\parallel}}{L^2 \omega^2} E_{\parallel}, \quad \frac{V_s^2}{L \omega^2} k_{\parallel}^2 E_{\parallel} \rightarrow \frac{E_{\parallel}}{k_{\parallel} L}, \quad E_{\parallel}$$

$$\nabla \frac{V_s^2}{j\omega(j\omega + \nu)} \Delta E_{\parallel} \longrightarrow \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0 L} E_{\parallel}, \quad \frac{\varepsilon k_{\parallel}}{\varepsilon_0} E_{\parallel} \rightarrow E_{\parallel}, \quad k_{\parallel} L E_{\parallel}$$

Equation (15)' :

$$\begin{array}{l} \nabla \wedge \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E_{\perp}, \quad \nabla \wedge \left[\frac{C^2}{\omega^2} \Delta E_{\perp} \right] \longrightarrow \frac{\varepsilon}{L \varepsilon_0} E_{\perp}, \quad \frac{\varepsilon k_{\perp}}{\varepsilon_0} E_{\perp} \\ \longrightarrow E_{\perp}, \quad k_{\perp} L E_{\perp} \end{array}$$

$$\frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon_0} \wedge E_{\parallel} \longrightarrow \frac{\varepsilon}{L \varepsilon_0} E_{\parallel} \longrightarrow E_{\parallel}$$

$$\frac{V_s^2 \Delta E_{\parallel}}{j\omega(j\omega + \nu)} \wedge \left[\alpha + \frac{\nabla V_s^2}{V_s^2} \right] \longrightarrow \frac{\varepsilon}{L \varepsilon_0} E_{\parallel} \longrightarrow E_{\parallel}$$

$$\begin{array}{l} \frac{\nabla \cdot E_{\parallel}}{j\omega(j\omega + \nu)} \nabla \wedge \alpha \longrightarrow \frac{k_{\parallel} E_{\parallel} V_s^2}{j\omega(j\omega + \nu)} \\ \approx k_{\parallel} E_{\parallel} \frac{\nabla T}{T} \wedge \frac{\nabla n}{n} V_s^2 \longrightarrow \frac{E_{\parallel}}{k_{\parallel} L} x \end{array}$$

où tous les termes de droite sont obtenus après multiplication par $L \varepsilon_0 / \varepsilon$; on a utilisé également l'identité $V_s k_{\parallel} \neq C k_{\perp} x = 0$ si $\nabla \wedge \alpha = 0$.

Examinons le cas où $k_{\parallel} L \gg 1$.

L'équation aux dimensions (15)' peut être réduite à la somme de ses trois premiers termes, l'équation (14)' indique que la solution $E_{\parallel}$ est pratiquement indépendante de la partie de $E_{\perp}$ qui est parallèle au vecteur $\nabla \varepsilon$.

En regroupant les facteurs importants de (15)' on retrouve les termes qui proviennent de l'équation de Ginzburg. En effectuant la même opération dans (14)', les termes importants proviennent de l'application du vecteur $\vec{\nabla}$ à $\vec{E}_{\parallel}$ et non de l'application de ∇ aux gradients de densité ou de température, ce qui indique que la solution de $E_{\parallel}$ peut être obtenue par l'approximation optique (on retrouve le résultat que les gradients sont peu importants lorsque la longueur d'onde $1/k$ est très petite devant la longueur caractéristique de variation L).

En résumé la condition $k_{\parallel} L \gg 1$ est une condition de découplage de deux modes :

1° un mode électromagnétique pur qui résulte de l'approximation diélectrique et donné par l'équation :

$$\Delta E - \nabla \cdot \nabla \cdot E + \frac{\omega^2}{C^2} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E = 0$$

avec : $\nabla \cdot \epsilon E = 0$

2° un mode électrique pur donné par l'équation :

$$\Delta E_{\parallel} - \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\nabla n}{n} + \frac{\nabla T}{T} \right) \nabla \cdot E_{\parallel} - \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \frac{j\omega(j\omega + \nu)}{V_s^2} E_{\parallel} = 0$$

avec : $\nabla \wedge E_{\parallel} = 0$.

L'approximation optique est applicable aux deux modes si l'on a également $k_{\perp} L \gg 1$; d'après (18) cette condition d'approximation optique du mode électromagnétique est également une condition de découplage.

3.4. APPLICATION DES RAISONNEMENTS AU RAYONNEMENT RADIOÉLECTRIQUE D'UNE COUCHE DE PLASMA A FORTS GRADIENTS DE DENSITÉ OU DE TEMPÉRATURE

TIDMAN [9], en particulier, a montré que dans une onde de choc, le champ électrique intense créé par la diffusion des électrons induit des mouvements oscillatoires de charges à une fréquence voisine de la fréquence plasma; or, dans de telles zones :

$$L \neq \lambda_D$$

et

$$k_{\parallel} \neq \frac{1}{\lambda_D} \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - \frac{j\omega\nu}{\omega_p^2} \right]^{1/2}.$$

Si $\nu < \omega_p$, la condition $k_{\parallel} L \gg 1$ n'est donc pas réalisée et il y a transformation mutuelle du mode électromagnétique et du mode électrique.

Comme il existe de telles zones où $k_{\parallel} L \ll 1$ dans un plasma hypersonique, ce plasma rayonne de l'énergie électromagnétique et d'autant mieux que ω est voisin de ω_p .

Si $\nu > \omega_p$, la condition $k_{\parallel} L < 1$ n'est réalisée qu'à des fréquences inférieures à ω_p et la condition de rayonnement devient alors $L/\lambda_D < 1$.

En résumé :

si $\nu/\omega_p \ll 1$, le spectre d'émission peut présenter un maximum à $\omega = \omega_p$;

si $\nu/\omega_p \gg 1$, le spectre d'émission doit se déplacer vers les fréquences inférieures à ω_p .

Les expériences tentées à l'ONERA pour étudier ces phénomènes ont porté sur des essais de jets de plasma, en laboratoire, et sur des expériences en vol réel d'engins BERENICE ($M \approx 12$ à 13).

Dans ces deux types d'expériences, il a été détecté des émissions électromagnétiques trop intenses pour résulter d'une émission de Bremstrahlung mais trop faibles pour que le spectre ait pu être relevé. Nous pensons que les prochaines expériences qui vont être

réalisées apporteront des éléments nouveaux à la connaissance de ce problème.

4. Conclusion

On a déterminé les caractéristiques du plasma hypersonique; on constate que, dans la majorité de l'écoulement, le milieu est neutre et que les gradients de densité ou de température ont lieu sur des distances caractéristiques de quelques centimètres; dans les zones de transition, il existe de forts gradients sur des distances de quelques longueurs de Debye.

L'analyse dimensionnelle de l'équation du champ d'une onde électromagnétique indique une condition de découplage entre deux modes électromagnétique et électrique.

Cette condition est approximativement :

$$\frac{L}{\lambda_D} \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - \frac{j\omega\nu}{\omega_p^2} \right]^{1/2} \gg 1.$$

Elle est donc toujours réalisée dans la majorité de l'écoulement où $L \gg \lambda_D$ (sauf pour $\omega = \omega_p$ $\nu \ll \omega_p$).

Elle peut ne pas être réalisée dans les zones de transition (onde de choc, couche limite, sillage...) et, dans ce cas, le plasma peut rayonner de l'énergie sous forme électromagnétique.

L'application de ces raisonnements au rayonnement d'une antenne en contact avec des zones à forts gradients doit permettre de mieux comprendre les observations expérimentales.

* * *

L'auteur tient à remercier M. ALAIS dont les suggestions ont contribué à réaliser cette note.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BORTNER. Dynamics of Manned lifting Planetary entry Scala. Harrison. Rogers (New York).
- [2] LIN-TEARE. *The physics of fluids*. Mars 1963, vol. 3, n° 3.
- [3] HOLT. Séminaire Institut Henri-Poincaré. Décembre 1964.
- [4] COMPARD. Election diffusion across a discontinuity. Master Thesis, Pol. Inst. of Brooklyn, juin 63.
- [5] JAFFRIN. Shock Structure in partially ionized gas. MIT, octobre 1964. — Structure of a plasma shock wave. *The Physics of fluids*, oct. 1964, vol. 7, n° 10.
- [6] APPLETON-BRAY. The conservation equations for a non-equilibrium plasma. *Jl Fluid Mech.*, 1964, vol. 20, n° 4.
- [7] GINZBURG. Propagation of electromagnetic waves in plasma North Holland Publishing Company, Amsterdam.
- [8] YLDIZ-SILBERG. Natural oscillations of a Bounded plasma. *The Physics of Fluids*, janv. 1964, vol. 7, n° 1.
- [9] TIDMAN. Radio emission by elections from shock waves. *The Physics of Fluids*, sept. 1962, vol. 5, n° 9.

EFFETS DE L'IONISATION FRONTALE SUR LA TRANSMISSION PENDANT LE VOL ELDO SLV ⁽¹⁾

PAR

O. CUNSOLO et A. GILARDINI
SELENIA SpA, Rome (Italie)

1. Position du problème

Cette étude a pour but d'évaluer les effets que produit l'onde de choc située à l'avant du véhicule ELDO sur la transmission et la réception des signaux électromagnétiques des installations de télémesure portées par le véhicule. Comme nous n'avons pour but que d'obtenir des données préliminaires sur l'ordre de grandeur de ces effets, nous avons surtout cherché à simplifier au maximum l'évaluation du champ aérodynamique et l'analyse de l'ionisation et de la transmission ; nous avons pour cela appliqué tous les développements théoriques existants et adapté les calculs détaillés disponibles dans la littérature, relatifs à des cas semblables.

Même dans ce cadre, la quantité totale des calculs nécessaires à chaque cas particulier de vol et de transmission reste très grande. Nous avons donc cherché quelles étaient les conditions les plus défavorables pour la transmission, de manière à n'effectuer les calculs que dans les cas qui leur correspondent.

Les effets électromagnétiques sont déterminés par le rapport f_p/f local ⁽²⁾ ; ils croissent en général avec ce rapport (du moins si $f_p/f < 1$). La situation la plus défavorable correspond donc au rapport f_p/f maximal. Cette situation a lieu à la fin du vol du premier étage et est relative aux transmissions de télémesure à 136 MHz du satellite et du troisième étage. Les antennes servant à ces transmissions sont les plus proches du nez et opèrent à la fréquence minimale de télémesure.

Pour déterminer l'altitude d'ionisation maximale nous avons utilisé les courbes d'égale densité électronique de HUBER [1] qui sont reportées aux figures 1 et 2 sur des graphiques représentant l'altitude en fonction de la vitesse dans deux cas d'écoulement de gaz réel : onde de choc normale et sillage lointain gelé non visqueux derrière une onde de choc normale. Il est bien évident que ces conditions sont définies indépendamment de tout corps volant particulier, mais elles constituent néanmoins une bonne approximation du champ d'écoulement réel autour d'un véhicule dans les zones situées à l'avant du nez et très loin en arrière. Sur les figures 1 et 2, nous avons aussi marqué la forme de la trajectoire nominale du véhicule ELDO (trajectoire polaire de 550 km). Dans les deux cas, tant que l'on s'intéresse aux densités électroniques totales, il apparaît clairement que les conditions les plus défavorables se présentent à la fin du vol du premier étage.

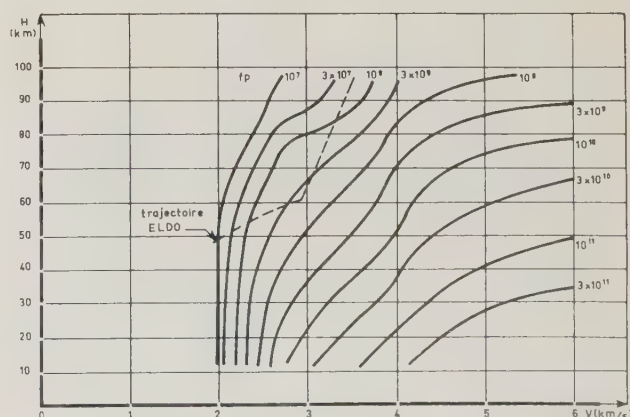


FIG. 1.

⁽¹⁾ Cette étude a été effectuée par SELENIA SpA, Rome (Italie), pour le compte du secrétariat de ELDO.

⁽²⁾ f_p : fréquence de plasma ; f : fréquence de signal à transmettre.

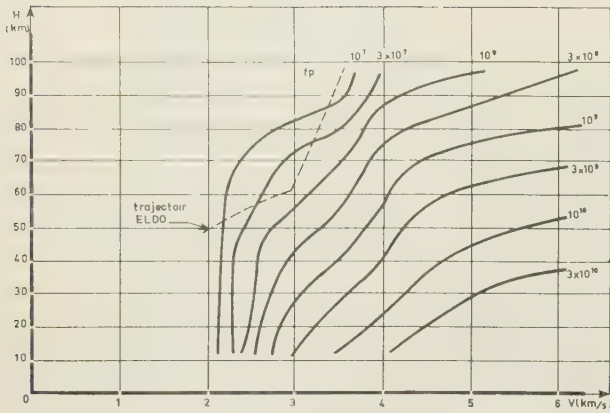


FIG. 2.

Pour les raisons qui suivent, il faut examiner séparément le satellite et le troisième étage de télémesure. Les antennes du satellite sont les plus proches du nez mais les carénages frontaux les isolent de l'entourage ionisé, tandis qu'au lieu d'être situées près du nez, celles du troisième étage émergent du corps du véhicule et peuvent engendrer un accroissement de l'ionisation locale qui dépend de leur forme et de la puissance qu'elles transmettent. Cependant, nous ne présentons ici que la partie de cette étude relative au satellite car c'est la seule qui ait été achevée.

Pour effectuer l'étude détaillée des effets de l'ionisation frontale sur la télémesure du satellite, basée sur la discussion précédente, nous adoptons les données numériques suivantes :

- altitude du véhicule : $H = 62,5 \text{ km}$
- vitesse du véhicule : $V_{\infty} = 3\,000 \text{ m/s}$
- forme du véhicule : nez sphérique (diamètre $D = 1,20 \text{ m}$) et corps cylindrique (diamètre $2,00 \text{ m}$) reliés par un tronc de cône de demi-angle au sommet 20° (fig. 3).
- distance de l'antenne au nez, mesurée le long de l'axe : $x = 3 \text{ m}$
- fréquence du signal : 136 MHz

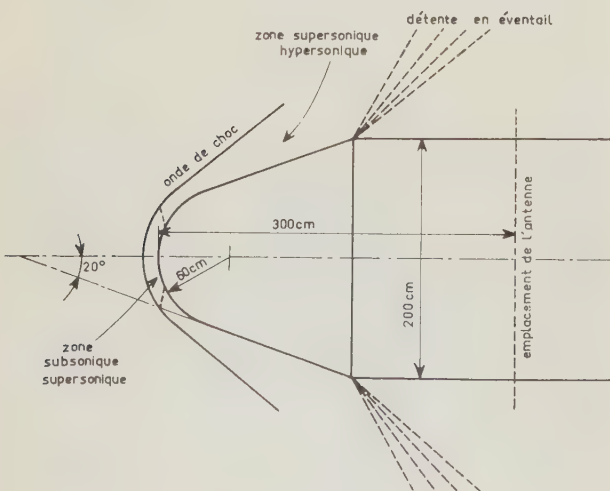


FIG. 3.

Autour du corps se forment les ondes suivantes :

- 1) une onde de choc décollée située en avant,
- 2) une onde de détente à l'intersection de la sphère et du cône,
- 3) une onde de détente en éventail à la transition cône - cylindre.

Les calculs ont été, par conséquent, décomposés comme suit :

- 1) champ d'écoulement en avant du nez (zone subsonique - supersonique située en avant),
- 2) champ aérothermodynamique sur l'arrière de la sphère, sur le cône et sur le cylindre (zone supersonique - hypersonique), jusqu'à une distance $x = 3 \text{ m}$ du nez,
- 3) variation radiale de l'ionisation et fréquence des collisions électroniques à l'emplacement de l'antenne,
- 4) transmission des ondes électromagnétiques à travers une tranche de plasma de forme simple, équivalant, dans des limites raisonnables, à la zone ionisée entourant l'antenne.

Il est intéressant de remarquer que le passage du premier groupe de calculs au quatrième s'effectue en diminuant progressivement l'exactitude de la représentation du phénomène physique réel. Ce classement a été effectué sur la base de considérations évidentes concernant les effets de chaque source d'erreurs sur le résultat final.

2. Calcul du champ d'écoulement en avant du nez

La suite des calculs se résume de la manière suivante :

- a) définition préliminaire de la forme de l'onde de choc,
- b) calcul de l'état du milieu en arrière de l'onde de choc ainsi définie,
- c) compte tenu des conditions initiales précédentes et à l'aide d'un calculateur numérique, résolution du système d'équations donnant le champ aérodynamique entre l'onde de choc et le corps,
- d) tracé de la forme du corps résultant de la forme supposée de l'onde de choc,
- e) correction des paramètres qui définissent l'onde de choc, à l'aide de la différence entre la forme du corps calculée et sa forme réelle,
- f) itérations successives jusqu'à ce que cette différence soit négligeable.

Nous avons pris pour définir l'onde de choc l'équation de départ suivante :

$$R = R_0 + A \sin^2 \theta + B \sin^4 \theta$$

3. Evaluation du champ d'écoulement à l'arrière de la sphère, sur le cône et sur le cylindre

Les calculs précédents n'ont porté que sur la gamme de 0 à 0,6 radian à cause des difficultés de l'évaluation numérique. En dehors de cet intervalle, la forme de l'onde de choc a été calculée en extrapolant la courbure $1/R$ jusqu'à la valeur zéro pour $\theta = 66,8^\circ$ qui, selon les tables du MIT * [3], est la valeur limite de θ pour un cône de demi-angle au sommet de 20° . La figure 7 montre la forme d'onde de choc qui en résulte.

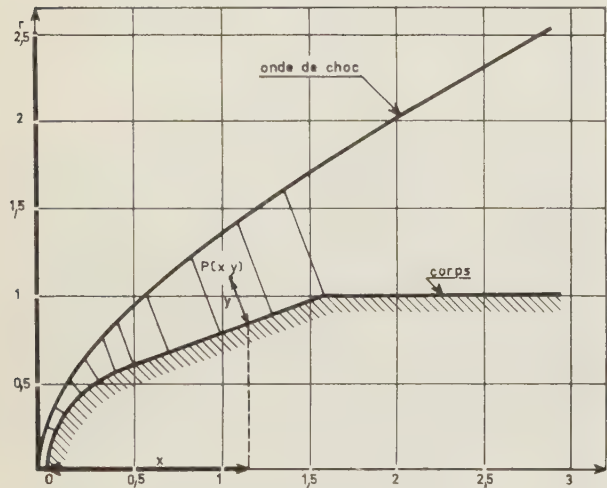


FIG. 7.

La même figure montre aussi le système de coordonnées utilisé dans cette région : x est l'abscisse d'un point du corps, mesurée le long de l'axe du nez ; nous prenons cette abscisse comme première coordonnée de tous les points de l'espace situés sur une même normale au corps ; la seconde coordonnée est y , distance d'un point de l'espace à la surface du corps.

Nous avons calculé les grandeurs thermodynamiques à l'aide des relations usuelles des ondes de choc pour deux valeurs de l'exposant d'isentropie : $\gamma = 1,13007$ et $\gamma = 1,4$. Les courbes correspondantes se raccordent pour la pression P_s , comme le montre la figure 8.

Nous avons évalué la pression à l'arrière de la sphère suivant la méthode de LEES et KUBOTA [4] : l'écoulement de Prandtl-Mayer se raccorde de manière continue aux résultats du calculateur numérique, donnés à la figure 6. On s'approche alors de la valeur asymptotique donnée pour le cône par les tables du MIT.

Tant que nous nous occupons de la partie cylindrique du corps, nous nous servons encore de la méthode de Prandtl-Mayer pour évaluer l'écoulement autour du raccordement cône-cylindre. De là se déduit la pression le long du cylindre, qui est voisine de celle prévue par la théorie de l'onde de choc [2] ; la pression P_b le long du corps est aussi représentée sur la figure 8.

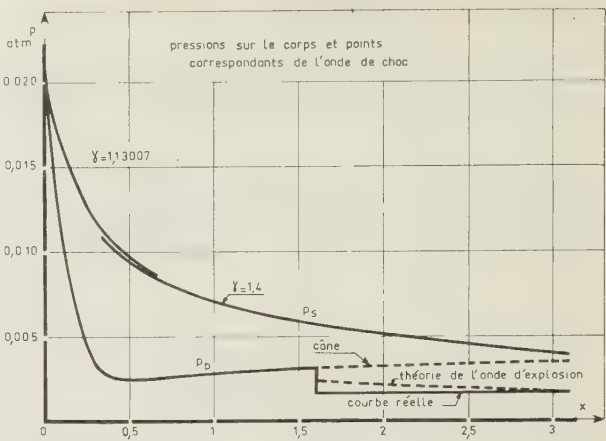


FIG. 8.

Nous avons évalué la densité ρ_b le long du corps à l'aide de la relation :

$$\rho_b/\rho_1 = (P_b/P_1)^\gamma$$

où $\gamma = 1,13007$, car la température du corps est toujours supérieure à $2\,000\text{ }^\circ\text{K}$; P_1 et ρ_1 à la surface du corps, sont les valeurs finales données par le calculateur numérique.

EVANS et HUBER [5] ont fourni des données sur les distributions de la pression et de l'entropie à la traversée d'une onde de choc, normalisées aux valeurs sur le corps et sur l'onde de choc, de manière à ne pas ressentir les effets de gaz réel sur de grandes distances pendant le vol hypersonique. En utilisant ces données convenablement adaptées au cas présent et les valeurs de la pression sur le corps et sur l'onde de choc données par la figure 8, nous avons pu évaluer la distribution de la pression sur onze normales au corps jusqu'à $x = 1,6\text{ m}$ (extrémité du cône). La figure 9 montre ce résultat.

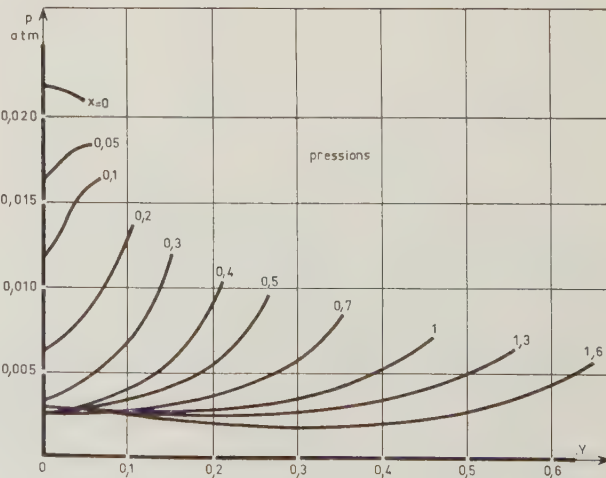


FIG. 9.

* Massachusetts Institute of Technology

Ayant procédé de la même façon pour l'entropie, nous avons pu calculer la distribution de densité ρ à l'aide de la formule :

$$\ln \frac{\rho}{\rho_b} = \frac{\gamma-1}{Z\gamma} \sigma + \frac{1}{\gamma} \ln \frac{P}{P_b} \quad (7)$$

Nous avons effectué deux fois ces calculs : la première fois en supposant $\gamma = 1,13007$ et $Z = 1,105$ et la seconde fois avec $\gamma = 1,4$ et $Z = 1$; les deux ensembles de courbes qui en résultent se raccordent comme pour la pression.

En utilisant la relation :

$$T = \frac{T_0}{Z} \frac{P}{\rho} \quad , \quad (8)$$

nous avons pu déterminer la variation de la température.

Tous les calculs qui précèdent fournissent des données sur le champ d'écoulement thermodynamique jusqu'à $x = 1,6$ m. Comme l'antenne est située à $x = 3$ m, il faut étendre les calculs jusqu'à cette valeur. Pour cette raison, nous avons évalué la première et la dernière des lignes caractéristiques de la détente, en éventail autour du raccord cône-cylindre (fig. 10).

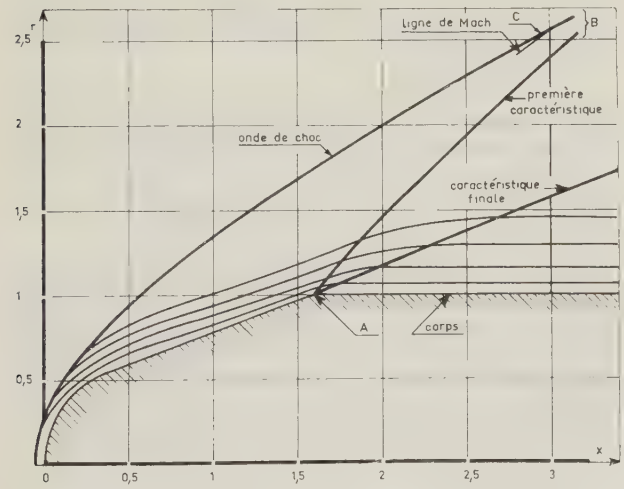


FIG. 10.

Pour $x = 3$ m, dans la région extérieure ($Y > 1,4$ m), les distributions de pression et de densité se calculent comme nous l'avons décrit plus haut pour le cône. Près du cône, on calcule la pression selon la méthode de l'onde de choc, à l'aide de la valeur sur le corps donnée par la figure 8 ; on calcule la densité en appliquant la relation d'isentropie le long des quatre lignes de courant que montre la figure 10, dont le tracé est basé sur le théorème de continuité, jusqu'à la ligne AB et, en arrière de cette ligne, sur la théorie de la détente autour d'un coin. Les courbes se rejoignent à $Y = 1,4$ m, fournissant les profils

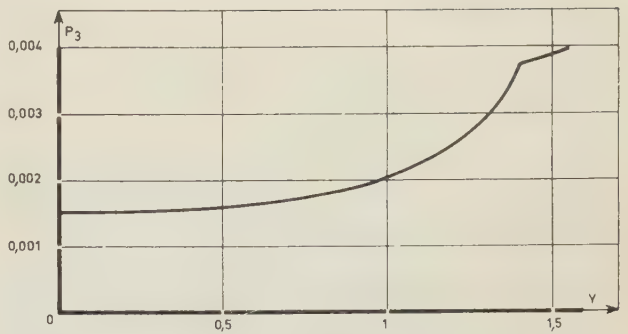


FIG. 11.

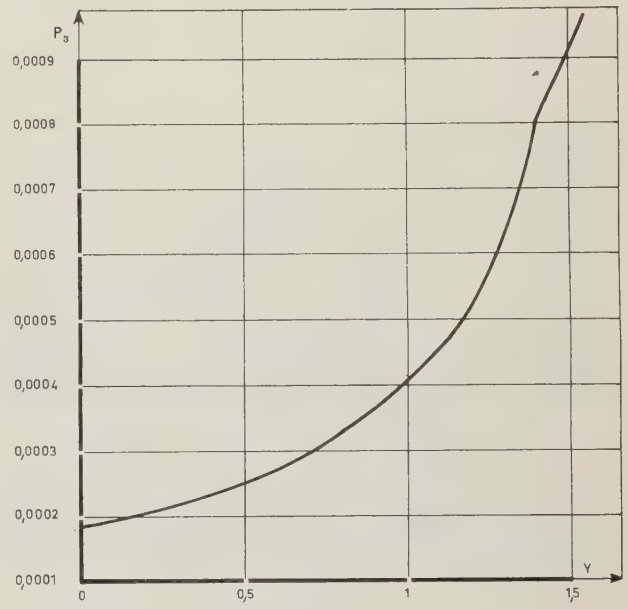


FIG. 12.

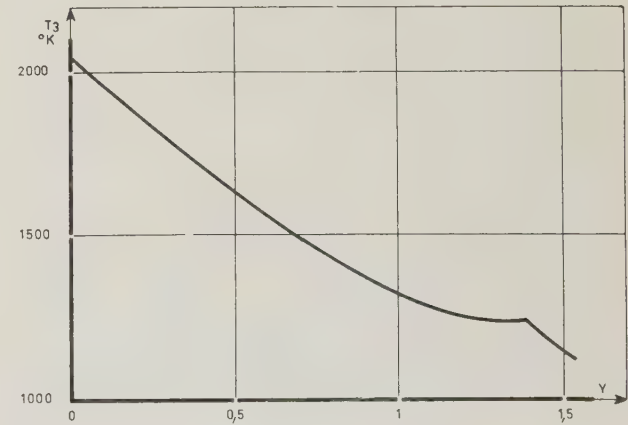


FIG. 13.

$P_3(Y)$ et $\rho_3(Y)$ montrés sur les figures 11 et 12 (la densité est rapportée aux conditions normales).
L'équation d'état fournit ensuite la distribution de température $T_3(Y)$ indiquée par la figure 13.

4. Profils d'ionisation

Pour calculer les densités électroniques, nous avons fait les hypothèses suivantes :

- 1) Les ions de l'air sont gelés sur l'onde de choc,
- 2) Dans toute la zone d'écoulement l'air est en équilibre chimique et thermique.

Nous justifions la première hypothèse de la manière qui suit. Les électrons disparaissent par attachement ou par recombinaison. Dans l'air à la température du laboratoire et avec la densité électronique des conditions de vol, le principal processus de disparition des électrons est l'attachement à l'oxygène moléculaire ou atomique. Comme les énergies de liaison de O_2^- et O^- ne sont respectivement que 0,5 et 1,5 eV environ, aux températures supérieures à 1 500 °K, les taux d'attachement et de détachement sont tels que l'on peut négliger les concentrations des ions O_2^- et O^- devant la concentration électronique. Dans l'écoulement aérodynamique que nous étudions, l'attachement ne peut donc pas être un facteur important de disparition des électrons. Les observations de SUDGEN sur les flammes [6] et les mesures de SAYER sur les décharges gazeuses [7] indiquent, pour des températures de 2 000 °K à 2 500 °K, des coefficients de recombinaison dissociative de 10^{-7} à 2×10^{-7} cm³/s pour les ions NO^+ , N_2^+ , O_2^+ . Or la densité maximale dans l'onde de choc ne dépasse pas 5×10^8 cm⁻³, par conséquent la constante de temps de recombinaison est d'au moins 10 ms ; l'écoulement depuis le nez jusqu'à $x = 3$ m ne dure que 1 à 2 ms, nous pouvons donc considérer la recombinaison comme un processus lent, ce qui justifie l'hypothèse que les ions sont gelés.

L'état chimique et thermique de l'air pourrait être déterminé avec une bonne approximation en utilisant des conditions bien définies de gel en aval. Cela peut se faire en prenant, le long de chaque ligne de courant, des pressions identiques à celles calculées précédemment pour un fluide non visqueux en équilibre, et des températures calculées en considérant que le taux de dissociation est fini sur la première partie de chaque ligne de courant et qu'il y a équilibre chimique sur la partie restante. Des calculs effectués le long de ces lignes par EVANS et HUBER [5] ont montré que l'hypothèse de températures gelées en aval donne un résultat voisin de celui fourni par des calculs dans lesquels on suppose un équilibre complet. En adaptant leurs résultats, nous avons trouvé qu'à $x = 3$ m, les températures gelées en aval sont seulement un peu plus élevées que les températures d'équilibre complet ; nous justifions ainsi l'utilisation de ces valeurs dans nos calculs de densité électronique.

On peut alors calculer la densité électronique $n(Y)$ à $x = 3$ m par la formule :

$$n = n_0 \alpha(\rho_i, T_i) \frac{P_3}{T_3/T_0} \quad (9)$$

Dans cette expression n_0 est le nombre de Losch-

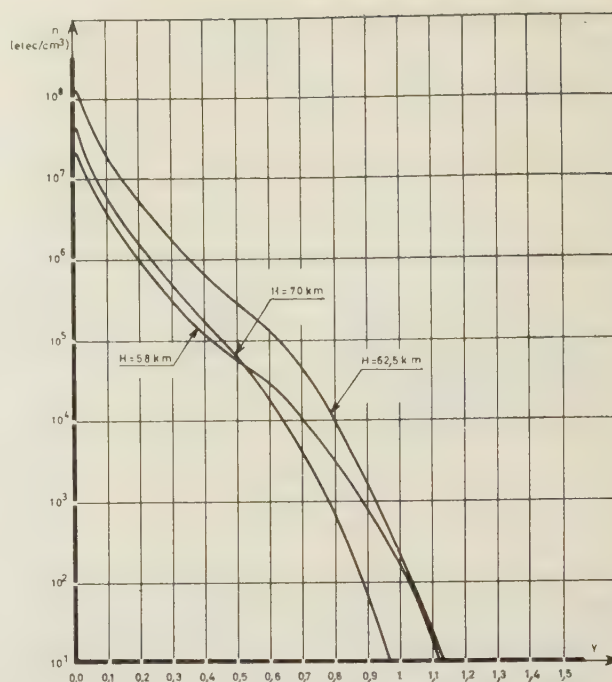


FIG. 14.

midt ; $\alpha(\rho, T)$ est la proportion moléculaire des électrons dus à l'ionisation thermique, c'est une fonction connue de la densité et de la température [1] ; ρ_i et T_i sont la densité et la température du point de l'onde de choc correspondant à chaque ligne de courant ; elles peuvent être aisément calculées en fonction de Y puisque le champ aérodynamique est complètement connu.

Le profil de densité qui en résulte est indiqué sur la figure 14. Nous avons tenu compte d'une correction de couche limite en utilisant les données de HUBER [5] convenablement adaptées, et en supposant que l'épaisseur de la couche limite est proportionnelle à la racine carrée du nombre de Reynold local.

Sur la figure 14, nous avons aussi indiqué les profils de densité électronique à deux autres altitudes situées avant et après la fin du vol du premier étage. Ces profils, obtenus simplement d'après les calculs précédents, sont moins précis, mais ils sont importants car ils confirment le fait que les densités électroniques sont les plus élevées à la fin du vol du premier étage.

5. Transmission électromagnétique

Le problème est ici de calculer la transmission d'ondes électromagnétiques planes, d'incidence quelconque, à travers une tranche de plasma inhomogène parallèle à un plan. On suppose la géométrie plane pour donner au problème une forme pratique en vue de la résolution théorique.

Un bon nombre d'auteurs ont étudié l'effet de la variation de la densité électronique sur la propagation des ondes d'incidence normale, le long d'une perpendiculaire à la tranche de plasma ; il n'existe cependant de solution analytique que si la distribution d'électrons est simple. L'approximation de W.K.B. donne de

bons résultats, avec des distributions d'électrons et des incidences arbitraires, mais elle n'est valable que si les propriétés du plasma ne varient pas beaucoup sur une longueur d'onde, ce qui n'est pas notre cas.

Pour cette raison, nous avons remplacé la tranche inhomogène par une tranche homogène comprenant le même nombre total d'électrons et de densité égale à la densité maximale de la tranche réelle. Cette simplification est assez raisonnable car BACHYNSKY et GRAF [8] ont montré que, lorsqu'on calcule les amplitudes des ondes transmise et réfléchiée pour un nombre d'électrons donné et différentes distributions, les résultats sont toujours sensiblement les mêmes ; ils dépendent donc peu de la variation réelle de la densité électronique. Cette conclusion est particulièrement bien vérifiée quand l'épaisseur de la tranche est beaucoup plus petite que la longueur d'onde, ce qui est notre cas.

Nous avons trouvé les formules donnant les coefficients de transmission et de réflexion dans le cas d'une incidence oblique et avec les deux types de conditions aux limites correspondant à une tranche de plasma en espace libre et à une tranche de plasma limitée par un plan métallique. Dans ce dernier cas, nous avons défini la transmission en supposant qu'à la frontière métallique plane était localisée une antenne réceptrice dont la puissance reçue était déterminée par l'intensité des courants dans ce plan.

Dans les deux cas, la formule suivante donne, en décibels et en fonction de l'incidence θ , la perte de puissance due à une gaine de plasma uniforme et d'épaisseur d

$$L = 20 \lg |I| = 20 \lg \left| Ch \left(C \frac{2\pi d}{\lambda_0} \right) + \zeta Sh \left(C \frac{2\pi d}{\lambda_0} \right) \right| \quad (10)$$

où :

$$C = \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + j \left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

$$a = k_r - \sin^2 \theta \quad (12)$$

$$c = \sqrt{|k|^2 - 2k_r \sin^2 \theta + \sin^4 \theta} \quad (13)$$

$$k = k_r - jk_i = 1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \frac{1}{1 + (v/2\pi f)^2} - j \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \frac{(v/2\pi f)}{1 + (v/2\pi f)^2} \quad (14)$$

λ_0 désigne la longueur d'onde en espace libre, k la permittivité complexe du plasma et v la fréquence des collisions électroniques, supposée constante dans le plasma.

Le paramètre ζ diffère suivant le type de limite du plasma et de polarisation de l'onde électromagnétique (parallèle ou perpendiculaire au plan d'incidence) ; on a obtenu les expressions suivantes :

a) tranche isolée :

$$\zeta_{\parallel} = \frac{1}{2c \cos \theta} \left[\left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c + \sin^2 \theta) \left(\frac{c}{|k|^2} + \cos^2 \theta \right) + j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c - \sin^2 \theta) \left(\frac{c}{|k|^2} - \cos^2 \theta \right) \right] \quad (15)$$

$$\zeta_{\perp} = \frac{1}{2c \cos \theta} \left[\left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c + \cos^2 \theta) - j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c - \cos^2 \theta) \right] \quad (16)$$

b) tranche reliée à la masse :

$$\zeta_{\parallel} = \frac{1}{|k|^2 \cos \theta} \left[\left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c + \sin^2 \theta) + j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c - \sin^2 \theta) \right] \quad (17)$$

$$\zeta_{\perp} = \frac{\cos \theta}{c} \left[\left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (18)$$

Nous avons fait des calculs numériques dans les différents cas pouvant nous intéresser. Par exemple, sur la figure 15, la perte de signal calculée est représentée en fonction de l'angle d'incidence dans le cas d'une tranche de plasma en espace libre possédant un nombre total d'électrons égal à celui de la distribution tracée sur la figure 14 et pour $H = 62,5$ km.

A l'aide de la température et de la densité précédemment calculées, nous avons pris une fréquence de collisions de $1,8 \times 10^8$ Hz (près du corps, la tem-

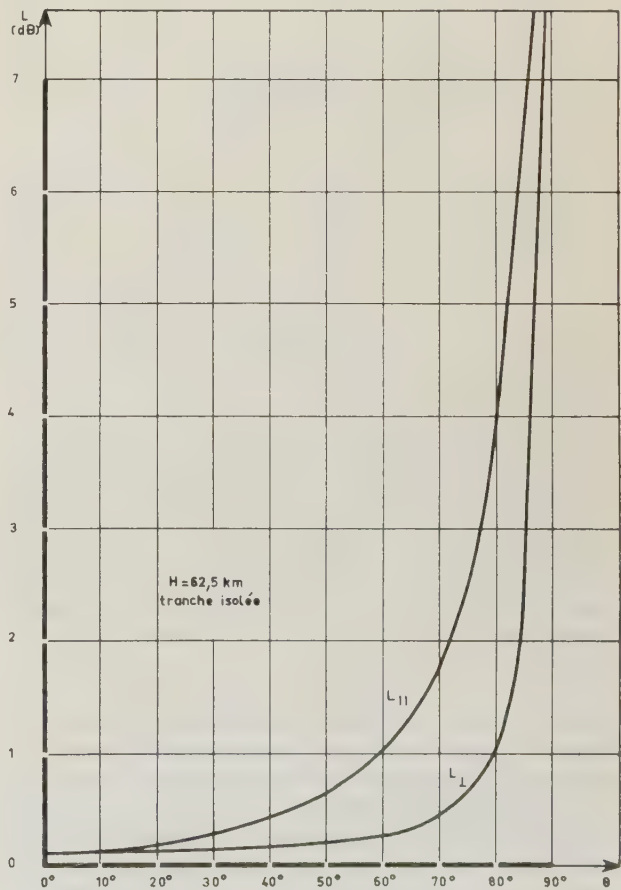


FIG. 15.

pérature et la densité changent, mais de manière à maintenir la fréquence de collisions pratiquement constante).

En considérant cette figure et d'autres diagrammes analogues, il apparaît que la perte de signal relative à la télémésure du satellite est très faible, sauf à l'incidence rasante. Comme la fréquence du signal (136 MHz) est supérieure à la fréquence maximale de plasma calculée dans les conditions les plus défavorables, nous pouvons négliger la possibilité de pertes fortes et anormales dues soit à l'excitation d'ondes de plasma de surface [9] quittant l'antenne en se propageant le long de la couche ionisée, soit à l'excitation de résonances de TONKS-DATTNER [10] dans la couche elle-même.

Quand à l'avant de l'antenne réceptrice se trouve une tranche de plasma isolée, la température de bruit à l'emplacement de cette antenne est donnée en fonction de la température T_3 dans la tranche par la formule suivante :

$$T_n = T_1 + [1 - |I|^2(1 + |\Gamma|^2)](T_3 - T_1) \tag{19}$$

où T_1 est la température ambiante et Γ a la valeur donnée ci-après pour chacune des polarisations :

$$\Gamma_{\parallel} = \frac{1}{2c \cos \theta} \left[\left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c + \sin^2 \theta) \left(\frac{c}{|k|^2} - \cos^2 \theta \right) + j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c - \sin^2 \theta) \left(\frac{c}{|k|^2} + \cos^2 \theta \right) \right] \tag{20}$$

$$\Gamma_{\perp} = \frac{1}{2c \cos \theta} \left[- \left(\frac{c+a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c - \cos^2 \theta) + j \left(\frac{c-a}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (c + \cos^2 \theta) \right] \tag{21}$$

De T_n on peut déduire le bruit total du récepteur entouré du milieu ionisé. Ce calcul a été fait en supposant un bruit de 4 dB pour le même récepteur placé dans les conditions normales. Les résultats sont indiqués sur la figure 16 qui montre que l'accroissement de bruit dû au plasma est bien dans des limites acceptables.

Dans le but d'avoir d'autres preuves que l'ionisation frontale n'affecte pas sensiblement les transmissions de télémésure, nous compléterons, dans un avenir proche, l'étude théorique rapportée ici par l'évaluation d'effets analogues sur la télémésure du troisième étage. Plus tard, nous terminerons l'étude par l'analyse des résultats expérimentaux obtenus pendant les vols ELDO et par leur comparaison avec les prévisions théoriques.

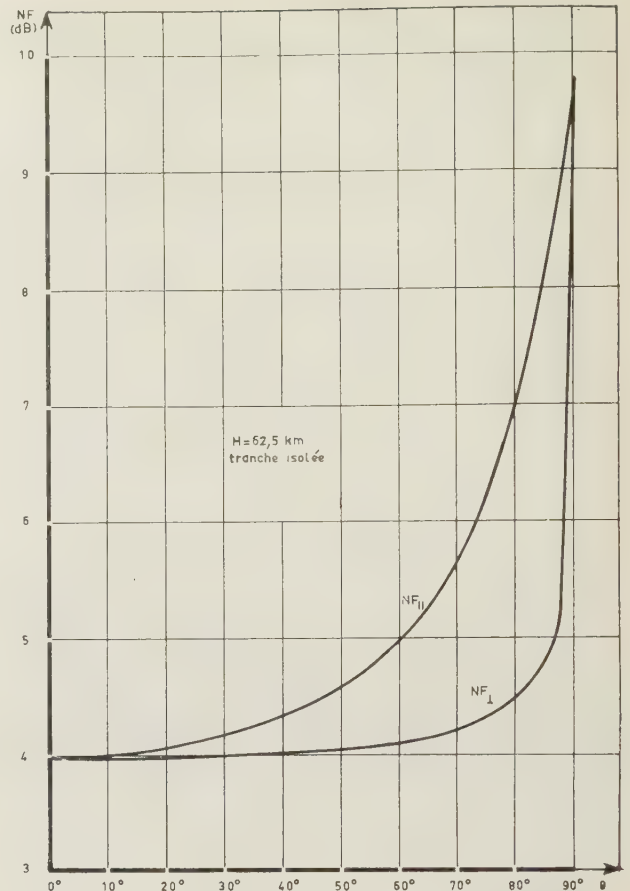


FIG. 16.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] HUBER P.W. — Hypersonic shock-heated flow parameters for velocities to 46,000 feet per second and altitudes to 323,000 feet. NASA TR-R-163.
- [2] HAYES W.D. et PROBSTEN R.F. — Hypersonic flow theory. Academic Press, New York, 1959.
- [3] STAFF M.I.T. — Tables of supersonic flow of air around cones. TR 1.
- [4] LEES L. et KUBOTA T. — Inviscid hypersonic flow over blunt-nosed slender body. *J. Aero Sci.*, Vol. 24, p. 195, 1957.
- [5] EVANS J. et HUBER P.W. — Calculated radio attenuations due to plasma sheath on hypersonic blunt nosed cone. NASA TN-D-1043.
- [6] SHAO-CHI LIN and DEREK TEARE J. — Rate of ionization behind shock waves in air. II Theoretical interpretations. *Phys. Fluids.*, Vol 6, p. 355, 1963.
- [7] DALGARNO A. — Charged particles in the upper atmosphere. *Ann. de Géophysique*, Vol. 17, fasc. 1, p. 16, 1961.
- [8] BACHYNSKI M.P. and GRAF K.A. — Electro magnetic properties of finite plasmas. *RCA Review*, Vol. XXV, p. 3, 1964.
- [9] TAMIR T. and OLINER A.A. — The spectrum of electromagnetic waves guided by a plasma layer. *Proc. IEEE*, Vol. 51, p. 317, 1963.
- [10] CRAWFORD F.W. and KINO G.S. — The mechanism of Tonks-Dattner resonances of a discharge column. *Comp. Rend. VI, Conf. Phén. d'Ioniz. dans les gaz*, Paris 1963, (Hubert-Crémien-Alcan, Paris 1963), Vol. III, p. 51.

MÉTHODE DE SIMILITUDE POUR DÉTERMINER LES SEUILS DE DÉCHARGE DANS LES SYSTÈMES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

PAR

C. ANCONA

Chef des Études à la STAREC

1. Introduction

Les problèmes de tenue en puissance, en atmosphère raréfiée, ont reçu une impulsion nouvelle du fait des applications spatiales, singulièrement en matière d'antennes.

L'analyse de ces problèmes suppose l'intervention de deux chapitres différents de la physique : celui des décharges électriques de haute fréquence, faisant appel à la physique des milieux ionisés, et celui des distributions de champ électromagnétique, faisant appel aux équations de Maxwell.

Or il se trouve que chacun de ces phénomènes est justiciable de principes de similitude, basés sur le caractère linéaire des équations différentielles qui les régissent, et il nous a paru intéressant d'essayer d'établir théoriquement et de vérifier expérimentalement une règle de similitude unique, régissant l'apparition d'une décharge électrique de haute fréquence dans un système électromagnétique déterminé.

2. Rappel des notions fondamentales de similitude

2.1. NOTIONS DE SIMILITUDE DANS LES DÉCHARGES DE HAUTE FRÉQUENCE

Les propriétés de similitude dans les décharges en courant continu ont été établies par TOWNSEND dès 1915 [1] et analysées de façon complète par ENGEL et STEENBECK en 1934 [2].

C'est à MARGENAU [3] que revient le mérite d'avoir, en 1948, étendu ces principes de similitude au problème des décharges de haute fréquence.

Celui-ci définit la similitude de la façon suivante : deux décharges électriques de haute fréquence sont dites similaires quand la distribution d'énergie des électrons aux points correspondants de l'espace est la même. Cette distribution d'énergie régit elle-même

le phénomène de décharge et, en particulier, le seuil de son apparition qui nous intéresse ici.

Il est généralement admis que le seuil de la décharge correspond aux conditions pour lesquelles il est produit plus d'électrons que l'on ne peut en consommer.

Dans son analyse, MARGENAU s'est limité aux phénomènes physiques suivants :

— ionisation primaire par collision, pour ce qui est de la production des électrons,

— diffusion, attachement et recombinaison, pour ce qui est de la consommation des électrons.

Or les décharges de haute fréquence sont généralement contrôlées aux pressions élevées par des phénomènes d'attachement et aux pressions basses par des phénomènes de diffusion. Bien entendu, si les pressions sont assez faibles pour que la distance de libre parcours soit de l'ordre des dimensions géométriques des électrodes ou de l'enceinte, les hypothèses faites ne sont plus valables, il se produit notamment des phénomènes d'émission secondaire. Signalons en passant que, pour les pressions qui nous intéressent (de l'ordre du mmHg), la distance de libre parcours est de l'ordre de 1/10 de mm (4).

Avec ces hypothèses restrictives, MARGENAU établit les conditions suivantes de similitude dans les décharges de haute fréquence : pour que deux décharges soient similaires, il faut que les termes suivants restent inchangés :

$$\frac{E}{N}, \frac{\omega}{N}, NX \text{ et } \frac{n}{N}$$

où E : est le champ électrique de haute fréquence,
 N : est le nombre de molécules par unité de volume,
 ω : est la pulsation du champ électromagnétique,
 X : est une dimension linéaire du système,
 n : est le nombre d'électrons libres par unité de volume.

La constance de n/N signifie que la concentration des électrons change comme la pression du gaz, ce qui peut être admis approximativement.

Cette constance n'est d'ailleurs nécessaire que si les phénomènes de recombinaison jouent un rôle important.

Les trois autres termes peuvent se mettre aussi sous la forme :

$$\frac{E}{p}, p\lambda \text{ et } pX$$

où p : est la pression du gaz,
 λ : est la longueur d'onde HF.

C'est en raison de cette notion de similitude que les courbes théoriques et expérimentales illustrant les phénomènes de décharge sont souvent données, pour une forme d'électrode déterminée, en fonction de ces trois variables.

Ces règles de similitude ont été vérifiées expérimentalement par quelques auteurs pour des lignes coaxiales [4] et pour des antennes unipôles [5].

Que signifie, en particulier, la constance du produit $p\lambda$? Elle veut dire qu'un accroissement de la fréquence entraîne une augmentation de la pression pour retrouver les mêmes conditions de décharge. Les conditions les plus propices à la décharge se produisent lorsque la pulsation ω du champ HF est voisine de la fréquence de collision des électrons avec les molécules neutres ν_c .

Au voisinage de cette égalité, on observe un minimum du seuil de décharge, correspondant à une sorte de résonance entre la pulsation du champ et la fréquence de collision des électrons [5 à 11].

Comme ν_c dépend de la pression [pour l'air $\nu_c = 5,3.10^9 p$ (mmHg)], il y a donc une pression « critique » pour laquelle la décharge se produit pour un minimum de puissance. Au voisinage de cette pression critique, le produit $p\lambda$ est constant et voisin de 36 mmHg. cm.

Sur la figure 1 nous avons porté la pression critique

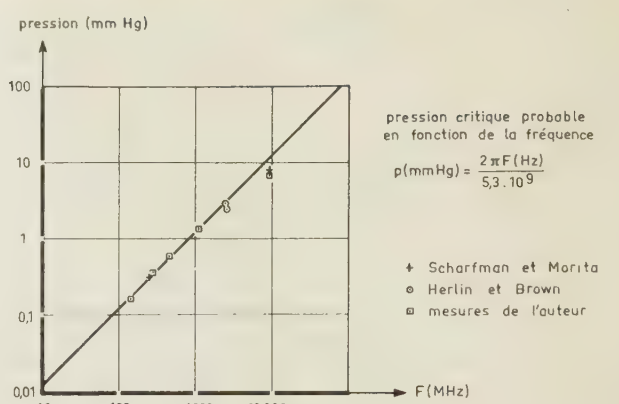


FIG. 1.

en fonction de la fréquence (droite théorique), ainsi qu'un certain nombre de points expérimentaux correspondant à des formes d'électrodes très différentes (antennes unipôles, lignes coaxiales, fentes, etc.), ou même à des décharges en l'absence d'électrodes [12]. On peut voir que la loi est sensiblement vérifiée en ondes métriques, décimétriques et centimétriques.

2.2. NOTIONS DE SIMILITUDE DANS LES SYSTÈMES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Les notions de similitude des systèmes électromagnétiques sont beaucoup plus anciennes (M. ABRAHAM 1898) et d'un usage plus généralisé, notamment dans le domaine des antennes et de leur diagramme de rayonnement.

Il appartient à G. SINCLAIR [13] d'avoir établi les conditions pour lesquelles les mesures sur modèles réduits ont une valeur *absolue*, et non seulement relative, dans tous les milieux, à l'exclusion des milieux non linéaires.

Si K est l'échelle de réduction géométrique,
 γ , l'échelle de réduction du temps,
 α , l'échelle de réduction du champ électrique,
 β , l'échelle de réduction du champ magnétique,

RÈGLES DE SIMILITUDE DES SYSTÈMES ÉLECTROMAGNÉTIQUES

Grandeurs		Cas général $K \alpha \beta \gamma$ indépendants Échelle réduite	Cas particulier d'un même milieu $\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon' \rightarrow K\alpha/\beta\gamma = 1 \rightarrow K = \gamma \\ \mu = \mu' \rightarrow K\beta/\alpha\gamma = 1 \rightarrow \alpha = \beta \end{cases}$ Échelle réduite
Dimension linéaire	X	$X' = X/K$	$X' = X/K$
Temps	t	$t' = t/\gamma$	$t' = t/K$
Champ électrique	E	$E' = E/\alpha$	$E' = E/\alpha$
Champ magnétique	H	$H' = H/\beta$	$H' = H/\alpha$
Conductivité	σ	$\sigma' = \sigma K\alpha/\beta$	$\sigma' = K\sigma$
Constante diélectrique	ε	$\varepsilon' = \varepsilon K\sigma/\beta\gamma$	$\varepsilon' = \varepsilon$
Perméabilité	μ	$\mu' = \mu K\beta/\alpha\gamma$	$\mu' = \mu$
Puissance	P	$P' = P/\alpha\beta K^2$	$P' = P/\alpha^2 K^2$
Énergie	W	$W' = W/\alpha\beta\gamma K^2$	$W' = W/\alpha^2 K^2$
Longueur d'onde	λ	$\lambda' = \lambda/K$	$\lambda' = \lambda/K$

FIG. 2.

les relations liant le modèle réel et le modèle simulé (indications « prime ») sont données par le tableau, figure 2, pour les grandeurs qui nous intéressent ici.

Des conditions pratiques de fonctionnement dans le même milieu à l'échelle grandeur et en modèle réduit imposent d'avoir :

et

$$\begin{matrix} \varepsilon = \varepsilon' \\ \mu = \mu' \end{matrix}$$

d'où

$$\frac{K\alpha}{\beta\gamma} = 1 \quad \text{et} \quad \frac{K\beta}{\alpha\gamma} = 1.$$

Pour assurer simultanément ces deux conditions, il faut :

$$K = \gamma \quad \text{et} \quad \alpha = \beta$$

Ainsi il ne subsiste plus que deux degrés de liberté (sur 4) dans le choix des échelles de réduction. D'où la colonne de droite du tableau (figure 2), donnant les règles de similitude dans un même milieu.

3. Règles de similitude dans un système électromagnétique comprenant des électrons

Partant de l'échelle *K* de réduction géométrique, on a :

$$X' = \frac{X}{K}.$$

Les conditions des équations de Maxwell imposent une réduction de la longueur d'onde telle que :

$$\lambda' = \frac{\lambda}{K}.$$

Comme le produit *pλ* doit être constant, (deuxième condition de MARGENAU), il faut que :

$$p' = Kp$$

d'où

$$p'X' = Kp \cdot \frac{X}{K} = p \cdot X.$$

La troisième condition de MARGENAU est donc satisfaite simultanément. Reste à satisfaire la première, c'est-à-dire d'avoir :

$$\frac{E'}{p'} = \frac{E}{p},$$

d'où

$$\frac{E'}{Kp} = \frac{E}{p},$$

d'où

$$E' = KE.$$

Or, d'après la figure 2, nous avons :

$$E' = \frac{E}{\alpha}.$$

Il faut donc que :

$$\alpha = \frac{I}{K}.$$

Ce résultat aliène le second degré de liberté : le choix de l'échelle de réduction géométrique *K* dans les systèmes électromagnétiques avec électrons, impose toutes les autres.

D'où le tableau de correspondance de la figure 3 régissant, en particulier, les seuils de décharge dans les systèmes électromagnétiques.

RÈGLES DE SIMILITUDE DES SYSTÈMES ÉLECTRO-MAGNÉTIQUES COMPRENANT DES ÉLECTRONS

$$\left. \begin{matrix} p\lambda &= p'\lambda' \\ pX &= p'X' \end{matrix} \right\} \rightarrow p' = Kp$$

$$E'/p' = E/p \rightarrow E' = KE \rightarrow \alpha = 1/K$$

Grandeur		Échelle réduite
Dimension linéaire	<i>X</i>	<i>X'</i> = <i>X</i> / <i>K</i>
Temps	<i>t</i>	<i>t'</i> = <i>t</i> / <i>K</i>
Champ électrique	<i>E</i>	<i>E'</i> = <i>KE</i>
Champ magnétique	<i>H</i>	<i>H'</i> = <i>KH</i>
Pression	<i>p</i>	<i>p'</i> = <i>Kp</i>
Conductivité	<i>σ</i>	<i>σ'</i> = <i>Kσ</i>
Constante diélectrique	<i>ε</i>	<i>ε'</i> = <i>ε</i>
Perméabilité	<i>μ</i>	<i>μ'</i> = <i>μ</i>
Puissance	<i>P</i>	<i>P'</i> = <i>P</i>
Énergie	<i>W</i>	<i>W'</i> = <i>W</i> / <i>K</i>
Longueur d'onde	<i>λ</i>	<i>λ'</i> = <i>λ</i> / <i>K</i>

FIG. 3.

On peut conclure théoriquement de ce tableau qu'il est possible, dans la limite des hypothèses faites, de pratiquer des essais de claquage sur modèles réduits de systèmes électromagnétiques quelconques, rayonnants, ou non rayonnants. Pour cela l'échelle de réduction géométrique doit être la même que celle de réduction de la longueur d'onde et de la résistivité; elle doit aussi être la même que l'échelle d'augmentation de la pression. Dans ces conditions, la puissance disruptive est la même sur modèle réduit et à l'échelle 1.

4. Fonctionnement en régime d'impulsions

Examinons le cas où le dispositif fonctionnerait en régime d'impulsions de durée « *τ* » et de période de répétition « *T* ». Les règles de similitude établies plus haut imposent de réduire le temps suivant l'échelle de réduction géométrique *K*.

On aura donc pour le modèle réduit :

$$\tau' = \frac{\tau}{K} \quad \text{et} \quad T' = \frac{T}{K}.$$

Le facteur de forme τ/T reste donc constant ainsi que la puissance de crête et la puissance moyenne. Par contre, en régime d'impulsion unique, l'énergie totale nécessaire à susciter la décharge est réduite dans le rapport K .

La réduction de la durée minimale d'application de l'impulsion pour susciter la décharge dans le même rapport que la longueur d'onde, signifie que, pour des décharges similaires, il faut un même nombre d'oscillations de haute fréquence pour déclencher la décharge.

Pour le régime de l'impulsion unique, on peut également tirer une autre conclusion : pour deux décharges similaires le produit $p\tau$ reste constant.

5. Vérification expérimentale

Nous avons procédé à une vérification expérimentale de la méthode proposée, en régime de porteuse pure dans l'air. Cette vérification a été effectuée sur des antennes en L dans des gammes de fréquences métriques et décimétriques, au moyen de l'appareillage de la figure 4.

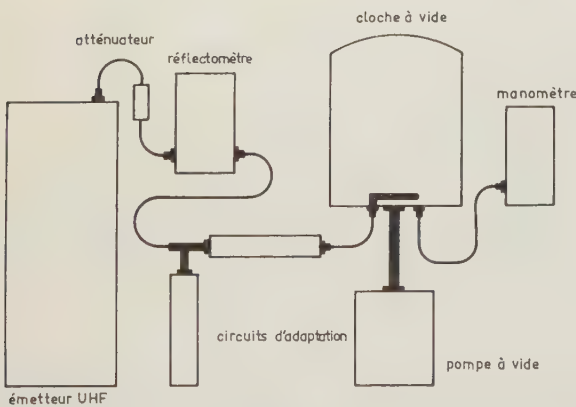


FIG. 4.

Celui-ci comprend, outre l'équipement radioélectrique propre (émetteur, atténuateur, coupleur directif, circuits d'adaptation), une cloche à vide en plexiglas munie d'une pompe et d'un manomètre.

Comme nous nous intéressons principalement au seuil de décharge au voisinage de la pression « critique » et que celle-ci ne descend guère au-dessous de 0,3 mmHg, pour la gamme d'ondes considérée, il n'était pas nécessaire de réaliser un vide très poussé.

La figure 5 illustre l'allure du phénomène de décharge qui se localise principalement au voisinage de l'extrémité de l'antenne, c'est-à-dire là où le gradient du potentiel est le plus élevé.

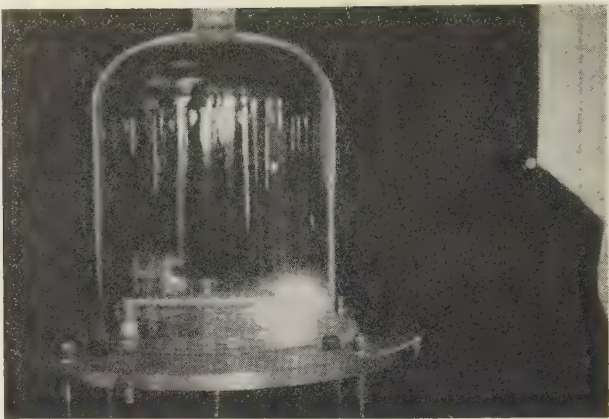


FIG. 5.

Une première série de mesures utilisait une antenne en L et son modèle réduit à une échelle très voisine des 3/5 (1/1,64). Cette échelle de réduction a été choisie de manière à correspondre au rapport de conductivité du cuivre et de l'aluminium, (métaux ayant servi à réaliser les deux modèles) tout en restant dans la gamme de l'émetteur utilisé.

Les mesures ont été effectuées par variation de la pression dans un sens croissant ou décroissant mais les points relevés correspondent toujours au seuil d'alumage de la décharge.

Les résultats sont représentés sur la figure 6 sur laquelle on peut voir la courbe avec son allure caractéristique, mesurée sur modèle réduit à la fréquence de 395 MHz, la courbe théorique à l'échelle 1 déduite de la première par translation (ce qui correspond à une division des pressions par 1,64 compte tenu de l'échelle logarithmique), enfin les points de mesure à l'échelle 1. La correspondance peut être considérée comme très satisfaisante, eu égard aux imprécisions inhérentes à ce type de mesures.

Une seconde série de mesures, utilisant les mêmes antennes, a été effectuée avec superposition d'un potentiel continu de -30 volts. L'intérêt de cet essai

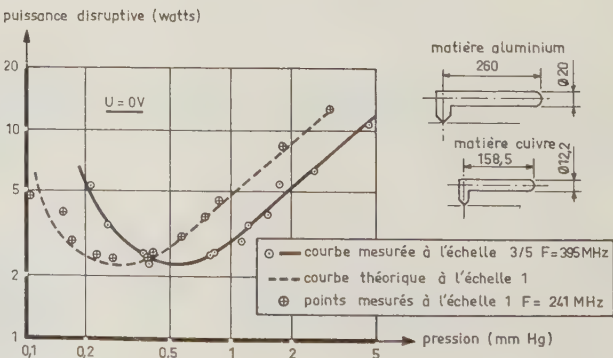


FIG. 6.

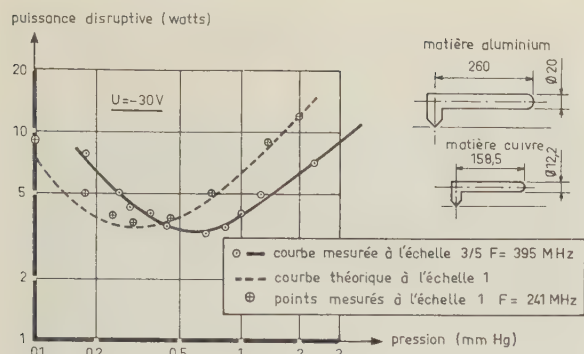


FIG. 7.

réside dans le fait que cet artifice est quelquefois utilisé [7 et 11] pour améliorer la tenue en puissance des antennes. Cette amélioration est obtenue par augmentation de la densité de courant électronique due à la superposition du champ électrostatique.

Les résultats sont portés sur la figure 7 avec le même mode de représentation que pour la figure précédente. Là encore les mesures s'accordent de façon satisfaisante avec les prévisions. Remarquons en passant l'augmentation notable de la puissance disruptive due à la superposition du potentiel continu.

Ces résultats étant obtenus, il nous a paru nécessaire de procéder à un essai mettant en œuvre une plus grande réduction d'échelle. Il fallait auparavant résoudre quelques difficultés :

1. Réaliser les antennes à très faible puissance disruptive de manière à pouvoir utiliser des oscillateurs de laboratoire pour lesquels nous serions moins limités en gamme de fréquence;

2. Réaliser des antennes ayant des circuits d'adaptation réellement similaires, l'adaptation par des circuits extérieurs classiques introduisant des pertes d'autant moins comparables que les fréquences sont plus écartées.

C'est pourquoi nous avons été amenés à construire des antennes en L, de très faible section, munies d'un dispositif d'adaptation incorporé constitué par une sorte d'autotransformateur (fig. 8). C'est ainsi

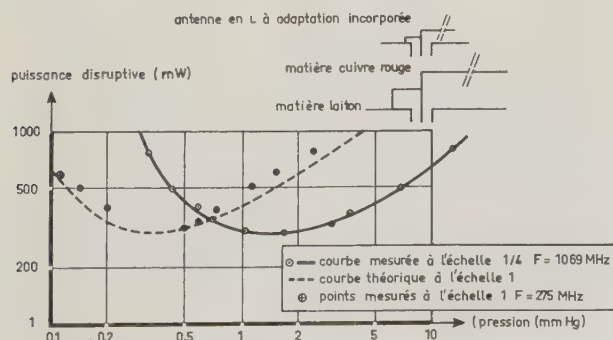


FIG. 8.

que nous avons obtenu des puissances disruptives de l'ordre de 300 mW.

Cette fois, l'échelle de réduction était voisine du quart (1/3,9) et les conducteurs étaient respectivement en laiton et en cuivre. Les fréquences étaient 275 et 1 070 MHz.

On peut voir sur la figure 8 que les résultats, bien que légèrement moins bons que pour les essais précédents, sont néanmoins très satisfaisants.

Nous avons enfin procédé à une vérification partielle des règles de similitude en régime d'impulsions. L'échelle géométrique était des 2/3 (fréquence 275 et 408,5 MHz). Les antennes utilisées étaient également du type en L avec adaptation incorporée. Le modèle réduit avait une durée d'impulsion τ de 100 μ s et une période de récurrence T de 10 000 μ s. Pour le grand modèle, ces valeurs étaient respectivement de 150 et de 15 000 μ s.

L'émetteur était constitué d'un générateur UHF modulé par un générateur d'impulsions et suivi d'un amplificateur de puissance. Les puissances de crête ont été déduites des puissances moyennes mesurées.

Les résultats sont représentés sur les courbes figure 9 en utilisant le même mode de représentation

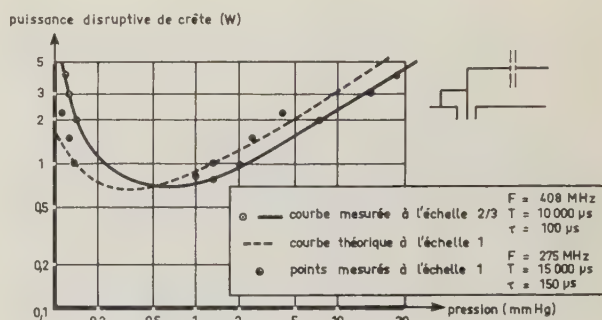


FIG. 9.

que pour les courbes précédentes. On remarquera que l'allure de ces courbes est un peu plus dissymétrique que celle des courbes mesurées en porteuse pure. Ce phénomène peut être attribué à l'influence du produit $p\tau$ de la pression par la durée de l'impulsion, qui, pour les pressions élevées, rapproche le seuil de claquage de la puissance disruptive en porteuse et l'en écarte, au contraire, pour les pressions basses.

6. Conclusions

Les règles de similitude synthétisées et vérifiées expérimentalement ci-dessus, ont, à notre sens, un intérêt théorique et un intérêt pratique.

L'intérêt théorique réside dans la solution des problèmes de seuil de décharge par comparaison à des problèmes analogues déjà résolus. Il n'est en effet pas dénué d'intérêt, dans des problèmes aussi complexes, de prévoir, au moins approximativement, la

tenue en puissance d'une antenne ou d'un circuit par analogie avec des calculs ou des mesures effectués dans d'autres gammes de fréquence.

A titre d'exemple, pour illustrer ces possibilités de calcul, nous citerons la tenue en puissance des guides rectangulaires. Partant de la puissance maximale admissible à la pression atmosphérique normale, pour une série de guides homothétiques les uns des autres, figurant dans les manuels [14], nous avons déduit, en appliquant les règles de similitude définies plus haut, la tenue en puissance de chacun de ces guides dans toute une gamme de pressions (fig. 10), sans

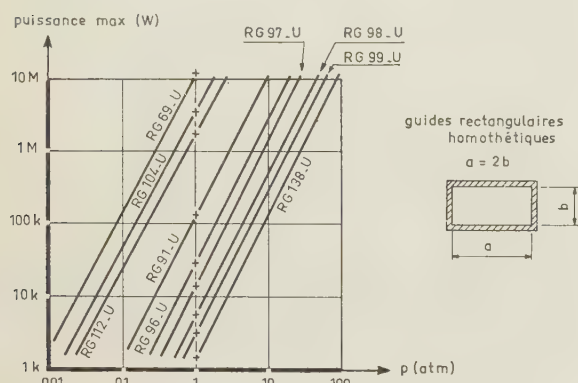


FIG. 10.

faire aucune hypothèse supplémentaire. Chaque guide étant un modèle réduit (ou agrandi) des autres, nous renseigne sur le comportement de tous les autres guides à des pressions plus faibles (ou plus élevées) que la pression atmosphérique.

Bien entendu, ces résultats ne sont valables que pour autant que les points de départ (puissance maximale à la pression atmosphérique) soient justifiés.

L'intérêt pratique d'avoir la possibilité d'effectuer les mesures de seuil de décharge sur modèle réduit d'échelle $1/K$ revêt plusieurs aspects :

1. Diminution du volume des enceintes de mesure sous vide dans le rapport K^3 , ou possibilité, pour des installations données, de figurer une plus grande portion du véhicule porteur dans le cas des antennes d'engins;

2. Augmentation des pressions « critiques » dans le rapport K et par conséquent vide moins poussé;

3. Il arrive fréquemment que l'on ne dispose pas dans un laboratoire de l'émetteur délivrant la puissance voulue à la fréquence désirée, la possibilité d'effectuer les mesures sur un modèle homothétique apporte une souplesse qui n'est pas sans intérêt;

4. Dans le cas où l'on fonctionne en régime d'impulsion unique, l'énergie demandée à la source est plus faible puisque réduite dans le rapport K .

Cet intérêt pratique est quelque peu limité par la nécessité de réduire la résistivité des conducteurs, ce qui n'est pas toujours possible dans de larges limites.

Cependant il importe de noter que, tant que les pertes ohmiques restent faibles devant d'autres causes d'amortissement, il est inutile d'effectuer la réduction de ce terme. Dans le cas des antennes, cela veut dire que, si le rendement de l'aérien est voisin de l'unité, la conductivité peut être considérée comme infinie et sa réduction est sans objet.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TOWNSEND J.S. — Electricity in Gases (Oxford : Clarendon Press) chap. X-1915.
- [2] ENGEL A. et STEENBECK M. — Elektrische Gasentladungen II, 1934, p. 95.
- [3] MARGENAU H. — Theory of High Frequency Gas Discharges. *Physical Review*, 15-2-48, P. 297-328.
- [4] LLEWELLYN JONES F. et MORGAN G.D. — High Frequency Discharges : I. Breakdown Mechanism and Similarity Relationship. *Proc. Phys. Soc. London*, B 64, p. 560, 1951.
- [5] SCHARFMAN W.E. et MORITA T. — Voltage Breakdown of Antennas at High Altitude. *Proceedings of the IRE*, novembre 1960, p. 1881.
- [6] HERLIN M.A. et BROWN S.C. — Breakdown of a Gas at Microwave Frequencies, *Physical Review*, 1-8-48, p. 291.
- [7] HERLIN M.A. et BROWN S.C. — Electrical Breakdown of a Gas between Coaxial cylinders at Microwave Frequencies. *Physical Review*, 15-10-48, p. 910.
- [8] BROWN S.C. — High Frequency Gas Discharge Breakdown. *Proceedings of the IRE*, décembre 1951, p. 1493.
- [9] GOULD L. et ROBERTS L.W. — Breakdown of Air at Microwave Frequencies. *Journal of Applied Physics*, octobre 1956, p. 1162.
- [10] CHOWN J.B., SCHARFMAN W.E. et MORITA R. — Voltage Breakdown Characteristics of Microwave Antennas. *Proceedings of the IRE*, août 1959, p. 1331.
- [11] ANCONA C. et DO-BOI HOAN. — Tenue en puissance des aériens d'un lanceur de satellites en atmosphère raréfiée. *L'Onde Electrique*, octobre 1964, p. 1037.
- [12] ANCONA C. — Plasmoïde artificiel par décharge de haute fréquence focalisée en haute atmosphère. Communication au Symposium de l'URSI sur la théorie des ondes électromagnétiques. Delft, septembre 1965.
- [13] SINCLAIR G. — Theory of Models of Electromagnetic Systems. *Proc. of the IRE*, novembre 1948, p. 1364.
- [14] JASIK H. — Antenna Engineering Handbook, McGraw-Hill, 1961, p. 30-22 et 30-23.
- [15] FLUGGE S. — Handbuch der Physik, Volume XXIII-Springer-Verlag-Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.
- [16] DELCROIX J.L. — Introduction à la théorie des gaz ionisés. Monographies Dunod.
- [17] PAPOULAR R. — Phénomènes électriques dans les gaz. Monographies Dunod, 1963.

EFFETS DE RUPTURE DE GAINÉ DES ANTENNES, A HAUTE ALTITUDE *

PAR

I.L. JONES

B. Sc. Ph. D

*Royal Aircraft Establishment Farnborough
Angleterre*

1. Introduction

Dans des conditions de basse pression comme celles existant pendant un lancement de satellite, une rupture de gainé peut se produire pour une puissance HF beaucoup plus faible qu'au niveau du sol. Pendant une telle rupture, une partie de la puissance est perdue par l'absorption dans la gainé, et un déséquilibre de l'antenne se produit, créant une augmentation de puissance réfléchie à l'émetteur. Pour éliminer cette source possible de mauvaise communication avec l'engin, on a étudié l'effet de gainé en HF et recherché expérimentalement le type d'antenne permettant d'éviter ces effets de gainé [1, 2, 3, 4].

L'objet de ce document est :

- de décrire le phénomène de base,
- de présenter les résultats d'études expérimentales sur des monopôles réalisés au Royal Aircraft Establishment et finalement, de décrire le modèle, les essais et le comportement de la gainé pour des antennes de télémesure et de réponse adaptées au premier étage d'Europe I.

2. Le mécanisme de rupture de gainé en HF

Il est utile d'exposer le mécanisme physique de rupture gazeuse à fréquence radio [5]. Les électrons rayonnés sont accélérés par le champ à fréquence radio, dans le voisinage de l'antenne, pendant l'intervalle de collisions avec les molécules du gaz. A chaque

collision, une partie de l'énergie rayonnée, due au champ à fréquence radio, est transformée en énergie cinétique aléatoire et une partie de l'énergie est perdue au bénéfice des molécules.

Les électrons vont continuer à gagner de l'énergie, entre les collisions, jusqu'à ce que l'énergie moyenne gagnée soit égale à l'énergie moyenne perdue par collision avec les molécules. L'énergie des électrons augmente avec l'intensité du champ à fréquence radio ; les électrons peuvent ainsi gagner l'énergie d'ionisation des molécules gazeuses.

Il est très probable qu'un électron transmettra toute son énergie à une molécule en collision, formant un ion positif et deux électrons à faible énergie qui, à leur tour, regagneront de l'énergie. Pendant cette période cependant, d'autres processus tendent à réduire le nombre d'électrons libres : diffusion vers l'antenne et autres phénomènes limités à la région de décharge, attachement d'électrons à des molécules neutres produisant des ions négatifs, et recombinaison d'électrons avec des ions positifs.

Une rupture de la gainé se produit quand le taux de production d'électrons par collision dépasse la perte d'électrons par diffusion, attachement et recombinaison. L'image physique ainsi présentée se réfère aux conditions du libre parcours moyen des électrons, inférieur aux dimensions de l'antenne et au volume contenant la décharge.

Les mécanismes physiques décrits peuvent être exprimés sous la forme :

(*) Document présenté au nom de l'Organisation européenne du Développement des Lanceurs d'Engins Spatiaux.

$$\frac{dn}{dt} = v_i n - v_a n - \alpha_R n^2 + \nabla^2(Dn)$$

où n : densité de l'électron,
 v_i : taux d'ionisation par électron,
 v_a : taux d'attachement d'un électron,
 α_R : coefficient de recombinaison d'ion positif,
 D : coefficient de diffusion.

Cette équation est souvent appelée équation de diffusion.

Les coefficients d'ionisation et de perte sont fonction de l'intensité du champ électrique, de la fréquence, de la nature et de la pression du gaz, et de la géométrie du volume de la décharge.

La solution de l'équation de diffusion donne l'intensité du champ électrique nécessaire pour une rupture à une fréquence donnée, en fonction de la pression au voisinage de l'antenne. Cette équation a été résolue pour quelques cas particuliers : surfaces parallèles, cylindres coaxiaux [7] et monopôles sphériques allongés [6]. La difficulté principale est l'évaluation du terme de diffusion et des caractéristiques de l'intensité du champ électrique pour la plupart des modules pratiques d'antenne.

Une étude d'antennes d'émission empêchant une rupture de gaine a donc été réalisée sur une base expérimentale avec des essais faits à basse pression, pour vérifier et modifier le modèle.

A pression élevée, il existe un grand nombre de collisions par oscillation des électrons et l'énergie gagnée par un électron sur le champ électrique est rapidement dissipée par collisions élastiques entre les électrons et les molécules gazeuses.

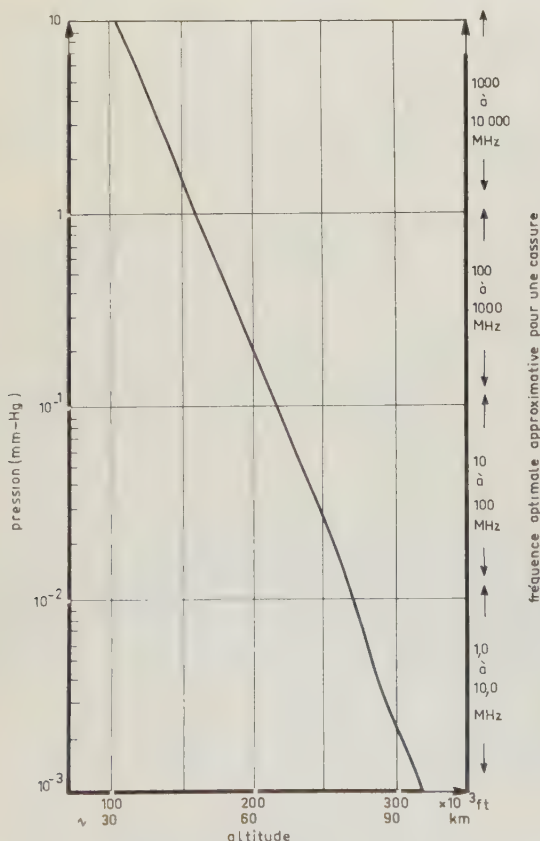


FIG. 1. — Fréquence optimale de rupture en fonction de l'altitude.

A basse pression, il y a un grand nombre d'oscillations par collision, et les électrons diffusent hors de la région de champ élevé avant que l'ionisation augmente suffisamment pour produire une gaine. Il y a donc une pression optimale à laquelle une rupture de gaine se produira pour une intensité de champ minimale [8]. Cette pression optimale pour la rupture de gaine est approximativement égale à la pression à laquelle la fréquence de collision des électrons est égale à la fréquence du champ radio. Sur la figure 1, on montre la variation de pression, et la fréquence du champ radio correspondant à la puissance minimale pour une rupture, en fonction de l'altitude. Pour des fréquences s'échelonnant entre 100 MHz et 10 000 MHz, l'altitude optimale pour une rupture de gaine est entre 30 et 70 km.

3. Rupture d'antennes monopôles quart d'onde

Une antenne monopôle quart d'onde est mécaniquement simple et a un diagramme de rayonnement convenant à un usage sur engins. Une étude expérimentale de monopôles quart d'onde a été réalisée au Royal Aircraft Establishment, pour vérifier la validité du théorème de similarité énoncé par LLYWELYN JONES et MORGAN [9]. Ce théorème établit que la tension V_b nécessaire pour une décharge gazeuse dans un système donné, ayant une dimension linéaire caractéristique, a une pression p et un champ de longueur d'onde λ , soit :

$$V_b = f\left(pa, \frac{a}{\lambda}\right).$$

Ce sera la même pour tous les systèmes géométriquement similaires dans lesquels, les produits pa , a/λ sont les mêmes. Ainsi un monopôle quart d'onde, de rapport du diamètre à la longueur d'onde d/λ , aura la même puissance de rupture minimale à basse pression que n'importe quel autre monopôle quart d'onde de même rapport d/λ .

Des mesures ont été effectuées dans la gamme de fréquence 205 à 3 000 MHz en utilisant une transmission à onde entretenue. Un montage typique expérimental utilisé dans cette étude et dans d'autres que l'on décrira plus tard est schématisé figure 2.

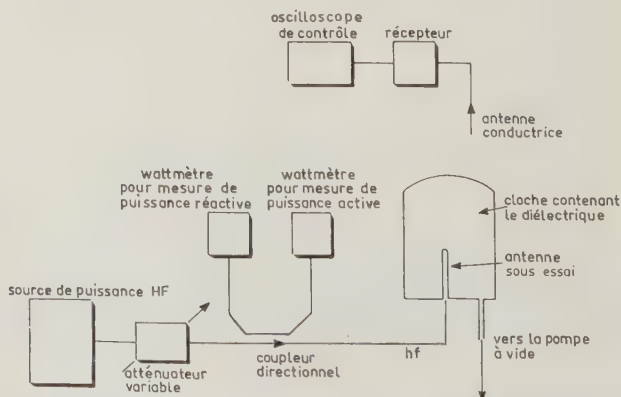


FIG. 2. — Diagramme schématique d'un montage expérimental typique.

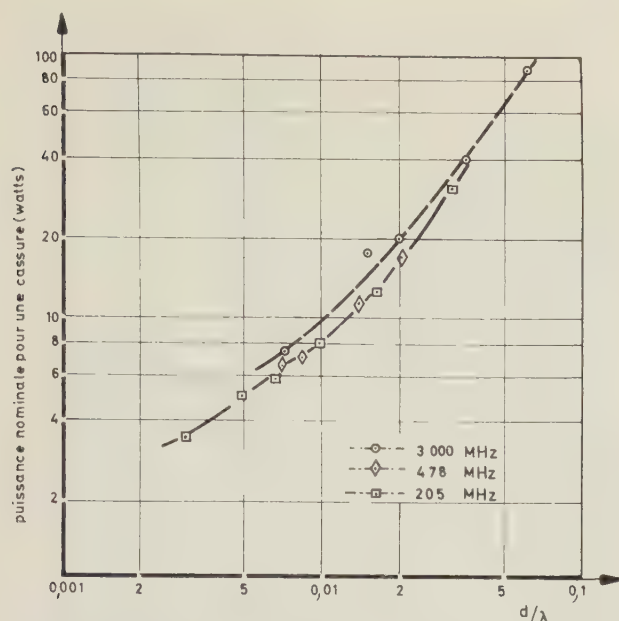


FIG. 3. — Puissance en fonction des proportions de l'antenne (monopôle quart d'onde) à une pression très défavorable.

Les résultats de ces mesures sont montrés figure 3. Les mesures indiquent de façon très concluante que, pour $d/\lambda = 0,1$, le théorème de similarité est valable pour des monopôles quart d'onde, c'est-à-dire que, dans les limites de la précision de mesure, une même puissance est nécessaire pour la rupture dans une grande gamme de fréquence pour le même taux d/λ .

Pendant les séries de mesures décrites, la rupture de gaine se produisait au sommet de certains monopôles et à la base de certains autres. La formation de rupture à la base était associée à la géométrie de la ligne coaxiale, les antennes ayant les plus petits conducteurs produisant les conditions de rupture.

Dans certaines occasions, la gaine passait du sommet du monopôle à sa base; dans ce cas, la gaine au sommet agissait comme un court-circuit produisant une tension maximale à la base (un quart de longueur d'onde plus bas), suffisant pour produire une rupture provoquant la suppression de la gaine au sommet.

Pendant ces séries de mesure, on a trouvé que les monopôles quart d'onde ayant la même impédance caractéristique, en les considérant comme lignes de transmission, avaient approximativement les mêmes puissances minimales de rupture. Par exemple, une bande plate, de $2s$ de largeur, alimentée comme un monopôle, avait approximativement la même puissance de rupture qu'un cylindre de diamètre s . La même approximation s'appliquait à des monopôles à deux conducteurs. On a trouvé qu'un monopôle replié avait approximativement le même niveau de rupture que le monopôle normal.

4. Antennes pour le premier étage d'Europe I

Le premier étage de l'engin-porteur d'Europe I, possède des antennes de télémétrie opérant aux fré-

quences de 250 à 450 MHz, et des antennes de répondeur radar, à une fréquence de 5 750 MHz.

En plus du diagramme de rayonnement habituel et des conditions d'impédance, ces antennes avaient été étudiées pour éviter une rupture de gaine lorsque l'engin-porteur était à une altitude de 30 à 70 km.

4.1. ANTENNE DE TÉLÉMÉTRIE A 250 MHz

Les conditions requises de diagramme de rayonnement étaient satisfaites par un monopôle quart d'onde ajusté près du nez de l'engin porteur. Il était nécessaire que l'antenne supporte en permanence une puissance de 100 watts. On s'est servi des mesures sur monopôles illustrées figure 3 et on a trouvé que la condition d/λ pour 100 watts devait être 0,06 donnant un diamètre d'antenne de 7 cm.

Il était nécessaire d'avoir un monopôle replié pour assurer une stabilité de montage, et l'on montre d'une façon schématique, figure 4, le projet final de l'antenne

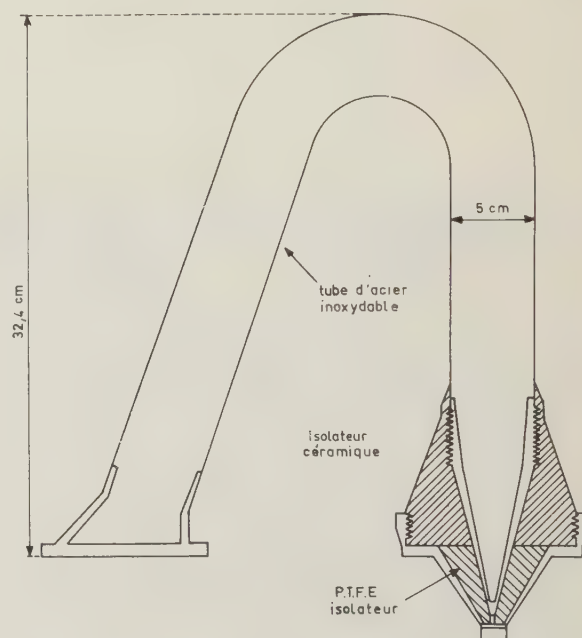


FIG. 4. — Dessin schématique d'une antenne de télémétrie à 250 MHz.

pour émettre 100 watts à la plus faible pression correspondant à la rupture.

La structure principale de l'antenne consistait en un tube d'acier inoxydable de 5 cm de diamètre (un peu moins que ce qui avait été prévu d'après les courbes de la figure 3), qui se terminait en une section conique au point de liaison de la ligne. On s'est efforcé d'étudier soigneusement ce point de liaison pour éviter une rupture de gaine à la base et, en même temps, pour avoir une résistance mécanique suffisante pour supporter la charge et la vibration prévues.

4.2. L'ANTENNE DE TÉLÉMÉTRIE DE 450 MHz

La condition requise de diagramme de rayonnement était de nouveau satisfaite par l'emploi d'un monopôle

quart d'onde, et l'antenne devait supporter 35 watts continus. D'après la figure 3, la valeur exigée du d/λ était 0,32 soit $d = 2,15$ cm. Pour réduire la résistance de traînée présentée par un tube de 2,15 cm de diamètre, on a adopté un monopôle en forme de cadre, comme il est montré figure 5, dans lequel le diamètre du tube était 1,2 cm.

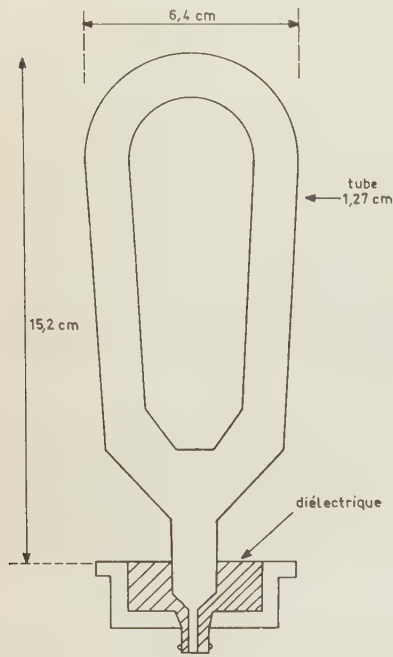


FIG. 5. — Dessin schématique d'une antenne de télémétrie à 460 MHz.

La largeur du cadre était de 5 cm ce qui fournissait une capacité de puissance approximativement équivalente à celle d'un monopôle à diamètre cylindrique de 3 cm.

4.3. LES ANTENNES DU RÉPONDEUR A 5 750 MHz

Deux répondeurs équipaient le premier étage d'Europe I. L'un exigeait un diagramme de rayonnement orienté sur le côté de l'engin-porteur, et l'autre dirigé vers l'arrière. Les diagrammes pouvaient être obtenus en utilisant un guide d'onde à extrémités ouvertes. Comme il est indiqué figure 6, le répondeur utilisé était capable de produire 1 200 watts de puissance crête avec une largeur d'impulsion de 0,7 μ s et une fréquence de répétition d'environ 350 Hz. Parce que les répondeurs étaient associés au système de sécurité, il était essentiel qu'une rupture de gaine ne puisse se produire.

Les antennes étaient essayées jusqu'à une puissance-crête de 2 500 watts et, pour augmenter la marge de sécurité et exciter la rupture de gaine, une décharge de rupture était placée près de l'ouverture de l'antenne.

On avait estimé que, en présence de la décharge disruptive, environ 10^{11} électrons par cm^3 étaient présents lors de l'ouverture de l'antenne.

La présence d'une rupture de gaine pouvait être observée

— visuellement,

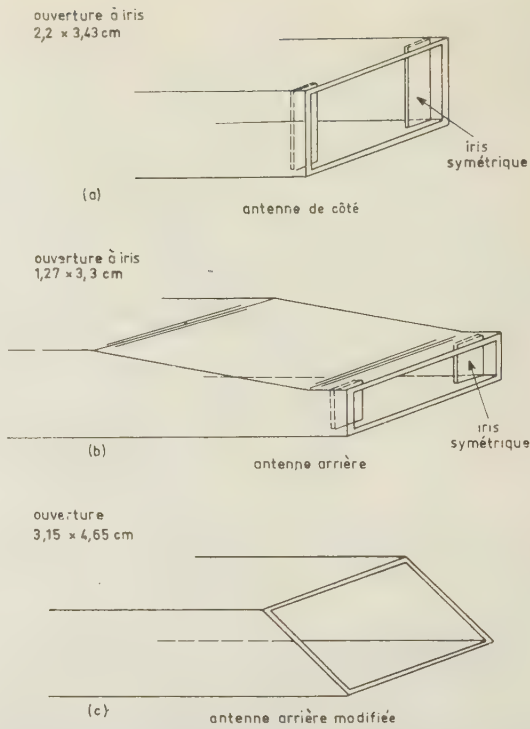


FIG. 6. — Dessin schématique d'ouverture d'antenne de répondeur à fréquence de 5 750 MHz.

- par la variation de la puissance réfléchie dans le câble de l'antenne,
- et sur un oscilloscope au moyen d'une antenne et

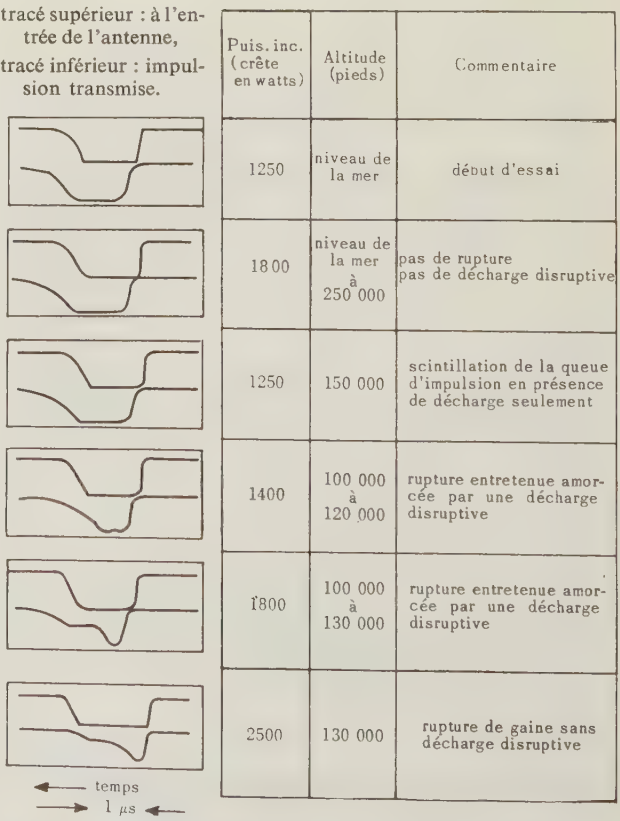


FIG. 7. — Antenne de côté à fréquence 5 750 MHz. Forme de l'impulsion transmise, en fonction de la puissance et de l'altitude.

d'un récepteur placés à l'extrémité de la chambre à vide et contrôlant l'impulsion transmise.

Les résultats pour l'antenne plaquée sur le côté, sont montrés figure 7. La trace supérieure représente la forme de l'impulsion à l'entrée de l'antenne tandis que la trace inférieure est l'impulsion transmise. Ces résultats ont montré que, à la puissance supérieure disponible de 2 500 watts, une rupture de gainé se produisait à une altitude d'environ 40 km. Le front et le début de l'impulsion ne sont pas affectés, mais comme l'ionisation se forme de façon exponentielle à l'ouverture, l'amplitude de l'impulsion transmise se trouve très réduite.

La gainé était supprimée quand la puissance d'entrée était réduite à 1 350 watts. A des puissances inférieures à 2 500 watts, une rupture ne se produisait pas, à moins d'être stimulée par une décharge disruptive. Au dessus d'un maximum de 1 400 watts, une rupture de gainé s'entretenait d'elle-même après suppression de l'étincelle. A des puissances entre 200 et 1 200 watts, il y avait une scintillation de la queue de l'impulsion pendant la décharge.

Les résultats, pour l'antenne arrière, sont montrés figure 8. La puissance maximale appliquée à cette

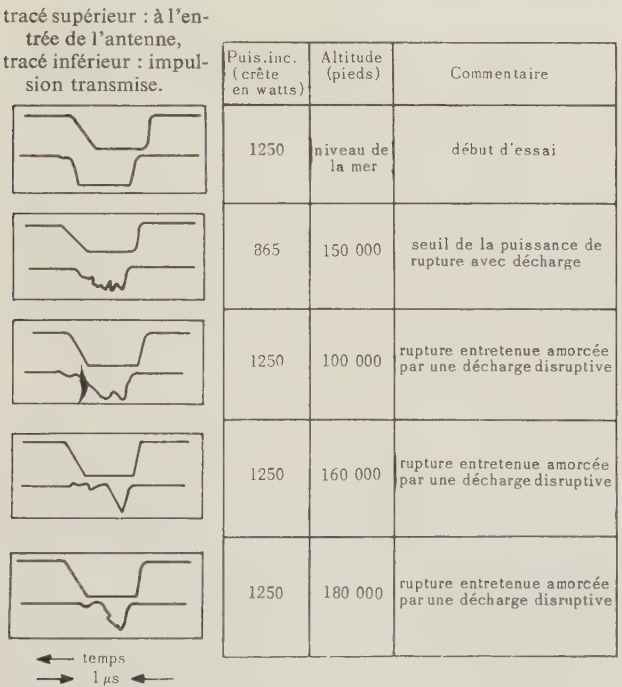


FIG. 8. — Antenne à fréquence 5 750 MHz. Comportement de l'impulsion transmise en fonction de la puissance et de l'altitude.

antenne était de 1 800 watts et, sans étincelle, il n'y avait aucune indication de rupture. A des niveaux de puissance entre 865 et 1 800 watts, une rupture se produisait quand l'étincelle était appliquée et s'entretenait d'elle-même après suppression de l'étincelle. On a considéré que le facteur de sécurité de cette antenne était inadéquat et on a refait l'ouverture de l'antenne arrière conformément à la figure 6c).

Les résultats de l'antenne arrière modifiée sont montrés figure 9. La puissance maximale appliquée était de 2 500 watts. Avec cette antenne, une rupture

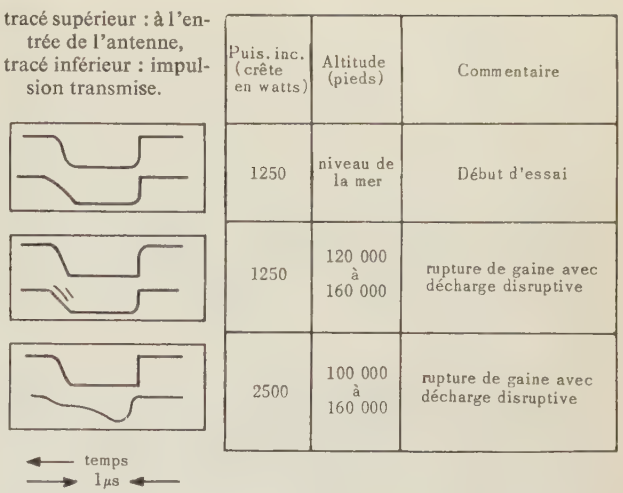


FIG. 9. — Antenne de 5 750 MHz après modification. Forme d'une impulsion transmise en fonction de la puissance et de l'altitude.

de gainé se produisait seulement en présence d'une décharge disruptive.

Quand l'étincelle était supprimée, la gainé disparaissait.

La puissance de rupture prévue pour les trois antennes, estimée d'après les données de McDONALD étaient respectivement 3 000 watts, 1 700 watts et 5 700 watts. Ces valeurs sont prévues en supposant une ionisation de 10³ électrons par cm³, c'est-à-dire sans décharge disruptive. Les mesures décrites sont compatibles avec les estimations ci-dessus, compte tenu de la précision de mesure.

La présence de plasma produit par la décharge disruptive facilite une rupture de gainé de l'antenne. L'observation d'une rupture de gainé auto-entretenu après suppression de l'étincelle signifie que, pendant la durée d'une impulsion, l'ionisation à l'ouverture de l'antenne n'était pas complètement supprimée. En fait, l'engin porteur bougera d'environ 3 cm pendant chaque durée d'impulsion et l'ionisation initiale, à chaque impulsion, sera indépendante de l'ionisation produite par l'impulsion précédente.

La valeur prévue de la densité d'électrons ambiante dans l'atmosphère, aux altitudes considérées, n'est pas plus grande que 10³ électrons par cm³ Cependant une certaine ionisation supplémentaire est liée aux ondes de choc produites au nez de l'engin-porteur et créée par la flamme. L'ionisation produite par cette dernière peut être proche des antennes lorsque la flamme change de forme avec l'altitude.

Pendant les trois mises à feu de l'engin, il n'y a eu aucune perte de transmission qui auraient pu être attribuée à une rupture de gainé.

Conclusion

La rupture de gainé à fréquence radio ne peut être que fortuite pendant les vols de l'engin, l'altitude optimale pour la rupture étant de l'ordre de 30 à 80 km dans la gamme de fréquence de 100 à 6 000 MHz

On a conclu que le théorème de similarité pourrait être appliqué aux monopôles. Les antennes de télémesures, pour le premier étage d'Europe I, ont été réalisées d'après les mesures effectuées sur monopôles.

Les antennes de répondeur à la fréquence de 5 750 MHz ont été prévues et fabriquées et sont capables de supporter la puissance maximale de 1 200 watts nécessaire, avec une marge de sécurité adéquate. Un plasma placé près de l'ouverture de l'antenne excite la rupture de gaine.

Remerciements

Je remercie sincèrement M. P. LONGRIGG, précédemment à Siddeley Dynamics, pour l'aide apportée aux mesures des antennes du répondeur et je remercie également la General Dynamics Astronautics qui réalisa quelques-unes des mesures sur deux des antennes du répondeur.

RÉFÉRENCES

- [1] MacDONALD A.D. — *Proc. IRE*, Vol. 47, p. 436, 1959.
- [2] CHOWN J., SCHARFMAN W. and MORITA T. — *Proc. IRE* Vol. 47, p. 1331, 1959.

- [3] TROUP G.J. — *Technical Note 'Rad.*, 754, Royal Aircraft Establishment, Farnborough, 1959.
- [4] SCHARFMAN W. and MORITA T. — *Proc. IRE*, Vol. 48, p. 1881, 1960.
- [5] PROWSE W.A. and BIONDI M.A. — *J. Brit. IRE*, Vol. 10, p. 806, 1950.
- [6] DOBSON J. — Ph. D. Thesis. Department of Electrical Engineering, University of Sheffield, 1960.
- [7] HERLIN M.A. and BROWN S.C. — *Phys. Rev.*, Vol. 76, p. 1629, 1949.
- [8] BROWN S.C. and MacDONALD A.D. — *Phys. Rev.*, Vol 76, p. 1629, 1949.
- [9] LLYWELYN JONES F. and MORGAN G.D. — *Proc. Phys. Soc. B.*, Vol. 64, p. 560, 1951.
- [10] LAMOREUX J.C. — General Dynamics Astronautics. Report N° 10 A 1838, March 1963.

British Crown Copyright, reproduit avec la permission du Controller, Her Britannic Majesty's Stationery Office.

MESURES DE L'ADMITTANCE D'UNE ANTENNE DANS L'IONOSPHERE

PAR

E.N. BRAMLEY

Radio and Space Research Station - Grande-Bretagne

1. Introduction

Cet article donne les résultats d'une expérience destinée à mesurer l'admittance d'une antenne dans l'ionosphère. Nous avons pour but d'étudier, aux fréquences radioélectriques, le comportement d'une antenne courte par rapport à la longueur d'onde, c'est-à-dire rayonnant de manière négligeable ; nous avons voulu précisément examiner et comparer avec les prévisions théoriques les effets de la variation locale de l'angle entre l'antenne et le champ magnétique et du rapport entre la fréquence de plasma locale et la gyrofréquence. Une tension continue a été introduite entre l'antenne et la fusée, de manière à rendre plus claire l'influence que peut avoir une gaine ionique quelconque sur l'admittance.

2. Détails expérimentaux

Nous avons effectué l'expérience en mettant en vol une fusée Skylark comprenant un dispositif de mesure d'admittance relié à une petite antenne dipolaire. Nous avons exécuté l'expérience à deux reprises au cours de vols de fusées lancées à Woomera (Australie). Les fusées (SL 132 et 133) ont été mises à feu à 14 heures environ (heure locale), à deux jours différents de septembre 1964, et ont toutes deux atteint une altitude d'environ 170 km.

L'antenne était un dipôle équilibré long de 4,4 m, d'un diamètre de 1,3 cm et ayant, en espace libre, une capacité de 13 pF. Une fois déployée en vol, elle était symétrique par rapport à l'axe de la fusée et perpendiculaire à cet axe. Les composantes de l'admittance, capacité C_m et conductance G_m , ont été mesurées à l'aide d'un circuit du genre Q-mètre à trois fréquences fixes, à savoir : 1,54, 2,7 et 5 MHz. La fréquence de 5 MHz a été choisie de manière à être supérieure à la fréquence de plasma pendant tout le vol ; nous avons pris 2,7 MHz pour que cette fréquence soit égale à la fréquence de plasma à une certaine altitude ; enfin 1,54 MHz était une fréquence proche de la gyrofréquence.

A chaque fréquence, nous avons utilisé trois polarisations continues différentes : -9, 0 et +9 V par rapport au corps de la fusée. La tension de +9 V a été choisie pour obtenir des effets de gaine réduits.

3. Mesures de capacité

3.1. MESURES À 2,7 ET 5 MHz ET DISTRIBUTIONS DE DENSITÉ ÉLECTRIQUE

La figure 1 montre la variation de la capacité d'antenne, mesurée au cours de la partie ascendante du

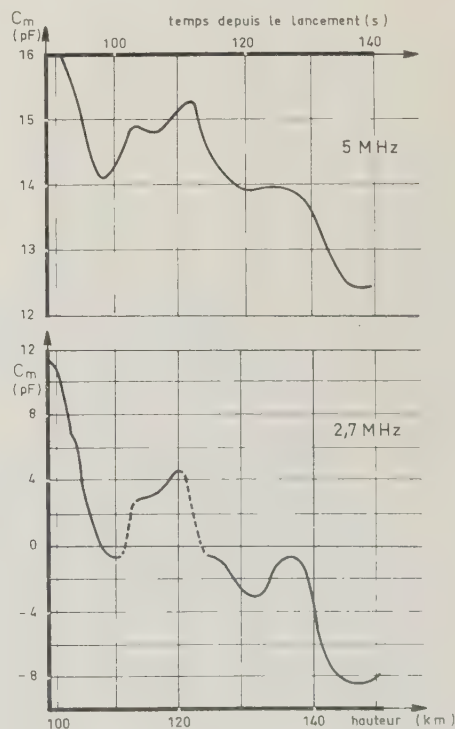


FIG. 1. — Variation de la capacité en fonction de l'altitude à 5 et 2,7 MHz pour le vol SL 132.

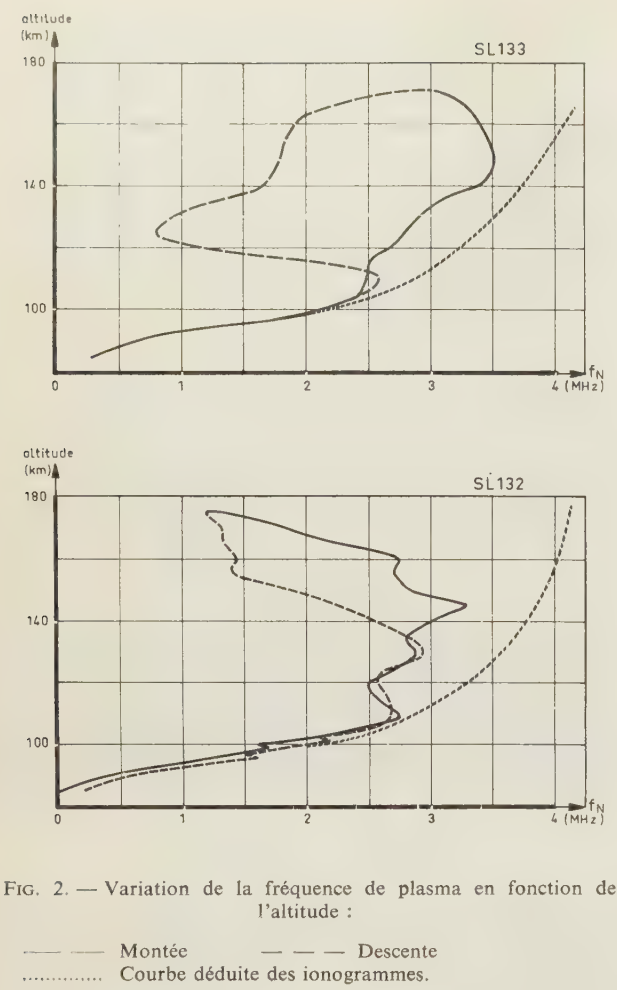


FIG. 2. — Variation de la fréquence de plasma en fonction de l'altitude :

— Montée — — — Descente
..... Courbe déduite des ionogrammes.

vol SL 132, entre les altitudes 100 et 145 km ; la tension de l'antenne par rapport à la fusée est ici de +9 V. Les mesures sont effectuées à des intervalles assez brefs pour mettre en évidence les plus faibles variations de capacité. Aux deux fréquences, comme prévu, la capacité mesurée tombe au-dessous de sa valeur en espace libre au fur et à mesure que l'altitude et la densité électronique croissent, et, au-dessus d'une certaine altitude, la capacité à 2,7 MHz devient négative. Il n'y a pas de relation entre les variations de θ (angle de l'axe du dipôle avec le champ magnétique terrestre), dues au mouvement de la fusée, et les variations de la capacité que nous croyons liées aux variations de la densité électronique au voisinage de l'antenne.

Pour relier à chaque fréquence la fréquence de plasma locale f_N et la capacité mesurée au cours des deux vols, nous avons utilisé la théorie de KAISER (1962). Il y a un bon accord entre les résultats relatifs à chacune des deux fréquences et les valeurs moyennes obtenues pour f_N sont portées sur la figure 2 en fonction de l'altitude ; les courbes en trait plein sont relatives à la montée et celles en tirets concernent la descente. Aux altitudes supérieures à 110 km il y a de grandes différences entre les résultats concernant les parties montante et descendante de la trajectoire. Malgré la distance appréciable qui sépare un point de la trajectoire ascendante du point de même

altitude de la trajectoire descendante (60 km à 140 km d'altitude), ces différences semblent trop élevées pour être compatibles avec la distribution de densité électronique d'une ionosphère non perturbée. De plus nous avons obtenu des données indépendantes sur la distribution de densité électronique pendant les vols à l'aide d'un sondeur ionosphérique situé à la base de lancement ; les résultats de cette dernière mesure composent les courbes en pointillés de la figure 3 ; ils font état de valeurs de f_N beaucoup plus grandes que les précédentes. Il paraît, par conséquent, probable que la densité électronique mesurée par l'équipement de la fusée a été sensiblement réduite à ces altitudes par la présence de la fusée elle-même.

3.2. MESURES À 1,54 MHz ET EFFETS DE GAINÉ

D'après la théorie de KAISER (1962) on doit s'attendre à des valeurs très élevées de la capacité quand la fréquence f se rapproche de la gyrofréquence électronique f_H . La capacité doit être positive pour $f < f_H$ et négative pour $f > f_H$. En fait la capacité mesurée n'a jamais atteint les grandes valeurs absolues auxquelles on s'attendait et elle reste toujours dans l'intervalle de -5 à $+50$ pF. La variation de C_m (antenne non polarisée) est représentée sur la figure 3 pour les deux vols et sur le même graphique que la fréquence de plasma f_N déduite des mesures de capacité à 2,7 et 5 MHz décrites précédemment. La capacité mesurée est à peu près proportionnelle à $f_N^{1/2}$ et on peut expliquer de manière simple ce résultat par un effet de gainé. Supposons que C_m résulte de la combinaison en série de la capacité C

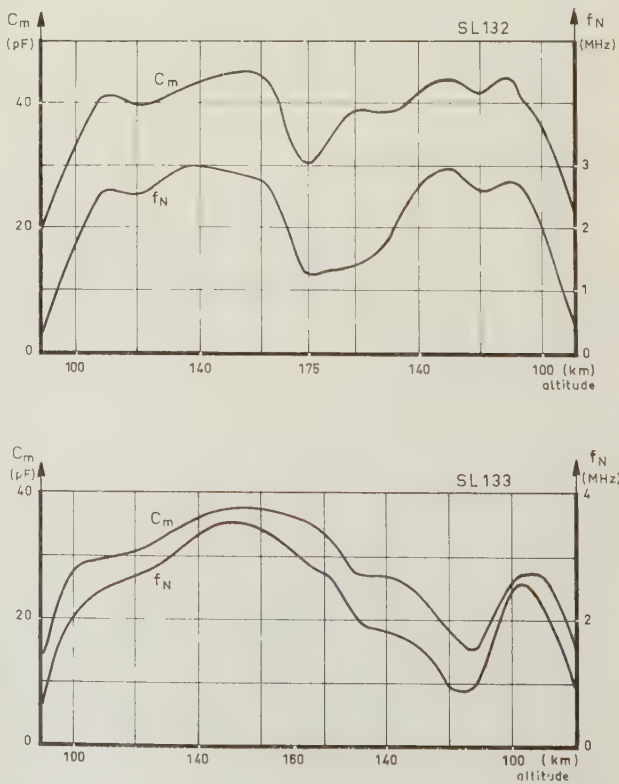


FIG. 3. — Variation de la capacité (1,54 MHz et polarisation nulle) et de la fréquence de plasma en fonction de l'altitude.

de l'antenne sans gaine et d'une capacité de gaine C_s ; alors l'hypothèse $|C| \gg C_s$, vérifiée à notre fréquence de travail, entraîne $C_m \approx C_s$. A l'aide du modèle simple de JASTROW et PEARSE (1957) où on suppose une absence totale d'électrons entre la surface du dipôle et le bord de la gaine, on peut calculer le rayon extérieur de la gaine en fonction de la densité électronique extérieure et du potentiel de l'antenne, et en déduire C_s . La valeur de C_s et sa variation avec f_N obtenues de cette manière s'accordent très bien avec l'expérience dans le cas des polarisations nulle et négative.

3.3. VARIATIONS DE LA CAPACITÉ AVEC θ

Les variations de capacité décrites ci-dessus ont été obtenues en supprimant tous les effets qui, de manière évidente, dépendent de θ , angle de l'axe de l'antenne et du champ magnétique terrestre. Ces effets sont en général très faibles à 2,7 et 5 MHz, comme la théorie le laisse prévoir. Il y a cependant de courtes périodes au cours desquelles la capacité varie beaucoup avec θ , la capacité minimale ayant toujours lieu pour $\theta = 90^\circ$. Ces variations sont d'un sens opposé à celui prévu par la théorie et il semble qu'on doive les attribuer à des changements dans la gaine plutôt qu'à des effets réellement magnétoioniques. On observe aussi des variations de C_m avec θ , lors de la mesure à 1,54 MHz, mais dans ce cas le sens de cette variation n'est pas toujours le même.

4. Mesures de conductance

Les valeurs de la conductance de l'antenne sont différentes à chacune des trois fréquences et, de plus, elles dépendent fortement de la polarisation continue. En prenant les résultats qui correspondent à une antenne polarisée positivement, on obtient comme valeurs typiques $400 \mu\Omega^{-1}$ à 1,54 MHz, $100 \mu\Omega^{-1}$ à 2,7 MHz et $10 \mu\Omega^{-1}$ à 5 MHz. On a constaté des variations importantes autour de ces moyennes lors des trois vols, avec en particulier une dépendance en θ , très marquée pour les résultats des mesures à 1,54 MHz.

La figure 4 montre la variation de la conductance au cours de l'un de ces vols, après avoir supprimé les variations dues à θ . Les courbes (b), (c), (d) se rapportent à une antenne polarisée positivement et à des fréquences respectives de 1,54, 2,7 et 5 MHz ; par comparaison avec la courbe (a) qui montre la variation de f_N^2 , on peut voir que, dans chaque cas, la conductance est grossièrement proportionnelle à la densité électronique. La courbe (e), correspondant à 1,54 MHz et à une polarisation nulle, indique un comportement tout à fait différent, la conductance est en effet inversement proportionnelle à la fréquence de plasma. Ce dernier effet s'interprète simplement comme un effet de gaine si on considère que la capacité de la gaine et celle de l'antenne varient simultanément avec la fréquence de plasma.

Si on cherche quelles sont les causes de la conductance mesurée quand la polarisation est positive, on est amené à considérer plusieurs possibilités qui

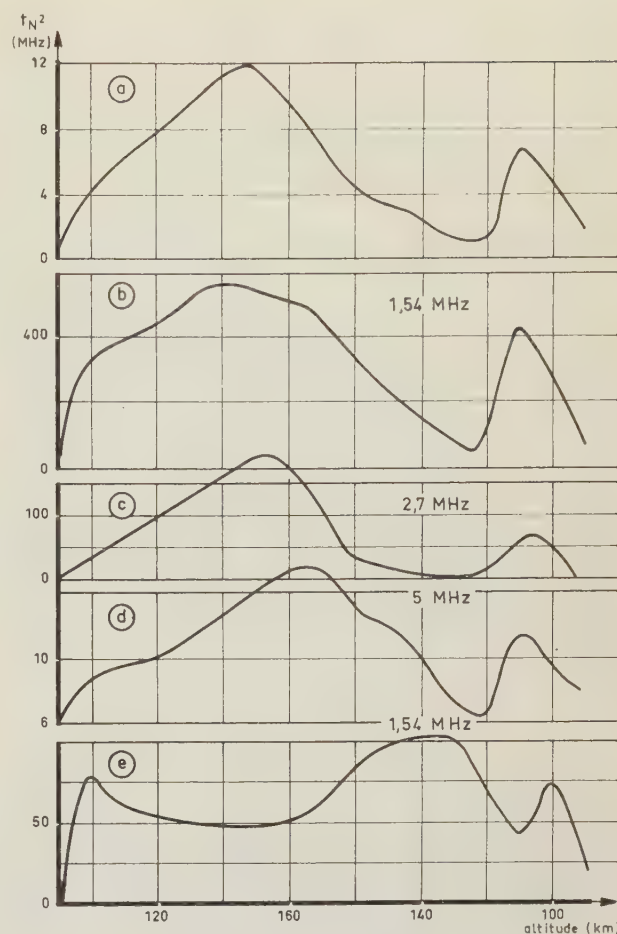


FIG. 4. — Vol SL 133

- a) variation de f_N^2
- b) à e) conductance de l'antenne
- b) 1,54 MHz, polarisation positive
- c) 2,7 MHz, polarisation positive
- d) 5 MHz, polarisation positive
- e) 1,54 MHz, polarisation nulle.

comprennent 1) le rayonnement d'ondes électromagnétiques et d'ondes de plasma, 2) le fait que l'ionosphère se comporte comme un diélectrique à pertes dues aux collisions électrons - ions et électrons - neutres, 3) la perte anormale qui apparaît à certaines fréquences dans la théorie quasi statique de l'admittance du dipôle [KAISER, 1962] et 4) le recueil d'électrons par l'antenne, en phase avec la tension alternative appliquée. L'amplitude de la conductance est beaucoup trop grande pour être imputée au rayonnement électromagnétique ou aux collisions électroniques dans l'ionosphère, et le fait qu'elle augmente avec la densité électronique fait penser qu'elle n'est pas due au rayonnement d'ondes de plasma. De plus les pertes anormales que nous avons signalées n'ont pas d'existence physique certaine dans tous les cas et, de toute façon, elles ne peuvent intervenir que dans des conditions très particulières. La conductance due au recueil d'électrons par une antenne ou par une sonde est un phénomène bien connu aux basses fréquences et son amplitude peut être simplement déduite de la pente de la caractéristique courant-tension (LANGMUIR).

Pour l'antenne utilisée, portée au potentiel de plasma, cette conductance serait environ $1 \text{ m}\Omega^{-1}$, valeur supérieure à toutes les valeurs mesurées. Nous pensons par conséquent que ce mécanisme est probablement la principale cause de la conductance observée dans ces expériences.

5. Conclusions

Les expériences décrites ont montré que les mesures d'admittance d'antenne donnent des informations intéressantes sur la densité électronique dans le voisinage immédiat de l'antenne bien que, pendant une bonne partie des vols, cette densité soit très différente de ce qu'elle serait au sein d'une ionosphère non perturbée. Nous avons examiné les effets des variations du potentiel de l'antenne et montré leur grande influence sur la valeur de l'admittance. L'ignorance de la valeur exacte de la différence de potentiel entre l'antenne et le plasma rend très difficile l'interprétation quantitative des effets de gaine, mais nous avons montré qu'une partie des résultats était compa-

tible, de manière semi-quantitative, avec un modèle très simple de gaine.

Les résultats ne sont pas incompatibles avec la théorie de l'admittance d'une antenne dans un magnétoplasma uniforme, mais, à cause des effets de gaine, ils ne peuvent fournir une vérification valable de cette théorie.

6. Remerciements

La conception et la réalisation de l'équipement de la fusée sont dus à une équipe dirigée par M. B.N. HARDEN qui est le principal auteur de ce travail. Le Royal Aircraft Establishment (Farnborough) a été chargé de la préparation des fusées et de la fourniture des données d'altitude. Le Weapons Research Establishment (Salisbury) a eu la responsabilité des installations de lancement et de la fourniture des données du sondeur ionosphérique.

Le travail décrit est une partie du programme de la Radio and Space Research Station, et l'article est publié avec l'autorisation de son directeur.

MESURES A BASSE FRÉQUENCE DE L'ADMITTANCE D'UN DIPOLE DANS L'IONOSPHERE

PAR

T.R. KAISER et J.K.E. TUNALEY
Université de Sheffield

1. Introduction

Des mesures d'admittance ont été effectuées dans l'ionosphère sur trois dipôles orthogonaux de faible longueur, à l'aide d'un dispositif monté sur l'engin Skylark, lancé le 25 mars 1965, à 09.36 heures C.S.T.,* de Woomera, en Australie. Les fréquences de mesure étaient de 175 kHz, 204 kHz et 252 kHz. La configuration des antennes est illustrée par la figure 1, représentant deux dipôles placés à angle droit l'un de l'autre et perpendiculaires à l'axe de l'engin, ainsi qu'un troisième dipôle constitué par un brin longitudinal et le corps de l'engin. Chaque brin était de forme conique, ayant un diamètre moyen de 1,5 cm et une longueur de 2 m environ, de sorte qu'aux fréquences de mesure, la longueur des brins était très faible par rapport à la longueur d'onde dans l'espace libre. Un montage similaire avait été utilisé comme système d'antennes de réception sur engin, dans une expérimentation sur la propagation à basse fréquence (202 kHz) effectuée conjointement par la Station de

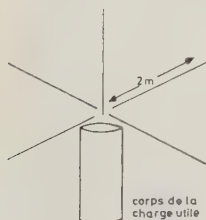


FIG. 1. — Configuration des antennes.

Recherche Radioélectrique de Slough et l'Université de Sheffield [6]. Ainsi, la présente expérimentation avait en partie pour but d'étudier dans quelle mesure les variations d'impédance d'un aérien, dues à la présence de l'ionosphère, pouvaient influencer les résultats. La théorie de l'admittance d'un dipôle de faible longueur dans un milieu homogène magnéto-ionique a été traitée par KAISER [1] et par BALMAIN [2]

tandis que les effets, à très basses fréquences, d'une gaine de plasma ont été étudiés par MLODNOSKY et GARRIOTT [3]. Des mesures d'admittance effectuées près de la gyrofréquence ont été analysées par BRAMLEY [4] et par HUGILL [5], qui avaient trouvé que les résultats pouvaient être interprétés en termes de la théorie de KAISER, surtout lorsque l'on considérait une gaine de plasma à capacité constante. Les présentes mesures à basse fréquence ont été effectuées de manière à déterminer jusqu'où cette théorie restait valable, et à étudier l'utilisation des sondes BF pour obtenir des renseignements sur la densité d'électrons et la fréquence de collision dans l'ionosphère. La théorie magnéto-ionique [1,2] prédit de grandes variations d'admittance en fonction du changement de l'orientation du dipôle par rapport au champ magnétique terrestre.

2. Expérimentation

2.1. PROGRAMME DE VOL

Le moteur d'engin étant un Raven 7A, avec un propulseur Cuc-Koo mis à feu à l'instant zéro. Au bout de 70 s, à une altitude de l'ordre de 71 km, l'ogive fendue située dans le nez était larguée, permettant aux brins d'aériens, repliés vers l'intérieur pour assurer leur protection pendant la période initiale du vol, de se déplier une seconde après. Au bout de 73 s, la charge utile était séparée de l'étage propulsif, de façon à diminuer les effets dus à l'échappement des gaz, sur les mesures ; au bout de 220 s, l'apogée était atteinte, pour une altitude de 171 km.

2.2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

L'expérimentation était conçue pour mesurer simultanément l'admittance des trois dipôles orthogonaux. Puisque le dispositif comportait des détecteurs synchrones, il était possible de préconiser l'utilisation des signaux à différentes fréquences sur chaque aérien,

* Central Standard Time = heure de l'Amérique Centrale.

afin de minimiser les phénomènes de couplage. Les signaux de mesure à différentes fréquences étaient commutés périodiquement d'un dipôle à un autre, afin d'assurer dans un intervalle d'altitude donné, la réception du maximum d'information possible en fonction de la fréquence et de l'orientation de l'axe du dipôle.

Les théories de KAISER et de BALMAIN supposent le milieu homogène, et ne tiennent pas compte de l'existence d'une gaine d'ions positifs qui se forme autour d'un conducteur dans un plasma. Par conséquent, une tension en dents de scie à basse fréquence, de $-0,5$ V à $+5$ V, était appliquée entre l'un des dipôles et le corps de la charge utile, afin de réduire ou d'éliminer la gaine de plasma. La dent de scie était déclenchée en synchronisme avec la fréquence de commutation et se répétait une fois par seconde, ce rythme étant déterminé par la nécessité d'obtenir suffisamment de mesures à chaque balayage, avec une télémessure convenable. Les signaux de mesure appliqués aux dipôles étaient limités à 2 mV efficace environ, de façon à minimiser les effets non linéaires dans le plasma.

Les figures 2 et 3 montrent respectivement le diagramme synoptique du dispositif de mesure d'admittance pour un dipôle, et le circuit équivalent du pont auquel est connecté l'aérien. Un signal issu de l'oscillateur alimente un brin de l'aérien et développe aux

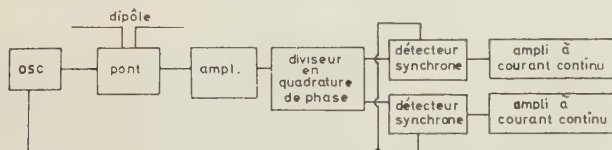


FIG. 2. — Dispositif de mesure de base.

bornes d'une faible résistance une tension proportionnelle en amplitude et en phase à l'admittance mutuelle des deux brins. Cette tension est amplifiée et se divise en deux composantes en quadrature, qui alimentent séparément deux détecteurs synchrones. Le signal de référence est dérivé directement de l'oscillateur. Après détection, les deux sorties contenant les données sur l'admittance sont filtrées, amplifiées et amenées vers la télémessure. L'étalonnage de chaque système avait lieu pendant le vol, aux alentours de l'apogée, par commutation aux bornes de l'aérien, d'une susceptance et d'une conductance connues de manière à obtenir un point d'admittance nulle. On définissait ainsi les deux axes de susceptance et de conductance pour le tracé à deux dimensions des tensions de télémessure.

On peut voir, d'après le circuit équivalent du pont, qu'il existait un effet d'écran considérable entre les deux brins d'un dipôle transversal dû au corps de

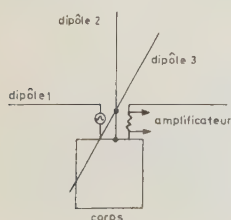


FIG. 3. — Circuit équivalent du pont.

la charge utile et aux autres aériens. Cependant, le système n'était pas sensible aux variations d'admittance entre un brin quelconque d'un dipôle et le corps. Cette dernière caractéristique était la plus souhaitable, puisque la tension en dents de scie pourrait conduire à de grandes variations dans les dimensions de la gaine autour du corps, et par conséquent à une variation de l'admittance entre un brin et le corps.

3. Résultats

Les résultats présentés ici ne sont que préliminaires. Il est commode, pour la comparaison, d'utiliser les quantités $G\omega^{-1}$, $B\omega^{-1}$, $R\omega$, $X\omega$ au lieu de la conductance G et de la susceptance B , ω étant la pulsation haute fréquence. Les figures 4 et 5 traduisent directement l'enregistrement du film du Skylark format standard $5\frac{1}{2}$ pouces; les mesures ont été relevées avec une règle, conduisant à une erreur possible de $0,5$ pF pour chaque valeur portée. Les points relevés aux figures 6 et 7 ont été obtenus à partir d'une réduction digitale des données de télémessure sur la bande magnétique originale. Les erreurs dues aux parasites sont réduites, mais il existe néanmoins une erreur systématique possible de 5% dans les échelles d'admittance. Les données sur l'altitude provenant du magnétomètre longitudinal étaient relevées à partir de l'enregistrement « quick-look » (*), alors que l'on dispose des données complètes sur l'attitude par rapport au champ magnétique terrestre.

3.1. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES

Sur la figure 4, nous avons un relevé de la susceptance et de la conductance parallèles en fonction

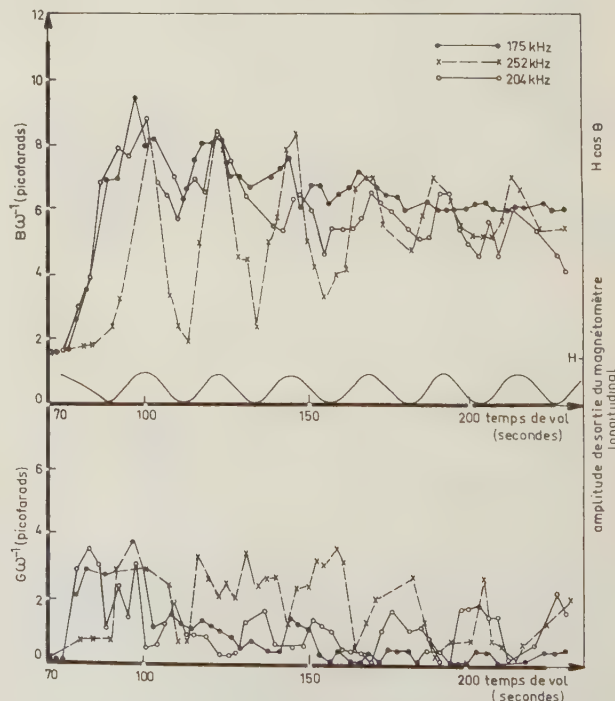


FIG. 4. — Admittance parallèle ($G + jB$) d'un dipôle transversal.

(*) Procédé d'enregistrement permettant un examen immédiat et global des principales données de vol (note du traducteur).

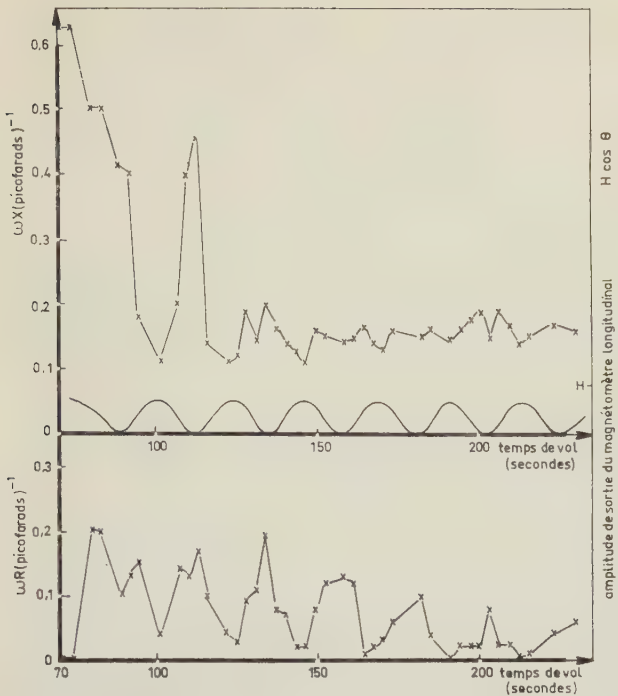


FIG. 5. — Impédance série ($R+jX$) d'un dipôle transversal à 250 kHz.

du temps de vol et aux trois fréquences pour le dipôle transversal qui n'était pas connecté au générateur de dents de scie, et à des instants où la tension en dents de scie était nulle. Puisque ce dipôle était relié en courant continu au corps de la charge utile, son potentiel variait, pendant chaque balayage, dans le sens contraire à celui de l'autre dipôle transversal, de sorte qu'il y a seulement un point relevé toutes les trois secondes pour chaque fréquence. La figure 4 comporte aussi le signal de sortie du magnétomètre, qui était dirigé suivant l'axe de l'engin. Ce signal tombe approximativement à zéro sur chaque période de précision indiquant que le champ magnétique est à peu près perpendiculaire à l'axe du corps, de sorte que, étant donné le mouvement de roulis de la charge utile, le dipôle transversal peut se placer à n'importe quel angle du vecteur magnétique. Pour une sortie maximale du magnétomètre, l'angle entre l'axe du dipôle et le vecteur magnétique est toujours supérieur à 50°.

Il y a une corrélation directe entre la tension de sortie du magnétomètre et la composante de la susceptance observée, aux trois fréquences, mais il est manifeste qu'une diminution de la fréquence conduit à une modulation plus faible. La relation entre la sortie du magnétomètre et la conductance est moins évidente. Cependant, en moyenne, cette dernière semble diminuer quand l'altitude augmente. La modulation de la susceptance pouvait être interprétée soit comme un effet magnéto-ionique, soit comme un effet de la gaine de plasma, les deux étant fonctions de l'altitude. Dans le premier cas, ce sera une fonction de l'angle entre l'axe du dipôle et le champ magnétique terrestre, mais dans le second cas, ce sera une fonction de l'angle entre l'axe de l'engin et le vecteur vitesse ; ces deux angles peuvent être évalués à partir de la sortie du magnétomètre. Cependant, il est

raisonnable de s'attendre à ce que la gaine de plasma se comporte approximativement comme une capacité, auquel cas la modulation serait quasi indépendante de la fréquence. Il semble donc que la modulation est principalement d'origine magnéto-ionique surtout aux altitudes élevées où la modulation sur le tracé à 175 kHz est faible.

La figure 5 montre le résultat de la transformation de la combinaison en parallèle de la susceptance et de la conductance du dipôle en réactance et conductance série, pour une fréquence d'excitation de 252 kHz. La réactance tracée peut se décomposer en une réactance relativement constante, croissant lentement avec l'altitude, et une réactance fortement modulée qui atteint une valeur minimale lorsque l'angle entre l'axe du dipôle et le vecteur magnétique est maximal. La résistance montre également une nette variation inverse avec la tension du magnétomètre, sa valeur minimale étant atteinte dans les mêmes conditions.

3.2. VARIATIONS EN FONCTION DU POTENTIEL DE L'ANTENNE.

Considérons maintenant le dipôle auquel était appliquée la tension en dents de scie. La variation de l'admittance et de la tension en dents de scie, en fonction du temps, est représentée par la figure 6,

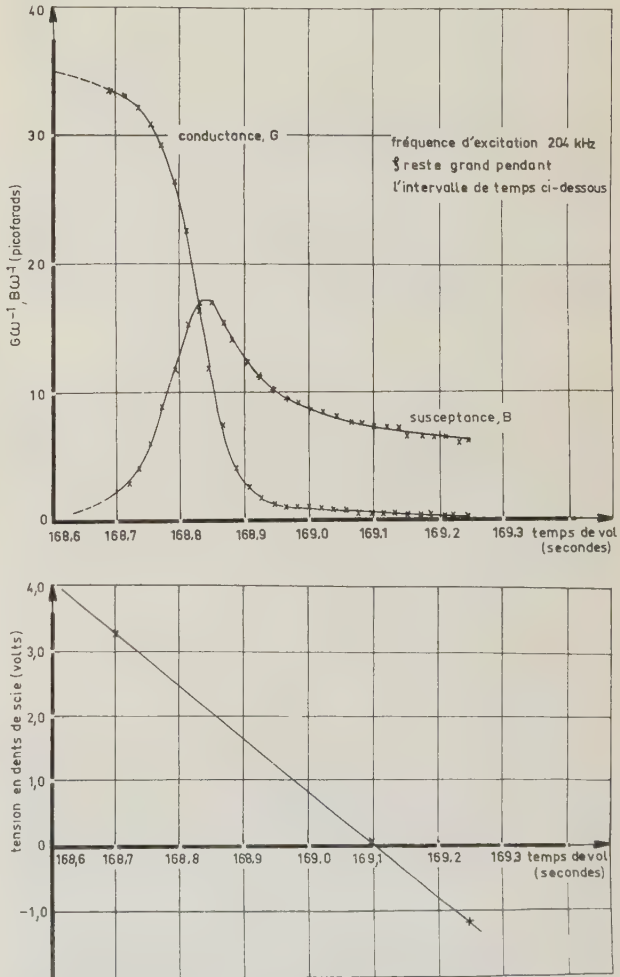


FIG. 6. — Variation de l'admittance ($G+jB$) avec la tension en dents de scie.

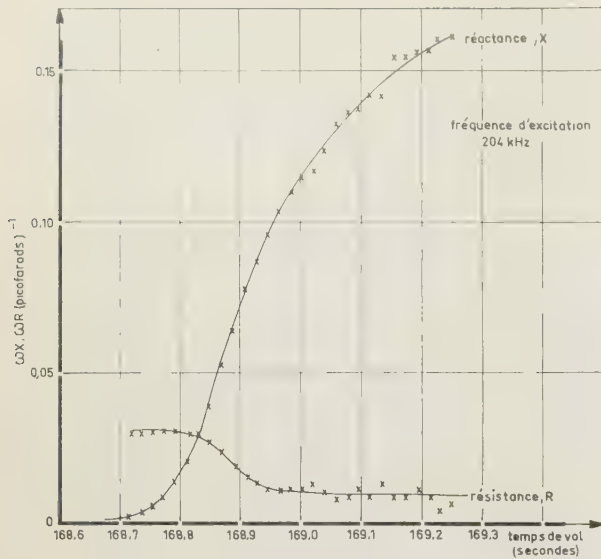


FIG. 7. — Variation de l'impédance ($R+jX$) avec la tension en dents de scie.

pour un intervalle de temps où l'angle entre l'axe du dipôle et le vecteur magnétique était à peu près constant et voisin de 90° . Cela veut dire que la courbe montre l'admittance principalement comme une fonction de la tension en dents de scie, donc une fonction des paramètres dépendant de la gaine de plasma. La transformation de la combinaison parallèle en une combinaison série équivalente nous donne la figure 7, où la réactance varie dans un rapport de 1 à 80 environ, et la résistance dans un rapport de 1 à 3 environ, pour une variation de tension de 4 V. C'est justement le résultat que nous pouvions attendre des variations du rayon de la gaine de plasma. Il est clair qu'après la disparition de la gaine de plasma, l'impédance restante devient presque entièrement résistive.

3.3. INFLUENCE D'UNE ATTITUDE PLUS FAIBLE

L'angle entre l'axe d'un dipôle quelconque et le vecteur magnétique terrestre tendait à se situer entre 30° et 80° pendant le vol, et un dipôle n'atteignit des angles plus faibles que très rarement. Lorsque cela se produisit, et l'on obtint des angles inférieurs à 20° , l'admittance présentait un minimum prononcé. Les angles correspondant aux minimums décroissaient quand l'altitude augmentait.

4. Comparaison avec la théorie

Les courbes données par KAISER [1], concernant les valeurs de la densité d'électrons et de la fréquence de collision, obtenues au-dessus de 100 km pendant le vol (en supposant un milieu magnéto-ionique homogène), présentent les caractéristiques générales montrées sur la figure 8. La conductance et la susceptance qui reste toujours positive, dépendent toutes les deux étroitement de l'angle ξ entre l'axe du dipôle et le champ magnétique terrestre. Lorsque ξ croît, l'admittance passe d'une région où la capacité prédomine à une région de grande conductance, le module

de l'admittance atteignant une valeur minimale entre ces deux régions. Celle de conductance est, pour ainsi dire, une région hyperbolique, dans laquelle les prédictions peuvent être sérieusement discutables. Si la densité d'électrons croît, ou que la fréquence du signal décroît, le minimum se déplace vers $\xi = 0$, atteignant une valeur minimale de ξ de l'ordre de $7,5^\circ$ pour une densité infinie ou une fréquence zéro.

D'après les courbes, il est clair que la susceptance reste toujours capacitive. Lorsque l'altitude croît, la densité d'électrons croît et la région capacitive devient plus étroite suivant l'axe des ξ , avec un minimum d'admittance s'approchant de $\xi = 7,5^\circ$ à l'apogée. Puisque, dans ces conditions, la probabilité d'avoir ξ dans cette région est très faible, nous pouvons nous attendre à ce que la modulation décroisse quand l'altitude augmente. Nous pouvons aussi nous attendre à une forte augmentation de la conductance, quand ξ se trouve dans la région de conductance. Nous pouvons voir ce résultat sur la figure 5 où la résistance décroît dans l'ensemble quand l'altitude croît; quand ξ est grand la résistance décroît jusqu'à des valeurs très faibles. Nous devons aussi nous attendre à une diminution de la profondeur de modulation par une diminution de la fréquence, quand le minimum de la courbe d'impédance présumée se déplace vers $\xi = 0$.

La théorie de MLODNOSKY et GARRIOTT conduirait à l'inclusion, compte tenu de la gaine de plasma, d'une impédance en série avec l'impédance magnéto-

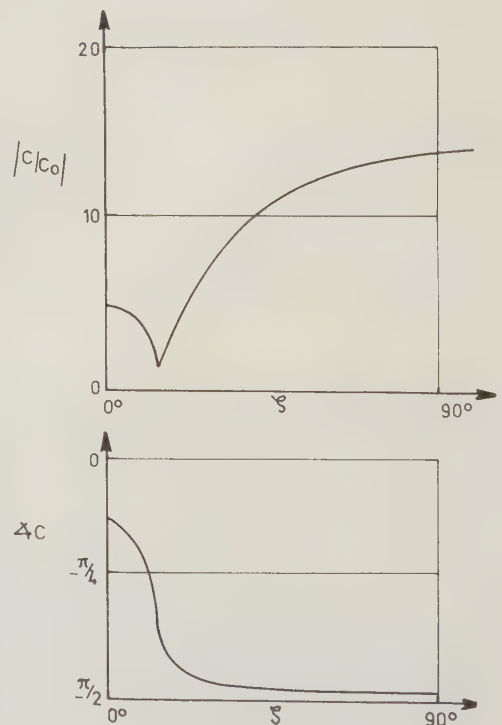


FIG. 8. — Capacité complexe fonction de l'orientation du dipôle, pour une altitude de 130 km environ à la fréquence de 200 kHz (KAISER). C_0 est la capacité dans l'espace libre.

ionique. La première peut se transformer en une combinaison parallèle :

$$G = \frac{e}{KT} I_e, \quad C = \frac{\pi \varepsilon_0 L}{2I_n(R/R_0)}$$

où ε_0 est la constante diélectrique de l'espace libre, I_e le courant d'électrons du type Langmuir se dirigeant vers un brin du dipôle, e la charge électronique, KT l'énergie thermique, R le rayon de la gaine, L la longueur totale du dipôle, R_0 le rayon de celui-là.

A 200 kHz, le terme de la susceptance dépassera d'un ordre de grandeur celui de la conductance, et la capacitance seule sera facilement observable.

5. Conclusions

Les résultats ci-dessus ont été examinés qualitativement. Pour des fréquences aux environs de 200 kHz et des altitudes au-dessus de 100 km, il est possible de décomposer l'admittance observée en deux parties, dont la première est une contribution de la gaine de

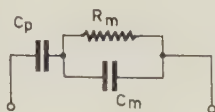


FIG. 9. — Circuit équivalent du dipôle.

plasma capacitive. Puisqu'il y a une modulation très faible dans le relevé de la susceptance à 175 kHz, surtout vers l'apogée, cette capacité dépend faiblement de l'angle entre l'axe de l'engin et le vecteur

vitesse. Cela pourrait être prévu puisque, pour une augmentation de l'altitude, la vitesse de l'engin tend vers zéro. Aux altitudes plus basses mais cependant supérieures à 100 km, l'influence de la fréquence est très marquée, indiquant que la variation d'admittance dépend encore principalement des effets magnéto-ioniques, tandis que la capacité de la gaine demeure relativement constante avec l'altitude. Le terme magnéto-ionique forme la deuxième partie de l'admittance, et semble être du type prédit par la théorie de KAISER.

Le circuit équivalent du dipôle peut être représenté par le circuit de la figure 9, où C_p est la capacité de la gaine, qui dépend essentiellement du potentiel de l'aérien, tandis que C_m et R_m composent l'admittance magnéto-ionique. Avec les présentes données, il n'a pas été possible d'examiner l'effet d'écran produit par le corps de la charge utile, ou la naissance des ondes de plasma. Ces ondes modifieraient plus ou moins la réactance série pour des fréquences de signaux inférieures à la fréquence du plasma, dans cette étude, cet effet a été inclus dans la capacité de gaine.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KAISER T.R., 1962. The admittance of an electric dipole in a magneto-ionic environment, *Planetary Space Sci.*, **9**, 639.
- [2] BALMAIN K.G., 1964. The impedance of a short dipole antenna in a magnetoplasma, *Aeronomy Report No. 2*, University of Illinois.
- [3] MLODNOSKY R.F. and GARRIOTT O.K., 1962. The V.L.F. admittance of a dipole in the lower ionosphere, London Conference on the Ionosphere, July 1962.
- [4] BRAMLEY E.N. Measurements of Aerial Admittance in the Ionosphere, Colloque sur les antennes en milieu ionisé, June 1965. *L'Onde Électrique*, Décembre 65, p. 1472-1475.
- [5] HUGILL J., 1965. Some measurements of aerial impedance in the ionosphere, *Annales d'Astrophysique*, **28**, 255.
- [6] HALL J.E. and BULLOUGH K., 1963. A rocket-borne low frequency propagation experiment to determine D-region electron densities, *Nature*, **200**, 642, 1963.

LA SONDE A RÉSONANCE

PAR

D. LEPECHINSKY

Services de Physique Appliquée du C.E.N.

91 - Saclay, France

1. Introduction

La sonde à résonance pour la mesure de la densité électronique des plasmas a été utilisée pour la première fois par les Japonais TAKAYAMA, IKEGAMI et MIYASAKI en 1960 [1]. La méthode consiste à superposer une tension HF variable à la tension continue appliquée à la sonde de Langmuir classique et à étudier la dépendance du courant continu de sonde en fonction de la fréquence de la tension HF. Celle-ci produit par un effet de redressement un accroissement du courant continu, pratiquement indépendant de la fréquence, aux fréquences basses. Aux fréquences supérieures, l'accroissement du courant continu passe par un maximum prononcé qui correspond à une fréquence dite « de résonance » ω_R , puis décroît jusqu'à zéro à une fréquence dite « d'anti-résonance » ω_A , pour augmenter ensuite à nouveau.

Les auteurs japonais avaient conclu que ω_R était approximativement égale à ω_p — la fréquence de plasma — et qu'elle était indépendante du potentiel continu de sonde.

Ils proposèrent d'appliquer la méthode au diagnostic du plasma ionosphérique, ce qui fut fait au cours des années suivantes.

Il s'est avéré toutefois que leurs conclusions étaient toutes deux erronées, la fréquence plasma étant, en fait, toujours supérieure à ω_R et correspondant à ω_A ; l'erreur par défaut ainsi commise sur la densité électronique pouvait atteindre un facteur 4 et même davantage. Les premières données expérimentales obtenues par les Japonais ont stimulé, dès le début, des recherches théoriques sur la nature exacte du phénomène observé, qui, mal compris, avait été attribué, à tout hasard, à une interaction faisceau-plasma.

La première analyse théorique a été publiée par ICHIKAWA et IKEGAMI en 1962 [2]; ils concluaient

que la résonance du courant continu de sonde se produisait à la fréquence de plasma ω_p , mais leur modèle théorique ne tenait pas compte de la gaine et supposait que le champ HF ne pénétrait dans le plasma que sur une distance L mal définie. Cette théorie fut violemment critiquée par WIMMEL [3] qui montra l'effet déterminant de la gaine et proposa un modèle plus réaliste mais comportant encore une certaine longueur arbitraire. C'est VANDENPLAS et GOULD [4, 5] qui, les premiers, ont étudié l'impédance d'un condensateur plan dont une partie du diélectrique est constituée par une tranche de plasma et montré que ce système présente à la fois une fréquence de résonance série $\omega_R < \omega_p$ (dépendant de ω_p et de l'épaisseur relative du vide et du plasma formant le diélectrique) et une résonance parallèle $\omega_A = \omega_p$. Sur cette base, HARP et CRAWFORD [6] ont récemment publié une mise au point de la question préconisant de distinguer dans le système sonde HF-plasma deux régions distinctes : l'une formée par la gaine entourant la sonde et l'autre par le plasma non perturbé, où, à la résonance, le champ électrique est en opposition de phase et a pour valeurs $\vec{E}_1$ dans la gaine et $\vec{E}_{1p} = \vec{E}_1 / (1 - \omega_p^2 / \omega^2)$ dans le plasma (continuité de $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$).

Dans ces conditions, introduisant pour une géométrie sphérique (sonde sphérique de rayon R) un facteur de correction de $(R/r)^2$, ils arrivent pour la fréquence de résonance ω_R , à l'expression simple suivante :

$$\omega_R = \frac{\omega_p}{(1 + R/K\lambda_D)} \quad (1)$$

où l'épaisseur S de la gaine a été remplacée par $K\lambda_D$, λ_D étant la distance de Debye et K un facteur de l'ordre de 5 — valeur trouvée le mieux en rapport

avec les résultats théoriques de PAVKOVICH et KINO [7] sur la pénétration d'un champ HF dans un plasma.

2. Théorie de la sonde à résonance sphérique de A. Messiaen

On doit à A. MESSIAEN la première théorie vraiment satisfaisante, quoique simple, de la sonde à résonance [8, 9]. Nous allons en exposer l'essentiel et montrer ensuite les résultats de sa vérification expérimentale.

Considérons une sonde sphérique métallique plongée dans un plasma et portée à un potentiel continu $V_0 < 0$ par rapport au potentiel de plasma; une gaine ionique se forme alors autour de la sonde, d'autant plus épaisse que V_0 est plus négatif. Appliquons à la sonde, en plus de V_0 , un potentiel alternatif ϕ_0 (tel que $|\phi_0| < |V_0|$), en nous limitant au cas où la fréquence du signal HF est telle que la longueur d'onde des ondes électromagnétiques dans le milieu est beaucoup plus grande que les dimensions de celle-ci. Cela permet de faire l'approximation « quasi statique » pour décrire le champ électrique E dans les

environs de la sonde c'est-à-dire de poser $\vec{E} = -\text{grad } \phi_0$ et de ramener le problème électromagnétique à un problème électrostatique pour une description asymptotiquement correcte de ce champ au voisinage de la sonde et de déduire, par conséquent, le courant HF qui correspond à la tension HF appliquée. On admettra de plus que seuls les électrons contribuent aux effets de résonance et que le plasma est froid. Dans ces conditions, on se trouve en présence d'un double problème d'électrostatique; on doit d'abord résoudre l'équation de Poisson pour obtenir le profil de la densité électronique N_e autour de la sonde et traiter ensuite, dans ce milieu, le problème électromagnétique dans l'approximation « quasi statique ».

La solution numérique de l'équation de Poisson, fournissant le profil de la densité électronique dans la gaine, a été donnée par plusieurs auteurs pour les géométries plane, cylindrique et sphérique moyennant certaines hypothèses simplificatrices sur le mouvement des ions (voir par exemple [10, 11]). Il apparaît que la densité des électrons décroît très rapidement à peu de distance de la sonde pour devenir très faible aux environs immédiats de celle-ci. Cela permet d'approcher la variation continue de la densité par une variation discontinue, afin d'obtenir une solution analytique du problème HF. On supposera que, dans la gaine, la densité électronique est négligeable et qu'en dehors de celle-ci, elle a la valeur N_{e0} correspondant au plasma non perturbé. L'épaisseur de la gaine sera estimée à partir de la solution numérique de l'équation de Poisson donnée par BERNSTEIN et RABINOVITCH [10], en admettant qu'elle s'étend jusqu'à une distance où $N_e = N_{e0}/2$. Le champ HF peut alors s'obtenir par la résolution de l'équation de Laplace dans les milieux envisagés, avec l'expression adéquate des conditions aux limites.

a) Résolution du problème HF

L'équation de Poisson, qui se réduit à celle de Laplace, s'écrit en coordonnées sphériques correspondant à notre cas :

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \phi \right) = 0. \quad (2)$$

La solution HF dans les milieux (1) c'est-à-dire dans la gaine supposée vide, de permittivité ϵ_0 et (2) c'est-à-dire dans le plasma, de permittivité ϵ_p , s'écrit :

$$\phi_1 = A + B/r \quad \text{et} \quad \phi_2 = C/r.$$

Les conditions aux limites, en $r = a$ et $r = b$ (fig. 1), donnent les relations :

$$A + \frac{B}{a} = \phi_0 \quad (\text{potentiel HF appliqué à la sonde}),$$

$$A + \frac{B}{b} = \frac{C}{b} \quad (\text{continuité du potentiel en } r = b)$$

et,

$$-\epsilon_0 \frac{B}{b^2} = -\epsilon_p \frac{C}{b^2} \quad (\text{continuité de la composante normale du déplacement } \vec{D} = \epsilon \vec{E}, \text{ en } r = b).$$

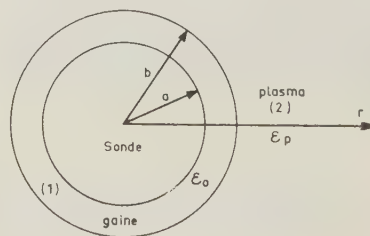


FIG. 1.

De sorte que la densité de courant HF recueilli par la sonde est donnée par :

$$J_{HF} = \left(\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \right)_{r=a} = i\omega\epsilon_0 \frac{B}{a^2} = \frac{i\omega\epsilon_0}{a^2} \phi_0 \frac{(\epsilon_p/\epsilon_0)(ab/b-a)}{(\epsilon_p/\epsilon_0) + (a/b-a)}. \quad (3)$$

Il apparaît ainsi que, puisque la permittivité ϵ_p du plasma supposé froid est donnée par :

$$\epsilon_p/\epsilon_0 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{1}{1 + i\nu/\omega} \right) \quad (4)$$

où ω_p est la fréquence plasma et ν celle des collisions électrons-neutres, J_{HF} passe par un *maximum* (résonance) pour $\omega = \omega_R$, telle que :

$$\omega_R = \omega_p \sqrt{\frac{b-a}{b}}, \quad (5)$$

et par un *minimum* (anti-résonance) pour $\omega = \omega_p$, dans le cas où $\nu/\omega < 1$.

L'allure générale de la variation de J_{HF} avec la fréquence est représentée sur la figure 2.

b) Résolution du problème du courant continu

La théorie classique de la sonde de Langmuir conduit à l'expression suivante de la densité du courant électronique recueilli par une sonde portée à un

potentiel négatif V_0 par rapport au potentiel de plasma :

$$j_e = j_s \exp(eV_0/kT_e) \quad (6)$$

où j_s est le courant de saturation, e la charge de l'électron, k la constante de Boltzmann et T_e la température des électrons. Si, au potentiel continu V_0 ,

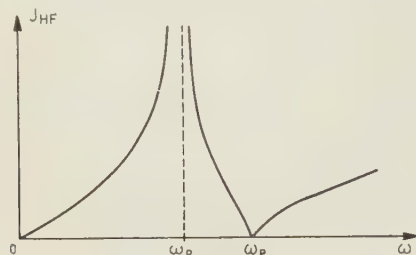


FIG. 2.

on superpose un potentiel alternatif $\delta\phi_g \sin \omega t$, la valeur moyenne, dans le temps, du courant électronique atteignant la sonde sera donnée par :

$$\bar{j}_e = j_s \exp(eV'/kT_e) \quad \text{avec} \quad V' = V_0 + \delta\phi_g \sin \omega t,$$

soit :

$$\bar{j}_e = j_s \left\{ \exp(eV_0/kT_e) \right\} \frac{1}{T} \int_0^T \exp(e\delta\phi_g \sin \omega t/kT_e) dt \quad (7)$$

c'est-à-dire :

$$\bar{j}_e = j_s \left\{ \exp(eV_0/kT_e) \right\} I_0(e\delta\phi_g/kT_e) \quad (8)$$

où $I_0(x)$ est la fonction de Bessel modifiée de première espèce, d'ordre zéro.

Dans le modèle adopté, le courant continu de sonde représente le flux d'électrons qui traverse la gaine (supposée vide) sous l'effet de la différence de potentiel V_0 aux bornes de celle-ci. Par analogie, on admettra que la contribution HF à ce courant continu doit être calculée en prenant pour $\delta\phi_g$ la différence de potentiel HF régnant sur le même espace ⁽¹⁾. De sorte que $\delta\phi_g$ sera donné par la solution de l'équation de Laplace, à savoir :

$$\delta\phi_g = \frac{B}{b} - \frac{B}{a} = \phi_0 \frac{\varepsilon_p/\varepsilon_0}{(\varepsilon_p/\varepsilon_0) + (a/b - a)}. \quad (9)$$

On voit que $\delta\phi_g$ subit les effets de résonance et d'anti-résonance au même titre que J_{HF} et que ω_R et ω_A sont les mêmes pour les deux grandeurs. Un développement en série de $I_0(e\delta\phi_g/kT_e)$ figurant dans (8), conduit, pour l'accroissement $\delta j_e = \delta I_{cc}/S$ du courant continu de sonde, à l'expression :

$$\frac{\delta I_{cc}}{S} \approx \frac{1}{4} \left(\frac{e|\delta\phi_g|}{kT_e} \right)^2 j_e \quad (10)$$

⁽¹⁾ On peut montrer que cette approximation, qui revient à négliger le temps de transit des électrons dans la gaine, est valable

tant que $\omega \ll \frac{1}{b-a} \sqrt{\frac{eV_0}{2m}}$ [12].

avec j_e donné par (6) lorsque $(e\delta\phi_g/kT) < 1$ et où S désigne la surface de la sonde.

L'allure de la variation de δI_{cc} en fonction de ω/ω_p , pour une épaisseur de gaine donnée, déduite de (10), est représentée sur la figure 3. Utilisant les relations (9) et (10), on peut montrer que le rapport de l'amplitude du pic de résonance à celle de δI_{cc} pour $\omega \rightarrow 0$, est donné par l'expression :

$$\frac{\delta I_{cc(\max)}}{\delta I_{cc}(\omega \rightarrow 0)} = \frac{a^2(b-a)}{b^3} \frac{\omega_p^2}{v^2} \quad (11)$$

qui permet de déduire la fréquence de collision v en fonction de ω_p et de l'épaisseur $g = b - a$ de la gaine.

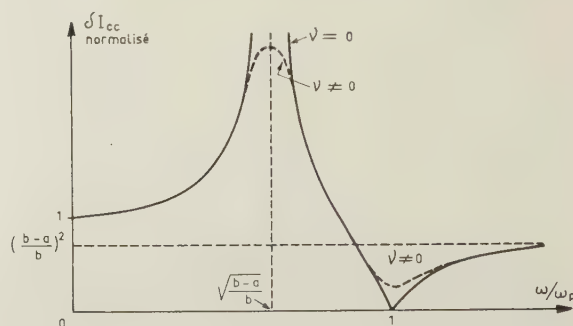


FIG. 3.

3. Vérifications expérimentales

a) Dispositif expérimental

Nous avons utilisé un plasma de diffusion de vapeur de mercure produit par deux décharges latérales dans un ballon sphérique scellé en pyrex de 30 cm de diamètre. Les décharges sont contenues chacune dans une « oreille » du ballon disposées aux extrémités d'un même diamètre (fig. 4); elles sont produites entre un filament à oxydes chauffé à 800 °C et une plaque cylindrique en nickel qui l'entoure, de sorte que le champ électrique radial est perpendiculaire à la direction de diffusion du plasma dans le ballon. Une sonde sphérique en acier inox de 2 cm de rayon est placée au centre du ballon, supportée par la tige centrale d'un coaxial, de manière que le signal HF ne se trouve appliqué au plasma que par la surface sphérique de la sonde. Préalablement à son scellement, le ballon a été étuvé sous pompage prolongé au cours duquel les cathodes thermoioniques ont été activées par la procédure habituelle. Après introduction de quelques gouttes de mercure, et scellement, la pression dans le ballon est devenue égale à celle de la tension de vapeur de mercure, soit à quelques 10^{-3} mmHg. A ce moment, le nombre de molécules neutres dans le ballon était d'environ $4.10^{13}/\text{cm}^3$ et le libre parcours moyen neutres-neutres et électrons-neutres, de l'ordre de 5 cm.

Les mesures de la densité électronique et de la température du plasma obtenu avec différents courants de décharge ont d'abord été faites par la méthode statique de la sonde de Langmuir classique et comparées à celles obtenues par la méthode HF. Les mesures HF ont été effectuées à l'aide d'un « wobbu-

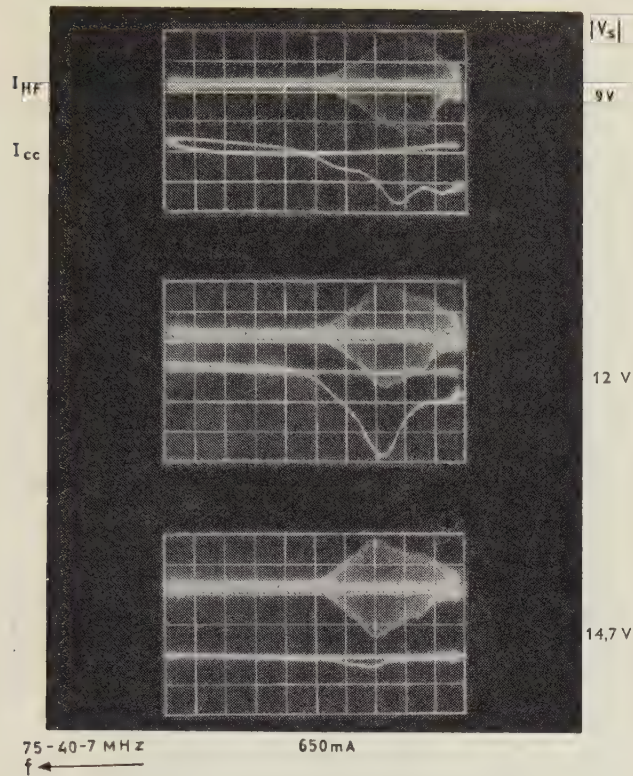


FIG. 5a. — Variation de ω_R avec la polarisation continue V_0

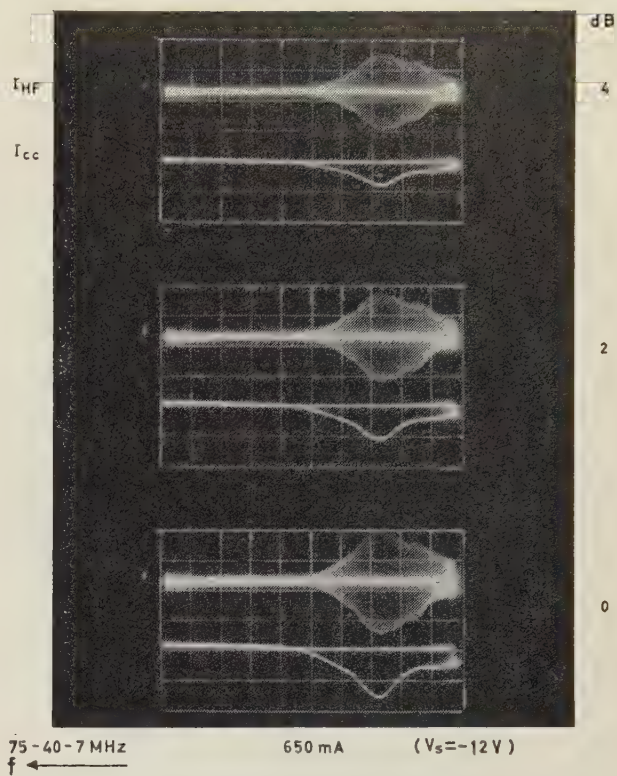


FIG. 5b. — Variation de l'amplitude de I_{HF} et de I_{cc} avec celle du signal HF appliqué.

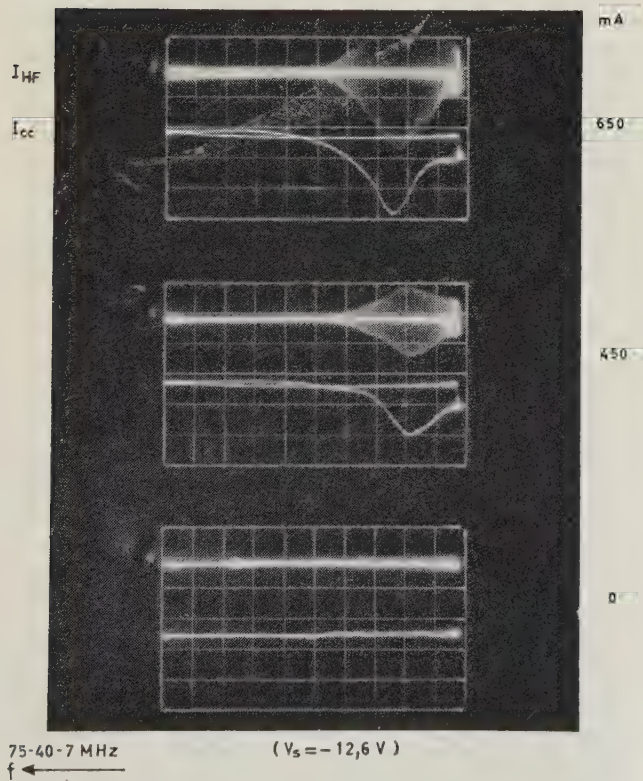


FIG. 5c. — Variation de I_{HF} et de I_{cc} avec le courant des décharges.

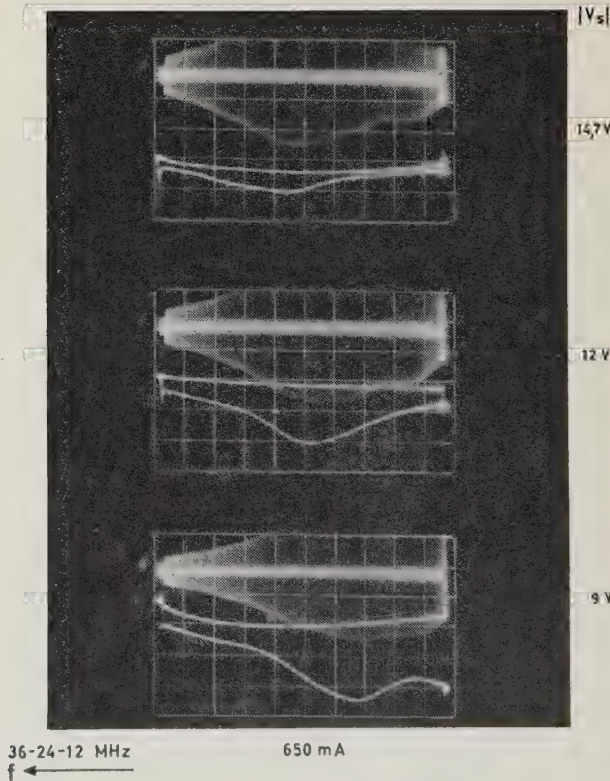


FIG. 5d. — Variation de ω_R avec V_0 .

(NB — Dans les 4 figures, les fréquences croissent de droite à gauche)

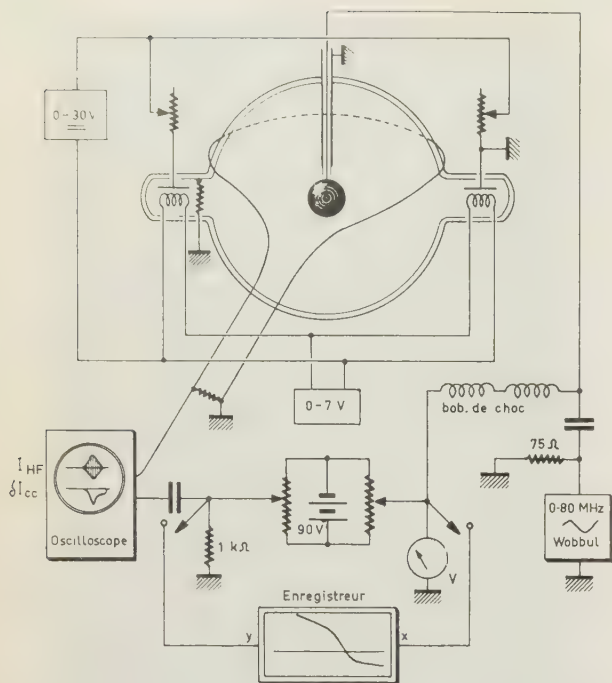


FIG. 4. — Sonde à résonance

lateur » pouvant balayer de 0 à 80 MHz à une cadence de 50 fois par seconde. La variation du courant continu de sonde et celle du courant HF en fonction de la fréquence ont été affichées simultanément sur un oscilloscope à double faisceau. L'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur le schéma de la figure 4.

b) Mesures statiques

Les mesures utilisant la sonde en sonde de Langmuir ont été faites pour des courants de décharge allant de 55 mA à 700 mA. Les caractéristiques obtenues présentaient toutes des coudes très nets et ont permis de mesurer la densité électronique et la température des plasmas obtenus qui s'échelonnaient respectivement entre 4.10^5 él/cm³ et $6.4.10^7$ él/cm³, 3 200 à 4 600 °K. La distance de Debye correspondante variait entre 3 et 0,5 mm.

c) Mesures HF

Des exemples des oscillogrammes de la variation du courant HF et du courant continu de sonde sont donnés dans la planche de la figure 5. Les relevés des fréquences de résonance ω_R et d'anti-résonance ω_A ont été faits sur les oscillogrammes du courant continu I_{cc} . Ainsi que le montre le graphique de la figure 6, l'accord entre la densité électronique déduite de la fréquence d'anti-résonance ω_A et des mesures statiques est excellent, l'écart entre les deux résultats est en effet inférieur à 10 %.

L'effet de l'épaisseur de la gaine sur la fréquence de la résonance f_R se traduit expérimentalement par un déplacement de celle-ci en fonction de la pola-

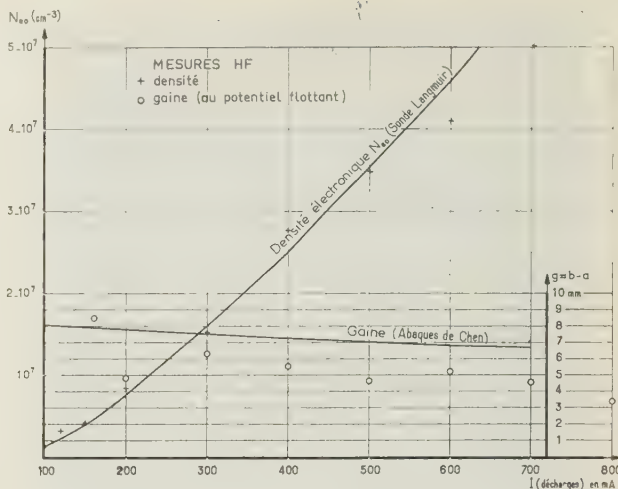


FIG. 6.

risation continue de sonde. La première et la dernière photos montrent ce déplacement dans le cas d'une décharge de 650 mA, pour laquelle l'anti-résonance f_A est d'environ 60 MHz :

$$\begin{aligned} \text{pour : } V_S &= -14,4 \text{ V}, f_R \cong 26 \text{ MHz;} \\ V_S &= -12 \text{ V}, f_R \cong 23,5 \text{ MHz;} \\ V_S &= -9,0 \text{ V}, f_R \cong 20 \text{ MHz.} \end{aligned}$$

où V_S est le potentiel de la sonde par rapport à la masse (*).

On voit qu'en accord avec la théorie, plus la polarisation est négative (c'est-à-dire plus la gaine est épaisse), plus ω_R se rapproche de ω_A , qui demeure fixe pour un courant de décharge donné (densité électronique donnée). Les épaisseurs de gaine théoriques, déduites des abaques de BERNSTEIN et RABINOVITCH [10] et basées sur la valeur de V_0 ont également été en bon accord avec les prévisions HF correspondant à l'expression (5) de la théorie de MESSIAEN lorsqu'on y a introduit les valeurs expérimentales de ω_R et de ω_A . Enfin, la fréquence de collision théorique, obtenue à partir de l'expression :

$$\nu = \frac{\text{Vitesse thermique des électrons}}{\text{Libre parcours moyens des électrons}}$$

a été comparée au résultat fourni par l'expression (11) à partir des mesures du rapport de $\delta I_{cc}(\max)$ et de $\delta I_{cc}(\omega \rightarrow 0)$. Là encore, un accord assez bon (avec un écart de moins de 40 %) sur des valeurs de ν (se situant autour de 12 MHz) a été constaté.

4. Conclusions

Nos expériences accusent donc dans l'ensemble un très bon accord avec les prévisions théoriques de A. MESSIAEN. Il apparaît cependant que la méthode du diagnostic par la sonde sphérique à résonance exige une interprétation assez délicate des résultats expérimentaux car la lecture de l'anti-résonance ω_A

(*) Le potentiel de plasma V_0 se situait approximativement à $V_S = -8$ volts.

est beaucoup moins aisée que celle de la résonance. D'autre part, lorsqu'elles sont déduites de δI_{cc} , ω_A et ω_R n'apparaissent nettement que dans un domaine de potentiels de polarisation de sonde d'à peine quelques volts autour du potentiel flottant.

Enfin il est à noter qu'une étude des effets du temps de transit des électrons et de leur réflexion sur la gaine [12] montre que ces effets introduisent des amortissements supplémentaires qui peuvent être très importants.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TAKAYAMA K., IKAGAMI H., MIYASAKI S. *Phys. Rev. Letters* **5**, 238, 1960).
 - [2] ICHIKAWA Y.H. IKEGAMI H. *Progr. Theoret. Phys.* **28**, 315, (1962).
 - [3] WIMMEL H.W., *Z. Naturforschung* **19a**, 1099, (1964).
 - [4] VANDENPLAS P., GOULD R. C.R. de la V^e Conf. Int. sur les Phén. dans les Gaz Ionisés (Munich 1961), **2**, 1470.
 - [5] VANDENPLAS P., GOULD R. *Physica* **28**, 357, (1962).
 - [6] HARP R.S., CRAWFORD F.W. *J. of Applied Phys.* **35**, n° 12, (1964).
 - [7] PAVKOVICH J., KINO G.S. C.R. de la VI^e Conf. Int. sur les Phén. dans les Gaz Ionisés (Paris 1963).
 - [8] MESSIAEN A. *C.R. Acad. Sc. Paris* **259**, 1710-1713, (Sept. 1964).
 - [9] MESSIAEN A. Rapports internes C.E.A. PA. IGn/RT 288 et 291 (Juil. 1964).
 - [10] BERNSTEIN I.B., RABINOWITZ I.N. *Phys. of Fluids* **2**, n° 2, (1959).
 - [11] CHEN F.F. *J. of Nuclear Energy, Part C*, **7**, 47 (1965).
 - [12] ROLLAND P. *C. R. Acad. Sc. Paris* (Déc. 1965).
-

CONCLUSIONS GÉNÉRALES DU COLLOQUE

PAR

G.A. DESCHAMPS
*University of Illinois
et Faculté des Sciences de Paris*

On m'a prié de tirer les conclusions générales de cette conférence. C'est une tâche un peu difficile et je crains de ne pas faire tout à fait justice à tous ceux qui ont contribué au colloque et qui ont présenté des choses si intéressantes pendant ces quatre jours. Je crois que je vais commencer tout à fait au début et dessiner une antenne sur le tableau, une sorte d'antenne symbolique, et répéter quels sont les problèmes essentiels qui se posent pour une antenne.

Premièrement, si l'on considère une antenne à transmission on veut savoir d'abord dans quelle mesure on est capable de l'adapter, c'est-à-dire qu'il faut étudier son impédance ou son coefficient de réflexion. On voudrait savoir dans quelle direction va l'énergie qui sort de cette antenne, s'il y a plus d'énergie dans telle ou telle direction, donc étudier son diagramme de rayonnement. Si l'on considère l'antenne à la réception, on voudrait savoir, enfin, quand on observe une certaine réponse, (j'emploie le mot réponse pour désigner le voltage, la tension aux bornes, l'intensité ou la puissance que l'on recueille), on voudrait savoir ce que cette réponse veut dire en terme d'onde incidente sur l'antenne.

Dans le vide ou dans l'air, ces problèmes d'antenne sont déjà difficiles. Pour résoudre le problème en général, pour résoudre ce problème-ci ou celui-là, il faut être capable, par exemple, de trouver une distribution de courant sur la structure métallique de l'antenne. S'il s'agit d'une antenne de ce type, on est conduit invariablement à une équation intégrale qu'il est assez difficile de résoudre. On est obligé de faire des approximations qui donnent finalement certains résultats.

Maintenant nous prenons cette antenne et nous la plaçons dans un milieu qui est le plasma. On ne peut pas dire que cela simplifie les choses. Il faut d'abord se demander ce qu'est ce milieu entourant l'antenne et en faire une description plus ou moins complète, simplifiée, plus ou moins idéalisée ou au contraire

plus ou moins réaliste. Pour rappeler les principales hypothèses à faire, il faut d'abord définir le champ dans ce milieu, un des principaux caractères c'est le degré de liberté à ce champ. Dans la première conférence, par exemple, je l'ai décrit en introduisant un vecteur qui peut avoir un nombre de dimensions assez variable : six dimensions dans le cas de l'électromagnétisme, davantage si l'on introduit plus de paramètres. Donc, la première chose à déterminer ce sont les questions de dimensions, de degré de liberté.

Il faut ensuite décrire les propriétés de ce milieu et la première signification qui se présente c'est d'exiger certaines propriétés d'invariance. Il faut, par exemple, que ce milieu soit le même ici ou là, c'est-à-dire qu'il soit invariant par translation, c'est ce qu'on peut appeler un milieu *uniforme* ; il faudrait aussi qu'il soit le même aujourd'hui ou demain, c'est-à-dire qu'il soit uniforme par translation dans le temps, qu'il soit *constant*. Il faudrait également qu'il ait les mêmes propriétés quand on regarde dans une direction ou dans une autre, qu'il soit invariant par translation c'est-à-dire *isotrope*. Ensuite on peut considérer les équations qui doivent satisfaire le champ dans le milieu en question, on aime bien qu'elles soient *linéaires*, parce qu'on peut appliquer des théories simples.

Dans le milieu en question, si on veut être tout à fait réaliste, on s'aperçoit que toutes ces conditions ne sont pas satisfaites.

D'abord, nous avons suffisamment entendu parler des défauts d'uniformité dans le milieu qui font que, autour de l'antenne, il y a une perturbation due, tantôt au mouvement du véhicule, (d'ailleurs, même sans mouvement, nous savons qu'un objet métallique plongé dans le plasma produit une gaine due à la différence de vitesse entre les électrons et les ions). Dans le cas d'une antenne émettrice, si on emploie trop de puissance, le mouvement du véhicule provoque une rupture (un *breakdown*) de l'antenne et nous

avons un certain nombre d'exposés se rapportant à ce fait.

On peut aussi rapprocher de cela le fait qu'il faut, en plus, des équations qui donnent les variations du champ avec la position et le temps ; il faut aussi introduire les conditions aux limites au contact de l'antenne qui sont assez importantes.

Dans la première partie du colloque, on a presque uniquement considéré un milieu qui était uniforme, constant, linéaire aussi, et dans lequel on avait simplement envisagé le manque d'isotropie. On a d'abord montré comment on pouvait calculer le champ de rayonnement d'antennes dans des conditions semblables. C'est un problème relativement simple quand on le compare à ceux qui suivent, et il est un peu plus difficile que dans l'espace, dans le vide ou dans l'air, mais c'est un problème qui est essentiellement résolu. Ce qui n'est toujours pas résolu, évidemment, c'est qu'on calcule le diagramme de rayonnement, ou éventuellement l'impédance, ou une certaine partie de l'impédance à l'aide du courant, mais on ne sait toujours pas calculer ce courant.

Dans le cas de l'espace, dans le cas du vide, pour des antennes assez simples, on peut deviner, faire une approximation du courant en utilisant, par exemple, du courant sinusoïdal dans un dipôle, mais dans le cas du milieu anisotrope, on est embarrassé pour choisir la longueur d'onde qu'il faudrait attribuer à cette variation sinusoïdale.

Ensuite nous avons entendu le Professeur FELSÉN décrire une collection vraiment impressionnante de problèmes sur la réfraction, la diffraction des ondes dans les milieux de ce type, ce qui constitue une généralisation de l'optique géométrique classique et de ses extensions récentes aux problèmes de diffraction quasi géométriques.

Nous avons entendu ensuite, des discussions par le Dr WEIL sur l'impédance, principalement dans un milieu de ce type particulier. Là aussi le problème de savoir quel est le courant dans l'antenne est primordial et on est obligé de se résoudre à faire des hypothèses ad hoc pour faire ce calcul d'impédance.

La relation entre l'impédance et le rayonnement, ou bruit thermique, a été discutée en détail par le Dr BUDDEN. Il propose une solution à certains des paradoxes qui se présentent dans cette théorie.

En effet, un problème qui semble être revenu sous divers aspects, dans les calculs basés sur ce modèle-ci, c'est le problème des infinités sous différentes formes. Ces infinités ont été qualifiées de catastrophes et produisent un certain nombre de paradoxes qui ne sont pas tous résolus. Leur apparence est liée au fait que certaines surfaces de dispersion, (c'est-à-dire le lieu de l'indice en fonction de la distance) s'étendent quelquefois à l'infini et ces cas ont été qualifiés d'hyperboliques, nous avons entendu parler de cas hyperboliques ce matin encore.

Le champ, calculé pour certaines distributions de courant dans ces conditions hyperboliques, en particulier pour un doublet de Hertz devient infini dans certaines directions et, ce qui est plus grave, c'est que la puissance totale rayonnée devient aussi infinie.

Naturellement, étant donné que nous avons pris plus ou moins arbitrairement la distribution de courant dans l'antenne, il ne faut pas s'étonner outre mesure de trouver un résultat infini à cet endroit, et on peut conclure tout simplement que les distributions en question ne sont pas physiquement réalisables.

M. LAFON, par exemple, a trouvé des conditions que doit satisfaire la distribution dans certains cas pour rendre l'intégrale en question convergente. Naturellement, il y a un pas « infini » entre rendre l'intégrale convergente et lui donner une valeur numérique qui aura un sens quelconque, parce que si quelque chose est capable de diverger, cette chose est aussi capable de prendre arbitrairement des valeurs très grandes ou très petites, par un choix approprié de la distribution du courant.

Dans la théorie du bruit thermique, les mêmes infinités se présentent, en particulier sous la forme d'une densité d'énergie infinie, et ceci semble lié à la nature ponctuelle des sources élémentaires que l'on combine. Le Dr BUDDEN a montré qu'en introduisant une corrélation finie dans l'espace, on peut, semble-t-il, résoudre la difficulté.

Le Pr PAPAS nous a rappelé que des infinités se produisent aussi en électromagnétisme classique lorsque l'on considère, par exemple, un électron ponctuel. Il a proposé une manière d'évaluer une résistance finie qui s'inspire de la solution de DIRAC pour le problème de l'électron. Une partie infinie est ainsi séparée.

Une conclusion pratique, qui, je crois, résume l'opinion des conférenciers sur ce sujet, est que le modèle considéré est insuffisant physiquement quand des infinités se produisent et qu'il faut modifier la description du milieu, par exemple, en introduisant des ondes acoustiques ou des éléments encore plus compliqués. En particulier, il faut certainement, dans ces problèmes pratiques, tenir compte des gaines.

Dans un second groupe d'exposés, on a discuté les perturbations qui se produisent dans le milieu, autour de l'engin porteur d'antennes.

L'ionisation due au mouvement d'un engin hyperphonique a été calculée, la propagation des ondes relativement courtes dans ce milieu a été calculée par M. DOREY. Nous avons entendu aussi une contribution de MM. CUNSOLO et GILARDINI sur le même sujet. L'ionisation due à un signal trop élevé, le breakdown, a été considéré par M. JONES. Nous avons eu aussi, ce matin, une contribution sur l'effet « exhaust » d'une fusée. Tous ces problèmes posent des questions difficiles qui ne sont guère accessibles à une théorie en termes finis, mais qui doivent être résolues essentiellement par des méthodes numériques basées sur des approximations. Une manière intéressante de trouver les seuils de décharge a été la méthode des similitudes, décrite par M. ANCONA. Le Dr FEJER a discuté les résonances d'un dipôle excité par une impulsion, ce qui lui permet d'expliquer les bruits observés par le satellite Alouette sur certaines fréquences particulières. Il semble que sa méthode devrait pouvoir être étendue à des calculs plus complets d'impédance et j'ai l'impression qu'elle peut apporter une solution partielle à certains problèmes concernant ces infinités.

Enfin, dans le même ordre d'idées, la contribution de M. LEPECHINSKY que nous venons d'entendre sur la théorie de la sonde à résonance proposée par les Japonais est intéressante pour montrer que l'on peut obtenir quelquefois les résultats convenables par des méthodes simples.

Du côté expérimental, il ne semble pas qu'il y ait eu beaucoup de résultats de laboratoire. Cela s'explique, en partie, par la difficulté de réaliser des plasmas à une échelle suffisante pour faire des expériences sur des antennes. Les mesures dans l'ionosphère, par contre, commencent à donner des résultats intéressants. La comparaison de deux types d'antennes à très basse fréquence par le Dr STOREY a conduit à un accord assez remarquable avec ses prédictions.

Enfin les mesures d'admittance que nous avons entendues ce matin, par le Dr BRAMLEY et M. KAISER, sont évidemment extrêmement importantes, c'est ce qu'on pourrait appeler en français le « Test acide »

auquel toutes les théories doivent finalement être passées. Il faut qu'on soit capable de prévoir ce qu'on observe et d'en déduire quelque chose.

En conclusion générale, je pense donc dire qu'il reste encore beaucoup à faire pour comprendre ces observations, pour pouvoir prévoir et construire des antennes qui se conduisent comme on le veut. Comme l'a fait remarquer le Pr ROUBINE dans son introduction, c'est un sujet qui fait intervenir un grand nombre de disciplines. Il faut sans doute conseiller de plus en plus de réalisme aux théoriciens qui étaient intéressés aux conditions aux limites, par exemple. Le traitement des problèmes qui font intervenir des milieux non homogènes est important, et il est certain que tout le monde est conscient de cette nécessité de les résoudre. Enfin, il faut peut-être aussi faire un effort expérimental, non seulement dans l'ionosphère, mais dans le laboratoire ; je suppose qu'on pourrait obtenir des résultats.

INFORMATIONS

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCES

par rapport à l'étalon Cs 2 en 10⁻¹⁰

Valeurs journalières moyennes centrées sur 3 h T.U.

Novembre 1965	GBR 16 kHz	WWVL 20 kHz	NSS 21,4 kHz	NBA 24 kHz
1	---	---	---	---
2	---	---	---	---
3	---	---	---	---
4	---	---	---	---
5	-- 150,1	-- 150,4	-- 150,1	---
6	-- 149,4	---	-- 150,2	---
7	-- 150,1	-- 150,0	-- 150,2	---
8	-- 150,2	-- 150,1	-- 150,5	---
9	-- 150,8	-- 150,1	-- 150,7	---
10	-- 150,9	-- 149,7	-- 150,3	-- 149,2
11	-- 149,8	-- 150,0	-- 151,1	-- 151,1
12	-- 149,8	-- 149,7	-- 151,4	-- 150,0
13	-- 149,0	-- 150,4	-- 151,9	-- 150,6
14	-- 148,9	-- 150,5	-- 151,9	-- 150,5
15	-- 147,9	-- 149,8	-- 151,2	-- 150,3
16	---	-- 150,2	-- 150,0	-- 151,5
17	-- 148,3	-- 149,9	---	-- 150,6
18	-- 149,9	-- 149,7	---	---
19	-- 150,2	-- 149,4	---	---
20	-- 150,4	-- 149,3	---	---
21	-- 150,5	-- 149,6	---	---
22	-- 150,1	-- 150,2	---	---
23	-- 149,7	-- 150,2	---	---
24	-- 149,0	-- 149,9	---	---
25	-- 149,7	-- 149,8	---	-- 150,0
26	-- 150,8	-- 150,2	---	-- 150,2
27	-- 150,1	-- 149,7	---	-- 150,2
28	-- 150,1	-- 150,2	---	-- 149,6
29	-- 148,8	-- 150,2	---	-- 149,7
30	-- 150,1	---	---	-- 149,6

Les enregistrements de phase sont effectués directement par rapport à l'étalon à rubidium Rb 2.

Les fréquences sont rapportées à l'étalon à césium Cs 2.

WHO'S WHO DE L'ÉLECTRONIQUE MÉDICALE

L'Institut International d'Electronique Médicale et de Génie Biologique prépare l'édition d'un « International Who's who in Medical Engineering ». Les personnes qui seraient intéressées par ce projet sont invitées à demander d'urgence le questionnaire correspondant à M. G. de Barros-Conti, à l'I.I.E.M.G.B., Hôpital de la Salpêtrière, 47, bd de l'Hôpital, Paris-13^e. Tél. 535.09.90.

MANUELS TECHNIQUES « RT »

Dans les informations de l'Onde Electrique d'octobre 1965, nous avons indiqué, page 1250, que les Manuels Techniques RT étaient envoyés gratuitement en écrivant à la Radiotechnique, 130 av. Ledru-Rollin, Paris-11^e, alors qu'il fallait lire : « le prix de chaque manuel est de 15 F, franco de port et d'emballage : le prix de la série des 8 volumes est de 100 F ».

Nous nous en excusons auprès de nos lecteurs.

ASSOCIATION SCIENTIFICO-TECHNIQUE POPOV
POUR LA RADIOTECHNIQUE
ET L'ÉLECTROLIAISON

Nous donnons ci-après la fin des titres des conférences prononcées au cours du XXI^e Congrès National Scientifique de la Journée de la Radio (Moscou 12-16 mai 1965).

Nous rappelons à nos lecteurs qu'ils trouveront au secrétariat de la S.F.E.R., 10 av. Pierre-Larousse, à Malakoff, les résumés de ces conférences, publiés en langue russe.

13. SECTION DES CALCULATEURS

I.P. NORENKOV. — Méthode de réalisation des modèles digitaux de circuits de machines électroniques numériques et son utilisation pour projeter une machine de ce type.

S.I. GUELLER, Je.G. KATCHIONI. — Sur la question de la construction des blocs de machines à calculer numériques utilisant des éléments U.H.F.

A.I. BESPAL'TCHIK, O.M. RYAKIN, S.S. KNYAZEVA. — *Sur la construction des appareils digitaux d'enregistrement recevant l'information sous la forme de changement de tension.*

M.T. AIVASIAN. — *Le bloc de lecture et d'introduction de l'information d'un microfilm de cartes perforées à quatre-vingt colonnes dans une machine arithmétique électronique.*

V.N. KOPANITSA, V.G. LOBODA. — *L'étude des méthodes de la mise en réserve des certains éléments logiques.*

D.A. NOVIK. — *Les détecteurs et les indicateurs digitaux.*

E.V. PHILIP'TCHOUC, V.I. PAKHOMOV. — *Méthode de construction des systèmes d'acquisition et de transformation digitale de l'information dans le cas de l'utilisation de transformateurs paramétriques.*

S.I. GUELLER, U.P. JOURAVLEV, N.N. TROFIMOV. — *Sur la question théorique de la synthèse macroscopique des structures logiques des systèmes discrets avec un contrôle programmé.*

Tch. I. ASKEROV, M.B. GUENDLER. — *Sur les possibilités logiques des éléments réels à deux seuils.*

Tch. I. ASKEROV, E.E. ZOULFOUGARZADÉ. — *Le bloc logique universel.*

A.E. KAPLAN. — *Le paramètre multistable comme base d'oscillateur paramétrique à deux circuits et les possibilités de son application.*

A.E. KAPLAN. — *Les processus de fluctuation dans les générateurs à deux circuits sans harmoniques paramétriques.*

14. SECTION DE L'ÉLECTRONIQUE QUANTIQUE

A.L. MIKAELJAN, N.G. TOURKOV. — *Limitation de la durée des impulsions d'oscillateurs optiques (laser).*

A.L. MIKAELJAN, N.Ia. ANTONJANZ, V.A. DOLGIY, U.G. TOURKOV. — *L'étude d'un oscillateur de type laser à fermeture passive.*

A.V. KOROVIZIN, L.V. NAOUMOVA, S. LEBEDINSKAJA. — *Sélection de l'oscillation dans un résonateur semiconcentrique.*

K.I. KOUCHTANIN. — *Découplage du canal d'émission et du canal de réception par polarisation dans les systèmes à oscillateurs quantiques.*

K.I. KOUTCHANIN, V.V. ALLER. — *Obtention de l'élargissement par diffraction du diagramme de rayonnement d'un oscillateur quantique à gaz.*

Ia. A. MONOSSOV, V.V. SOURIN. — *Possibilités de l'application des antiferromagnétiques dans la technique des microondes.*

A.V. VACHKOVSKY, Ia. A. MONOSSOV. — *Oscillations basses fréquences dans le fonctionnement non linéaire des ferrites en microondes.*

M.V. VAMBERSKY, S.A. CHELOUKHIN, V.S. GAVRILOV. — *Correction de fréquence dans les circulateurs en Y à ferrites au moyen de quadripôles réactifs.*

15. SECTION DE LA CYBERNÉTIQUE

G.A. KENNGUERLINNSKY. — *Sur l'excès structural d'information dans les systèmes du contrôle automatique.*

I.V. GONTCHARUK, V.L. RVATCHEV, I.B. SIRODJA. — *L'application de la fonction R aux problèmes du discernement des dessins techniques.*

M.D. BREYDO. — *Résultats d'expériences sur une machine à discerner les objets par la méthode des images généralisées.*

G.A. BALL, A.M. DOVGUALLO. — *Sur l'utilisation d'un modèle probabiliste d'enseignement programmé pour la construction d'une machine enseignante auto-adaptée.*

S.M. FLEYCHER. — *Les appareils qui peuvent s'adapter à la réception de signaux répétés de forme inconnue.*

16. SECTION DES CALCULATEURS ANALOGIQUES

E.N. KOROLEV, S.S. CHICHMAN. — *Sur la construction de modèles d'équations aux différences finies et d'équations intégrales à l'aide de machines à calculer analogiques (M.C.A.).*

P.L. TANNKELEVITCH. — *Sur l'application d'opérateurs différence à pas variable pour la résolution des équations aux dérivées partielles à l'aide d'une M.C.A. à amplificateurs opérationnels.*

L.D. RAIKOV. — *Sur la convergence de la méthode du changement de variables de chaque coordonnée dans la résolution des problèmes à l'aide d'une M.C.A.*

A.N. KLIMOV, V.Ia. CHMAKOV. — *Méthode utilisant un modèle autonome et un algorithme possible pour chercher l'extrême absolu.*

N.I. TITOV, S.S. CHICHMAN. — *Analyseur harmonique et spectral des fonctions périodiques et aléatoires utilisant des éléments de M.C.A.*

V.V. KLIMOV. — *La réalisation du produit $|X| \operatorname{sign} F$, dans le cas de la construction de modèles de systèmes de contrôle automatique à structure variable.*

V.F. ARKHOVSKY. — *Sur la construction de circuits de commutation à grande vitesse pour M.C.A.*

E.V. PROKOFIEV. — *Sur un procédé d'introduction dans les M.C.A. des caractéristiques multidimensionnelles de tubes et des transistors.*

V.V. KOVALIEV, V.M. KIRPITCHNIKOV, G.I. MIKHAYLOVSKY, A.P. ROUDENKO. — *Sur les principes de la construction de blocs de communication dans un complexe unitaire de M.C.A.*

17. SECTION DE L'HISTOIRE DE LA RADIOÉLECTRONIQUE ET DES COMMUNICATIONS ÉLECTRIQUES

A.V. IAROTSKY. — *Les prémices historiques définissant la possibilité de l'invention de la radio par A.S. Popov en Russie, en 1895.*

B.A. OSTROUMOV. — *La radiotechnique en Russie après la mort de A.S. Popov, entre 1906 et 1914.*

E.A. POPOVA-KIANDSKAIA, E.G. KIANDSKIA. — *Les relations scientifiques internationales de A.S. Popov.*

M.A. VISLENEV. — *Les appareils et instruments construits et utilisés par A.S. Popov.*

V.P. BRONEVITSKY. — *L'appareillage radiotechnique construit par A.S. Popov ou avec sa collaboration.*

M.A. DOMMES. — *La première ligne de radiocommunication (1899-1900).*

F.A. LBOV. — *Les mouvements d'amateurs-radio en URSS.*

K.M. KOCIKOV. — *L'apport des savants soviétiques dans la science et la radiocommunication dans le domaine de la propagation ionosphérique des ondes.*

N.A. NIKITIN. — *Le 40^e anniversaire des premiers travaux du laboratoire de la Nijni Novgorod dans le domaine des ondes courtes.*

G.K. SERAPIPI. — *L'invention du superhétérodyne et les dix premières années de son développement.*

G.I. GOLOVIN. — *Le premier enthousiaste de la radio (centenaire de la naissance de P.N. Ribkin).*

18. SECTION DE LA FIABILITÉ DES APPAREILS ET DES TUBES ÉLECTRONIQUES

V.E. POPOVKIN. — *Position du problème de la fiabilité de chaque tube UHF et le choix de la méthode de résolution.*

D.V. GASCAROV, A.V. MOZGALEVSKY. — *Changement de la capacité de fonctionnement et prévision du changement de niveau de cette capacité de fonctionnement pour les systèmes automatiques.*

V.N. DAVIDENKO. — *Analyse de la liaison de la fiabilité des éléments d'un système automatique avec l'action extérieure.*

V.A. MIKHAILOV, U.P. LOUKIANOV. — *Principes généraux de la composition d'un ensemble de méthodes d'épreuves accélérées.*

G.Ch. CHAPIRO, L.V. PEREDERY. — *Etude de l'homogénéité des séries et de la stabilité de circuits de soustraction et de basculement.*

G.N. ROTSDESTVENSKY. — *Sur la certitude de caractéristiques statistiques.*

19. SECTION DE L'ÉLECTRONIQUE MÉDICALE ET DE BIOÉLECTRONIQUE

R.M. MECHERSKY. — *L'automatisation des recherches de micro-électrodes.*

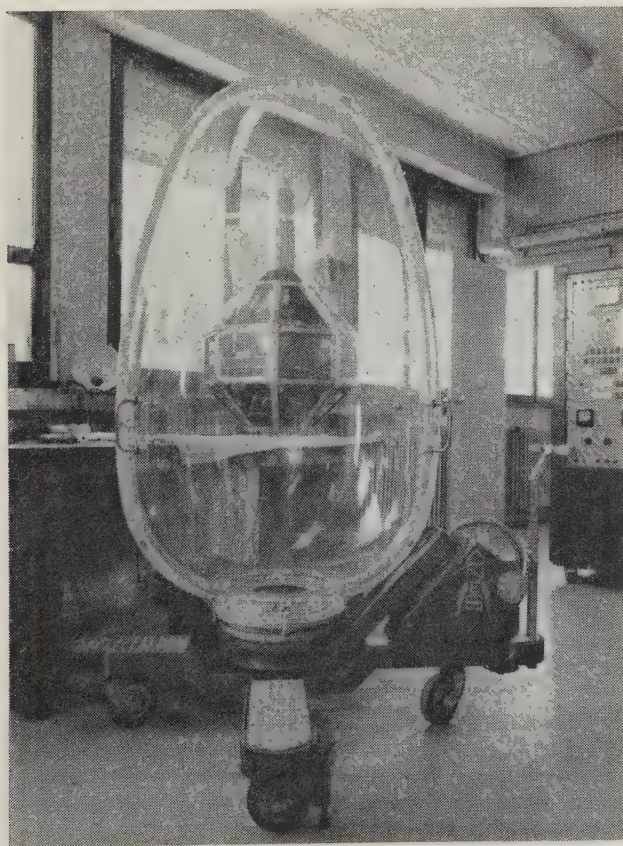
- S.A. URIEV. — *Correction de la caractéristique de fréquence au moyen d'un couplage positif inverse en H.F.*
- V.P. PODATCHIN, A.I. RIBALKO. — *Dispositif pour recherches électrophysiques.*
- V.A. ILJANOK. — *Analyseurs pour recherches électro-physiologiques.*
- V.P. PODATCHIN, A.I. RIBALKO. — *Dispositif pour recherches électrophysiologiques.*

20. SECTION DE BIONIQUE

- A.I. PROKHOROV. — *Irritation électrique de la peau comme moyen de transmission de l'information à l'opérateur.*
- A.K. PODCHIBIAKIN, S.N. SALNIKOV. — *Effets bioélectriques vus sous l'aspect de l'hélio-bionique.*
- A.I. PROKHOROV, L.I. IVANOVA, G.K. KHAKHALIN. — *Contrôle de l'état d'homme-opérateur.*
- L.P. TITCHKINA. — *Recommandations pour le projet des tableaux optimaux de commande (M.C.E. calculateur) en considération des possibilités psychophysiologiques de l'homme-opérateur.*
- V.G. GRICHIN. — *Principe de la transformation de l'information visuelle en information sonore.*
- U.P. CHABANOV-KOUCHNARENKO, G.D. MAYSTROVSKY. — *Questions de la mise en forme des fonctions visuelles de l'homme.*
- U.P. CHABANOV-KOUCHNARENKO, E.P. POUTIATINA. — *Modèle mathématique de la vision des couleurs par l'homme.*
- D.I. CHEYMAN. — *Vérification expérimentale des hypothèses électro-magnétiques de la perception extra-sensorielle.*
- E.A. OUMRUKHIN. — *Comportement de l'organisme dans un milieu complexe.*

TABLE MOBILE SPÉCIALE

Le montage du satellite « FR-I » a été grandement facilité par un dispositif mobile permettant de le présenter sous tous les angles.



Ce dispositif a été étudié et exécuté par SOFECOME-SOMATECO, 12, rue Jean, 93-St-Ouen.

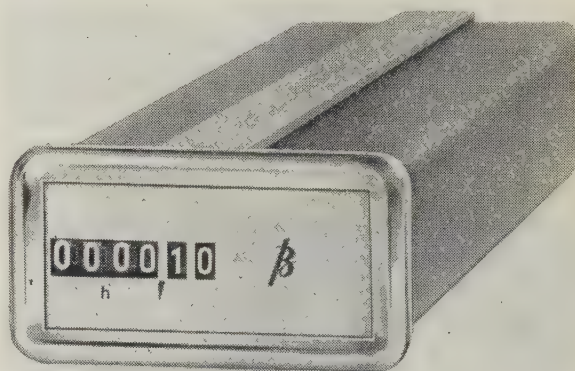
Sur la photographie, on distingue, sur l'un des bras de la table, un mécanisme d'orientation fonctionnant manuellement dans les conditions les plus sûres.

Cette table d'intégration, montée sur quatre roulettes omnidirectionnelles, favorise le déplacement d'un laboratoire à l'autre.

En dehors des périodes de manipulation, le satellite est protégé des poussières par une enveloppe en altu-glass, rapidement démontable.

COMPTEUR MINIATURE D'HEURES DE SERVICE

La fabrique d'horlogerie JULIUS BAUSER, 7241 Empfinger über Horb/W (République Fédérale Allemande), nous fait savoir qu'elle construit toutes sortes de compteurs électriques miniatures d'heures de service pour machines diverses. Pour les statistiques d'exploitation et le calcul du rendement, le compteur d'heures est indispensable. Il rendra également les



plus grands services à l'exploitant qui doit réviser ses machines au bout d'un temps fixé par le constructeur. C'est aussi un contrôle certain qui évitera au constructeur des discussions avec son client en cas de conflit dû à un incident en cours de garantie, si celle-ci est donnée en heures de service.

Plusieurs types de compteurs de temps existent chez Julius Bauser différant non seulement par leur forme qui va de 52 à 73 mm Ø et de 25×50 mm, comme le type 550 représenté sur la photo, au compteur carré de 72, 96 ou 144 mm de côté, mais par la tension (12 à 380 V) et la fréquence (42 à 60 Hz). Il existe des modèles avec graduation normale, avec et sans retour à zéro ou pourvus des deux pour avoir le nombre total d'heures de service et le nombre d'heures de service depuis le dernier entretien périodique. On peut aussi avoir un compteur donnant d'une part le nombre d'heures de service et d'autre part le nombre de pièces débitées par la machine.

Enfin, notons que les compteurs existent en type protégé ou blindé, avec raccordement par bornes ou par fiches.

UNE DIODE D'INFORMATION FRANÇAISE PERMETTANT LA COMMANDE DE THYRISTORS

Mise sur le marché par une Société française, la ZA 1005 est la première diode d'information qui permette la commande de thyristors.

Les diodes d'information sont des diodes à gaz très robustes, de petites dimensions et de très faible consommation. Grâce à leurs caractéristiques électriques, elles peuvent être associées à des circuits électroniques basse tension, elles fournissent des informations par signaux lumineux, et sont utilisées pour la commande des tubes indicateurs numériques et la réalisation d'ensembles de codage ou décodage à basse fréquence.

Conservant intégralement les qualités et les possibilités d'emploi des types aujourd'hui connus, la nouvelle diode d'information ZA 1005 de LA RADIOTECHNIQUE peut, en outre, fournir un courant de crête de 120 mA, suffisant pour commander un thyristor. Elle apporte donc une solution simple et économique au problème de la commande des thyristors et convient parfaitement à certains matériels tels que les variateurs de vitesse et les gradateurs de lumière.

NOUVELLES DIODES SYLVANIA

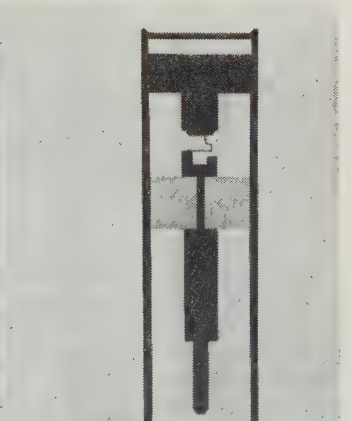
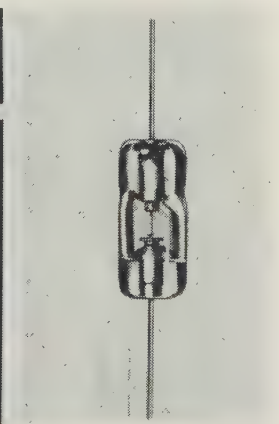
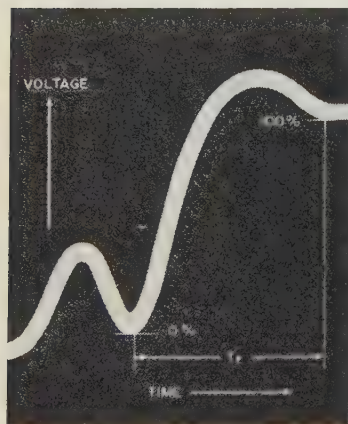
SYLVANIA présente :

1° Sa nouvelle diode de commutation (D-5151A) pour hyperfréquences qui possède un ensemble de caractéristiques de volume et de jonction, assurant un temps de commutation maximal d'une nanoseconde entre 10 % et 90 %, avec une isolation de 35 dB en position d'arrêt et un affaiblissement d'insertion de 1 dB en état de marche.

Le mode de construction de la D-5151A permet de très faibles capacités de jonction (en général 0,1 pfd), ce qui entraîne un affaiblissement de commutation très faible dans les bandes X et Ku.

De telles propriétés peuvent être d'une importance capitale pour les constructeurs d'instruments spécialisés, tels que radars à pouvoir élevé de résolution ou modulateurs à grande vitesse pour transmission de données multiplex en hyperfréquences.

2° Sa dernière diode mélangeuse (D-5282) qui couvre l'ensemble de la bande Ku. Fonctionnant entre -65 et $+150$ °C, cette diode, qui comprend une série de points de contact au silicium, est recommandée pour l'emploi à haute température.



Comparaison du fonctionnement de la nouvelle diode à faible bruit et haute température (D-5282 E) et d'une diode ordinaire à haute température dans la bande Ku.

Grâce à sa construction épitaxiale, son bruit propre ne dépasse pas 7,5 dB. Dans la bande Ku, la comparaison avec une diode ordinaire à haute température IN78 fait ressortir de nettes différences de qualité (voir courbe).

La largeur de la bande couverte résulte de l'emploi d'une épingle centrale évidée, compensée et scellée dans un support spécial de verre, en forme de perle, soudé lui-même à la cartouche coaxiale, ce qui donne à la fois une fermeture hermétique et de faibles pertes diélectriques, indispensables au fonctionnement sur large bande.

L'impédance haute fréquence de la nouvelle diode mélangeuse, pour un T.O.S. maximal de 1,5, permet des possibilités remarquables d'adaptation au support. Sur toute la largeur de bande 12,4 - 18 GHz la valeur nominale du taux d'ondes stationnaires ne doit pas dépasser 2,5.

Pour de plus amples renseignements, nous prions nos lecteurs de s'adresser à Sylvania International, General Telephone & Electronics International, 21, rue du Rhône, Genève, Suisse.

SUPPORTS UNIVERSELS POUR ESSAI DE COMPOSANTS

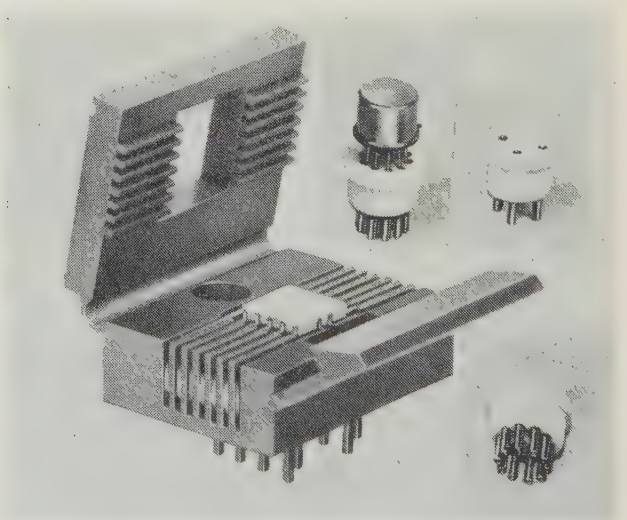
La Société BARNES DEVELOPMENT Co fabrique une gamme de supports pour l'essai rapide de composants électroniques : relais, circuits intégrés, transistors, modules, quartz, etc., utilisables jusqu'à 10 MHz.

La série relais comporte plus de 200 modèles prévus pour tous types de brochage. Les contacts sont doubles avec deux connexions isolées mutuellement, ce qui permet la mesure facile des résistances de contact.

Les contacts utilisés sont d'un type spécial à pinces, assurant un très bon contact, même en cas de vibrations. Ils sont en cuivre au béryllium plaqués or sur nickel. Leur résistance unitaire est inférieure à 0,005 ohm. Plus de 200 000 insertions peuvent être effectuées sans modifier les caractéristiques du support.

L'isolant utilisé est du téflon, ce qui assure un très bon isolement électrique en limitant les fuites HF.

Les supports de la série MG et MF sont similaires au type précédent mais étudiés spécialement pour l'essai des transistors.



Les supports peuvent être prévus pour montage sur châssis ou circuit imprimé.

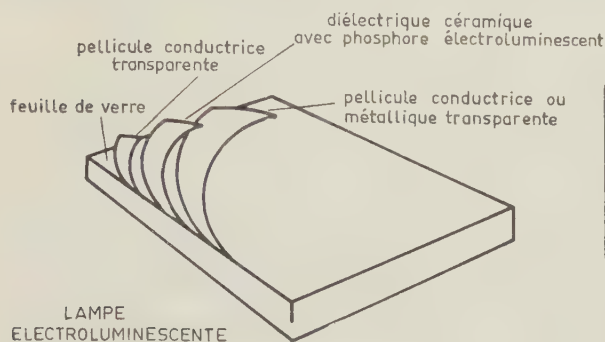
La série 0-30 est étudiée pour les essais de circuits intégrés soit du type TO-5, soit du type « Flat Pack ». Ces supports peuvent être montés sur plateaux de différentes dimensions permettant le groupement de plusieurs composants et leur connexion par fils soudés ou par cordons à fiches.

La représentation est assurée en France par SEUROLEC, 39-41, rue de l'Est, 92-Boulogne-Billancourt.

NOUVEAUX ÉLÉMENTS ÉLECTROLUMINESCENTS AU PHOSPHORE

Les éléments EL (électroluminescents) de Sylvania donnent la possibilité d'avoir des voyants multinumériques à petits caractères, juste assez rapprochés pour permettre une bonne visibilité. De petites dimensions (12 mm p. ex.), ils trouvent leur place dans les compteurs de fréquences ou les instruments de navigation, alors que de plus grands caractères sont préférables pour des tableaux indicateurs, des ascenseurs, des compteurs silencieux ou des panneaux de nouvelles lumineuses.

Ne contenant ni filaments, ni vide, les éléments EL de Sylvania sont pratiquement à l'abri d'une défaillance brusque car ils sont à base de phosphore et à l'état solide.



Comme les éléments EL ne peuvent ni griller, ni lâcher, leur utilisateur se contente d'évaluer à quel moment l'appareil devra simplement être remplacé après un service de longue durée. Bien que la luminosité diminue avec le temps, celle qui subsiste est encore bien suffisante pour assurer un usage prolongé.

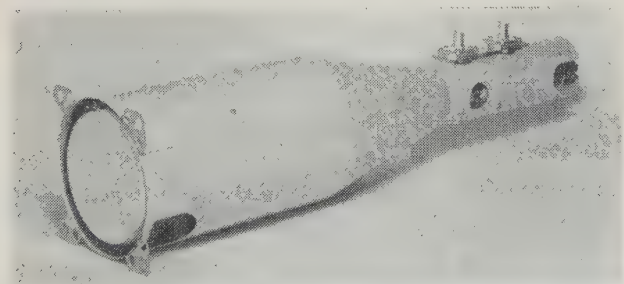
Les risques d'erreurs de lecture sont minimes, la surface plane du voyant autorisant un angle de vision de près de 180°. La couche de verre très mince qui recouvre la surface lumineuse empêche, d'ailleurs, les erreurs dues aux superpositions de chiffres.

Des contrôles en laboratoires ont montré qu'ils n'émettent aucune radiation entre 14 kHz et 1 000 MHz. Leur consommation de courant est modeste, puisqu'un caractère numérique de 18 mm n'utilise que 7 mW avec tous ses éléments en charge. En outre, le graphisme des éléments EL se prête à tous les usages, car n'importe quel caractère spécial, ou presque, peut être exécuté et monté facilement et à peu de frais.

La gamme normalisée des éléments EL Sylvania comprend des signes numériques de 7 et 9 éléments, ainsi que des caractères alphanumériques de 14 éléments. Les voyants existent aussi bien avec un seul chiffre qu'en montage multinumérique,

TUBE A RAYONS CATHODIQUES A TRÈS LARGE BANDE POUR OSCILLOSCOPES ULTRA-RAPIDES

Parmi les tubes à rayons cathodiques pour oscilloscopes de LA RADIOTECHNIQUE, le tube D13-24BE vient de voir ses caractéristiques très sensiblement améliorées.



Tube à rayons cathodiques D13 - 24 BE pour oscilloscopie ultra-rapide.

Ce tube est maintenant le seul au monde dont le temps de montée soit inférieur à 150 ps.

Ses autres caractéristiques sont désormais les suivantes :

Bande passante : 2 500 MHz, Sensibilité : 10 V/cm.

T.O.S. jusqu'à 1 000 MHz : max. 1,25.

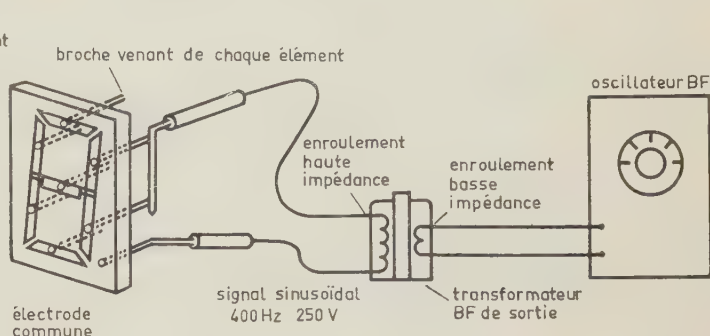
Post-accélération : 24 kV.

Impédance : 100 Ω.

Plage utile : 20×60 mm.

La surface utile de balayage peut être excentrée verticalement de ± 10 mm par rapport au centre géométrique de l'écran.

Le balayage utile vertical doit être d'au moins 8 mm dans chaque direction par rapport à la position du spot non dévié, avec un total de 20 mm.



NOUVEAU MICROVOLTÈTRE LEA

LEA (Laboratoire Electro-Acoustique) présente son Microvoltmètre 25 Hz à 100 kHz, type E.V.M.4.

- de 10 μ V à 100 V,
- de -100 dB à +42 dB
- utilisable en préamplificateur
- stable et précis dans le temps.



Ses principales utilisations sont : mesure de faibles tensions, mesure du bruit de fond, détecteur de zéro, amplificateur.

Les performances du microvoltmètre E.V.M.4 sont les suivantes :

Sensibilité : $30 \mu\text{V}$ à 1 V , -90 dB à $+2 \text{ dB}$, déviation totale $10 \mu\text{V}$ (-100 dB) mesurable.

Impédance d'entrée : $R = 100 \text{ k}\Omega$, $C \simeq 27 \text{ pF}$.

Courbe de fréquence : $\pm 0,5 \text{ dB}$ entre 25 et $100\,000 \text{ Hz}$.

Instrument de mesure : longueur de l'échelle 100 mm . Graduation en V et dB . Classe $1,5 \%$. Protégé.

Sortie amplificateur : 3 V sur $100\,000 \Omega$.

Stabilité : $\pm 2 \%$ pour $\pm 10 \%$ de variation de la tension du secteur.

Alimentation : 110 à 245 V , $50 - 60 \text{ Hz}$.

Il se présente sous forme d'un coffret métallique. Peint en deux tons de gris, de dimensions $305 \times 175 \times 170 \text{ mm}$, son poids est de $6,5 \text{ kg}$.

Il peut être pourvu d'un adaptateur E.A.M.1, diviseur de tension, se présentant sous la forme d'un bouchon adaptateur se vissant sur la prise d'entrée du microvoltmètre. Il permet d'étendre la sensibilité de l'appareil jusqu'à 100 V , tout en augmentant la résistance d'entrée à $1 \text{ M}\Omega$.

On obtient de cette façon deux intervalles de mesure :

avec résistance d'entrée $0,1 \text{ M}\Omega$: $10 \mu\text{V}$ à 1 V , -98 à $+2 \text{ dB}$.

avec résistance d'entrée $1 \text{ M}\Omega$: 1 mV à 100 V , -58 à $+42 \text{ dB}$.

COMMUNIQUÉS

ENSEIGNEMENT

SESSIONS DE PERFECTIONNEMENT DE L'E.S.E.

L'Ecole Supérieure d'Electricité organise depuis 1961 des sessions de perfectionnement postsecondaires dans lesquelles sont enseignées les matières de son domaine, ayant, dans les années récentes, donné lieu à d'importants développements.

Ces sessions s'adressent à des Ingénieurs ESE ou de formation équivalente. Elles comportent des conférences, des travaux pratiques, des exercices oraux et des visites d'usine. Elles s'étendent en général sur deux semaines consécutives, le samedi et le dimanche restant libres, en principe. Les conférences ont généralement lieu le matin de 9 h à $12 \text{ h} 15$, les travaux pratiques, les exercices oraux et les visites d'usine, l'après-midi de 14 h à $17 \text{ h} 30$. Une part importante est généralement réservée aux manipulations faites suivant les méthodes très efficaces en usage à l'Ecole. Le nombre maximal de participants par session est normalement fixé à 30 .

De 1961 à 1964, ces sessions étaient groupées aux mois de septembre et octobre. Devant leur succès, l'Ecole Supérieure d'Electricité a été amenée à en organiser un plus grand nombre. Depuis janvier 1965, ces sessions s'échelonnent sur toute l'année.

Le programme envisagé pour le premier semestre de 1966 est indiqué ci-après :

Session D. 14. — Les calculatrices électroniques et leurs applications, du 17 janvier au 28 janvier 1966.

Cette session s'adresse à des ingénieurs connaissant les bases de l'électronique et désireux de développer leurs connaissances dans le domaine des calculatrices électroniques.

Session B. 111 — Introduction à l'électronique, du 31 janvier au 11 février 1966.

(même session, du 18 au 29 avril 1966, sous la réf. B 112).

Cette session est destinée à initier aux différents aspects de l'électronique, des Ingénieurs ayant une bonne formation générale.

Session E. 21. — Composants électroniques, du 31 janvier au 11 février 1966.

Cette session s'adresse aux Ingénieurs qui désirent acquérir des notions sur la technologie des composants électroniques, leurs conditions d'emploi et le contrôle de leur qualité, en vue d'exercer des fonctions dans les services d'études ou les services technologiques des administrations ou des firmes de construction de matériel électronique.

Session B. 33. — Applications de l'électronique aux courants forts, du 21 février au 4 mars 1966.

Les ingénieurs participant à cette session doivent posséder

les bases fondamentales de l'électronique. Ils seront instruits des principales applications industrielles de l'électronique dans les courants forts.

Session H. 16. — Semiconducteurs et transistors, du 28 février au 11 mars 1966.

Cette session s'adresse à des Ingénieurs possédant des bases fondamentales en électronique et désirant acquérir des connaissances sur le fonctionnement et les possibilités d'emploi des transistors et des autres dispositifs à semiconducteurs.

Session CH. 14. — Servomécanismes. Transistors, du 6 juin au 17 juin 1966.

Cette session s'adresse aux ingénieurs possédant des bases en électronique et désirant s'initier à la technique des asservissements et des transistors.

Tous renseignements complémentaires concernant les programmes et les inscriptions peuvent être obtenus à l'Ecole Supérieure d'Electricité, 10, avenue Pierre-Larousse, 92-Malakoff. Téléphone 253.56.30.

COURS D'ÉLECTRONIQUE INDUSTRIELLE DE L'I.S.E.N.

Comme les années précédentes, l'INSTITUT SUPÉRIEUR D'ÉLECTRONIQUE DU NORD — ISEN — organise des cours d'Electronique Industrielle destinés aux ingénieurs et techniciens engagés dans l'industrie et connaissant les principes généraux de l'Electricité.

Les principaux éléments du programme de cette année porteront sur : « LES ÉLÉMENTS DE BASE ET LES FONCTIONS FONDAMENTALES DE L'ÉLECTRONIQUE ».

Cet enseignement a pour but :

- 1) d'apprendre à connaître les principes essentiels de l'électronique,
- 2) de voir l'application de ces principes dans l'industrie en général,
- 3) d'étudier les possibilités de l'électronique dans les différents domaines d'activité industrielle.

Les cours auront lieu à l'ISEN, toutes les deux semaines, le lundi de 14 h à $18 \text{ h} 30$, à partir du 24 janvier 1966 jusqu'au mois de juin. Ils seront suivis, dans la deuxième quinzaine de juin, d'une semaine de travaux pratiques en laboratoires.

L'horaire a été choisi de façon que ces cours puissent être fréquentés par des ingénieurs et techniciens résidant dans la Région Parisienne ou en Belgique.

Le calendrier des cours et travaux pratiques, le programme détaillé des conférences et les conditions de participation seront communiqués sur simple demande adressée au Secrétariat de l'ISEN, 3, rue François-Baës, 59-Lille. Tél. 57.23.77 - 57.65.88.

DEMI-JOURNÉES D'ÉTUDE DU CENTRE DE PERFECTIONNEMENT TECHNIQUE

Le Centre de Perfectionnement Technique, 28, rue Saint-Dominique, Paris-VII^e nous prie de bien vouloir faire connaître à nos lecteurs son programme pour le début de 1966.

Nous en extrayons les passages ayant trait aux activités de la S.F.E.R.

Electrotechniques nouvelles, 20 et 27 janvier 1966.

1^{re} demi-journée : les supraconducteurs

- a) Généralités sur les supraconducteurs
- b) Emploi des supraconducteurs en courant alternatif (Transformateurs).
- c) Application des supraconducteurs en électronique
- d) Bobinages pour champs intenses.

2^e demi-journée : la magnétohydrodynamique (MHD)

- a) Magnétohydrodynamique à cycle ouvert
- b) Magnétohydrodynamique à cycle fermé
- c) Machine tournante pour produire des courants très intenses par impulsion
- d) soit : Générateur MHD pour la fourniture de hautes puissances pendant des temps courts,
soit : Accélérateur de plasmas par MHD.

Corrosion nucléaire, 10 et 11 février 1966

1^{re} journée :

- Problèmes particuliers de corrosion aqueuse posés par les installations nucléaires
- Etude du comportement à la corrosion des principaux matériaux nucléaires :

- a) Les alliages à base de fer et de nickel
- b) Les alliages de zirconium
- c) Les alliages légers.

2^e journée :

- Problèmes de corrosion par les gaz chauds dans les réacteurs nucléaires
- La corrosion par les métaux liquides
- La corrosion par les gaz fluorants
- Propriétés physique et chimique des surfaces dans les techniques et applications nucléaires
- Etude sur la relation entre l'état structural du zircaloy 2 et sa tenue à la corrosion par la vapeur d'eau sous pression à 400 °C
- Quelques aciers inoxydables non normalisés.

Problèmes spatiaux, 21 et 28 avril 1966.

1^{re} demi-journée : les sciences et techniques de l'espace

- a) La physique de l'atmosphère
- b) La géodésie à l'aide de satellites
- c) L'astronomie dans l'espace

2^e demi-journée : les techniques spatiales

- a) Le satellite FRI
- b) Le lanceur DIAMANT
- c) La localisation et la trajectographie.

CONGRÈS ET EXPOSITIONS

JOURNÉES D'ÉLECTRONIQUE DE TOULOUSE 7-11 mars 1966

Devant le succès rencontré l'an passé par les Journées d'Électronique de Toulouse (J.E.T.), le Comité d'Organisation, placé sous le patronage du Préfet Régional, du Recteur de l'Université,

du Maire de Toulouse et du Président de la Chambre de Commerce et de l'Industrie, a décidé de les rendre annuelles.

Du 7 au 11 mars 1966, se tiendront donc à Toulouse les deuxièmes J.E.T. qui comprendront trois sortes de manifestations :

— une exposition « *Prestige de l'Électronique* » destinée à présenter les réalisations les plus récentes de l'Industrie Électronique et des différents Laboratoires de recherches. Cette exposition se tiendra dans le hall « Gascogne » du Parc des Expositions. En même temps, des exposés seront organisés à l'usage des étudiants et des chercheurs de l'Ensemble Scientifique de Rangueil et des différentes Ecoles d'Ingénieurs, exposés pour lesquels le Comité d'Organisation compte beaucoup sur la collaboration des spécialistes de Sociétés Industrielles et des Laboratoires participant à l'Exposition.

— des visites de divers Laboratoires scientifiques et d'installations techniques de Toulouse et de la région, dont le rôle sera de mettre en évidence les possibilités économiques, techniques et universitaires de la Région MIDI-PYRÉNÉES dans le but, notamment, de resserrer, dans le domaine de l'électronique, les liaisons Université-Industrie.

— enfin, un congrès scientifique qui, en 1966, sera orienté sur l'Informatique et, en particulier, sur l'Informatique Médicale.

Nous pensons que l'intérêt soulevé l'an dernier par les Journées d'Électronique de Toulouse assurera le succès de cette manifestation prochaine sur laquelle nous attirons tout spécialement l'attention de nos lecteurs.

SALON INTERNATIONAL DES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES

SALON INTERNATIONAL DE L'ÉLECTROACOUSTIQUE Paris 3-8 février 1966

Comme nous l'avons annoncé dans notre numéro de juillet-août 1965, le Salon des Composants aura lieu en 1966 à la Porte de Versailles, du 3 au 8 février inclus.

Le Salon des Composants Électroniques de Paris est la plus ancienne des manifestations spécialisées dans ce domaine. Il a maintenant plus de 30 ans d'existence.

Il a été créé en 1934 lorsque les progrès de la radio ont permis de différencier l'exposition des matériels destinés au Grand Public des usagers, de celle des pièces détachées destinées aux Constructeurs et Techniciens. Il groupait alors une quarantaine de stands pour une durée de trois jours dans les salles du Musée Pédagogique, rue Las Cases à Paris.

De 1935 à 1948, le Salon se déroula annuellement dans la Maison de la Chimie, à l'exception des années de guerre.

A partir de 1949, le Salon se transporta au Parc des Expositions de la Porte de Versailles et sa durée fut portée à quatre jours.

En 1958, le Salon devint International et réunit 280 Exposants Français et 40 Exposants Étrangers. Sa durée a été portée à six jours.

Le Salon de 1965 groupait 859 exposants, on peut penser que celui de 1966 accueillera près de 900 Sociétés. La Commission d'Admission, sévèrement limitée par la place disponible, ne sera pas en mesure de satisfaire toutes les demandes et peu d'exposants nouveaux pourront trouver place auprès de leurs collègues. Au cours des huit dernières années, le nombre total des exposants a déjà triplé.

Le salon comprend :

- une section générale. A, pour l'ensemble des pièces détachées passives et cinq sections spécialisées :
- une section tube - B
- une section semiconducteurs - C
- une section mesure - M
- une section relais - R
- une section de matériaux à usage électronique - Z

La section Electroacoustique a été, en 1965, disjointe pour

former le Premier Salon International de l'Electroacoustique, ouvert aux mêmes dates et jumelé avec le Salon des Composants.

Le caractère international du Salon est affirmé par la présence d'un grand nombre d'exposants étrangers appartenant à une vingtaine de pays et formant la moitié des exposants du Salon.

Le nombre des visiteurs étrangers du Salon, en constante progression, constitue désormais un très important pourcentage du nombre total des visiteurs (14 % en 1965). 68 pays ont envoyé des visiteurs au Salon.

L'accès du Salon est limité aux Professionnels de l'Electronique, aux porteurs de cartes d'invitation et aux Etrangers, sur justification de leur nationalité ; l'entrée en est gratuite.

COLLOQUE INTERNATIONAL

ÉLABORATION ET EMPLOI DES MATÉRIAUX RÉSISTANTS POUR LES APPLICATIONS SPATIALES

Paris, 7 au 11 février 1966

Le CENTRE NATIONAL D'ETUDES SPATIALES organise à Paris du 7 au 11 février 1966 un colloque international consacré aux problèmes des Matériaux résistants pour les applications spatiales (lanceurs et capsules).

Ce colloque, placé sous la Direction scientifique de M. l'Ingénieur en Chef de l'Air, H. de L'ESTOILE, Directeur du Centre de Prospective et d'Evaluations, Professeur à l'E.N.S.A., s'adresse aux ingénieurs et spécialistes du niveau « Doctorat » ou « Master of Sciences ».

Des conférenciers européens et américains traiteront les divers problèmes que pose l'élaboration des matériaux résistants pour les applications spatiales, en particulier ceux se rapportant aux :

- Métaux réfractaires (cas particulier du niobium) ;
- Matériaux réfractaires pour tuyères ;
- Matériaux composites ;
- Matériaux plastiques thermorésistants ;
- Matériaux pour capsules spatiales.

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 ces journées d'études doivent adresser leur demande d'inscription, avant le 15 janvier 1966, au C.N.E.S., Division des Relations Universitaires, 129 rue de l'Université, Paris-7^e.

Aucun droit d'inscription n'est exigé. Le nombre des participants est limité.

COLLOQUE INTER-UNIONS SUR LA PHYSIQUE DES PHÉNOMÈNES SOLEIL-TERRE

Belgrade 29 août - 2 septembre 1966

L'Union radio scientifique internationale (URSI), l'Union géodésique et géophysique internationale (UGGI), l'Union astronomique internationale (UAI) et le Comité international pour les recherches spatiales (COSPAR) organisent en commun un Colloque sur la Physique des Phénomènes Soleil-Terre. Ce Colloque se tiendra à Belgrade du 29 août au 2 septembre 1966.

L'accès au Colloque est ouvert à tous les chercheurs intéressés, qu'ils soient ou non membres de l'une des Unions organisatrices.

Les principaux sujets qui seront traités au cours de ce Colloque sont mentionnés ci-dessous :

- les émissions de particules solaires et les champs magnétiques interplanétaires,
- l'interaction du plasma solaire avec le champ géomagnétique,

— les particules énergétiques chargées dans la magnétosphère,

— La température des particules neutres et chargées dans l'ionosphère et la magnétosphère.

Des communications spécialement sollicitées, se rapportant aux différents sujets à discuter lors du Colloque, seront présentées par les personnalités suivantes : J.W. DUNGEY, J.V. EVANS, K.I. GRINGAUZ, V.A. KRASSOVSKY, R. LUST, N.F. NESS, T. OBAYASHI, B.J. O'BRIEN, E.N. PARKER et V.A. TROITSKAYA.

Les autres chercheurs désirant présenter une communication sont priés d'envoyer au plus tard le 31 mai 1966, deux exemplaires du résumé de cette communication (300 mots au plus) au Secrétaire du Comité (Dr J.W. KING, Radio and Space Research Station, Ditton Park, Slough, Bucks., England). Seules les communications sélectionnées par le Comité du Programme seront présentées à Belgrade.

Des renseignements concernant l'organisation du Colloque peuvent être obtenus auprès du Président du Comité Organisateur (Dr Ing. D. BAJIC, URSI Belgrade Symposium Committee, P.O. Box 356, Belgrade, Yougoslavie).

Les frais d'inscription qui s'élèvent à 12 dollars USA comprennent le volume contenant les résumés des communications sélectionnées par le Comité et qui sera distribué au début du Colloque.

ILMAC 1966

Bâle 17-22 novembre 1966

Le 3^e Salon international de la technique de laboratoire, de la technique de mesure et de l'automatique en chimie qui aurait dû avoir lieu en 1965 selon l'ordre de roulement qui avait été fixé à trois ans, a dû être retardé d'une année, eu égard aux manifestations poursuivant le même but dans d'autres pays. Il se tiendra du 17 au 22 octobre 1966 à Bâle.

Le délai d'inscription pour les exposants est fixé au 31 janvier 1966.

L'ILMAC 1966 a vu la participation de 428 exposants en provenance de 12 pays et a reçu la visite de 20 000 personnes.

A l'instar des manifestations de 1959 et 1962, l'ILMAC 1966 s'accompagnera de conférences spécialisées, dont le programme sera encore notablement enrichi par la participation de plusieurs autres associations professionnelles.

L'organisation de l'ILMAC est assurée par l'Association suisse des chimistes, à Zurich, avec la collaboration de la Foire Suisse d'Echantillons, de Bâle.

Pour plus amples renseignements s'adresser au Secrétariat du Salon et du Congrès, CH-4000, Bâle 21, Suisse.

RÉALISATIONS TECHNIQUES

UN CYCLOTRON, ÉTUDIÉ PAR LA CSF, VA ÉQUIPER L'UNIVERSITÉ DE MARYLAND, AUX U.S.A.

Dans le cadre de leurs récents accords, la CSF et la RAYTHEON Cy, de Lexington, Massachusetts, ont été choisies par l'Université de Maryland pour étudier et construire un cyclotron destiné à ses recherches nucléaires. La réalisation de cet accélérateur circulaire, baptisé MUSIC (Maryland University Sectored Isochronous Cyclotron), fait l'objet d'un contrat de 3 millions de dollars.

CSF, qui construit actuellement un cyclotron similaire pour l'Université de Grenoble, sera responsable de la conception et de l'engineering, Raytheon de la fabrication et de l'installation de cette machine. Ce projet bénéficiera donc de l'expérience que CSF a accumulée en réalisant nombre d'accélérateurs linéaires pour différents laboratoires européens, ainsi que de celle de Raytheon dans les composants.

A son achèvement, prévu pour 1968, le cyclotron MUSIC sera en mesure de fournir des protons ayant une énergie maximale supérieure à 100 millions d'électrons-volts. Il se trouvera ainsi à l'avant-garde mondiale pour les recherches fondamen-

tales sur la connaissance du noyau atomique. De par sa conception, il pourra accélérer plusieurs types de particules et faire varier leur énergie de sortie dans un rapport étendu.

Le Professeur H. HOLMGREN, directeur du projet cyclotron pour l'Université de Maryland estime que cette nouvelle installation permettra le développement d'un programme substantiel de recherches dans la physique des structures nucléaires, la chimie nucléaire et autres.

Le Dr H. LEBOUTET, Directeur du Département Hautes Energies de CSF, assure la Direction Technique du programme dont l'administration d'ensemble est confiée au Dr H. SCHARFMAN, Directeur du Groupe accélérateurs de Raytheon. Dans les laboratoires de Corbeville, le travail a déjà commencé avec les équipes de Raytheon et de l'Université de Maryland.

INSTALLATION EN BELGIQUE D'UNE CHAMBRE DE SIMULATION SPATIALE

En Belgique, les laboratoires d'Anvers de la BELL TELEPHON MFG Co viennent de recevoir leur premier équipement de simulation spatiale : une chambre de simulation pour l'essai de composants et de sous-ensembles d'engins spatiaux, réalisée et installée par la Société Générale du Vide (SOGEV), filiale de la Compagnie Française THOMSON-HOUSTON.

Equipée d'un écran cryogénique refroidi à l'azote liquide, cette chambre est destinée à effectuer, sous des pressions très réduites, des essais combinés de résistance à la chaleur et au froid des équipements électroniques embarqués. Les températures extrêmes qui peuvent être obtenues sont de $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $+200\text{ }^{\circ}\text{C}$ sous une pression limite de 3.10^{-9} torr. Un dispositif automatique assure en outre une régulation précise de la température entre $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $+100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Des hublots ont été prévus soit pour l'observation du matériel en cours d'essai, soit pour permettre l'adjonction d'un système de simulation du rayonnement solaire.

Parmi les essais de fiabilité de composants et sous-ensembles qui seront effectués à l'aide de cette installation, figurent, en particulier, ceux qui sont destinés à la mise au point du satellite ESRO I qui sera le premier satellite mis sur orbite par le CENTRE EUROPÉEN DE RECHERCHE SPATIALE.

LE RADIOTÉLESCOPE DE GREEN BANK A L'ÉCOUTE DE L'ESPACE

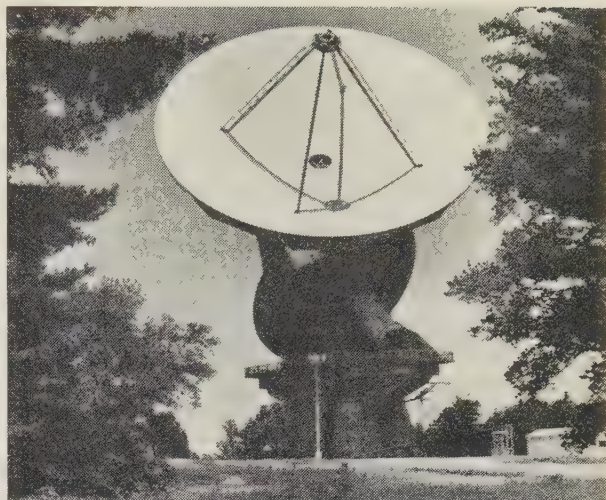
Une des principales missions du nouveau radio-télescope géant de Green Bank (Virginie) sera d'étudier la rotation de la Voie Lactée et sa structure en spirale.

Cet appareil — dont la construction avait commencé en 1955 et qui est entré en activité en octobre 1965 — est le plus précis du monde pour la recherche et la détermination des radio-sources de l'espace sidéral. Il peut être orienté à $3/1\,000$ de degré près et résiste à des vents de 25 km/h . Cette précision permet de capter des signaux de moins de 2 cm d'amplitude, alors que le célèbre radio-télescope de Jodrell Bank s'arrête à 20 cm et celui de Parkes en Australie à 6 cm .

Les premières observations de cette oreille géante ont permis aux radio-astronomes américains de vérifier les prévisions de leurs collègues russes qui supposaient, en 1959, que les gaz d'hydrogène « excités » devaient apparaître sous forme de lignes brillantes sur un radio-spectromètre au niveau de la fréquence de $5\,000\text{ MHz}$. Il en résulte que les spécialistes pourront maintenant détecter tous les signaux radio émis par les nébuleuses de la Voie Lactée et pourront calculer leurs densités et leurs températures.

Les caractéristiques de l'appareil — dont les organes essentiels ont été fournis par WESTINGHOUSE ELECTRIC — sont à l'échelle de ses étonnantes capacités. La base du télescope ($5\,700$ tonnes de béton et 170 tonnes d'acier) supporte une partie mobile, qui atteint 100 m de hauteur, pèse $2\,600$ tonnes et comprend un miroir d'aluminium de 160 tonnes et de 46 m de diamètre, il est monté sur une armature de 210 tonnes.

Les difficultés de construction ont été telles que l'observatoire n'a pu être terminé qu'en 10 ans (au lieu des 5 ans estimés initialement) et a coûté presque le triple de la prévision.



Les techniciens de Westinghouse considèrent qu'il s'agit sans doute du dernier radio-télescope qui puisse être raisonnablement installé dans une zone normale ; les appareils de demain devront, en effet, être construits dans des îles isolées ou à la limite des continents arctique et antarctique, à l'abri de toute perturbation sonore.

PREMIER PROGRAMME COULEUR SECAM TRANSMIS PAR MOLNYA I DE MOSCOU A PARIS

La Télévision Soviétique et l'ORTF ont inauguré, mardi 30 novembre 1965, les liaisons de télévision en couleurs SECAM par la transmission de Moscou à Paris d'un premier programme officiel.

Emis dans les studios « couleur » du Centre de Télévision de Moscou, ce programme était transmis par un Centre spécialisé de transmissions spatiales au satellite russe MOLNYA I dont les signaux, reçus à la station de Pleumeur-Bodou, étaient dirigés par faisceau hertzien sur le Centre nodal ORTF des Buttes-Chaumont, puis au Centre de contrôle « couleur » ORTF d'Issy-les-Moulineaux d'où ils repartaient, toujours par voie hertzienne, d'une part sur l'émetteur $2,5\text{ kW}$ des Buttes-Chaumont et d'autre part sur la Maison de la Radio où les récepteurs SECAM étaient installés.

Les images étaient remarquables de finesse et de stabilité.

Le programme a débuté à $10\text{ h }30$ (heure de Paris) et s'est achevé à $11\text{ h }25$.

Cette « première » était donnée en présence de son Excellence M. V. ZORINE, Ambassadeur d'URSS en France et de plusieurs Conseillers de l'Ambassade, ainsi que de M. V. KOUZINE, Chef de la délégation technique soviétique. Le Gouvernement français était représenté par M. A. PEYREFITTE, M. J. MARETTE, M. M. MAURICE-BOKANOVSKY et M. Y. BOURGES.

M. W. d'ORMESSON, Président du Conseil d'Administration de l'ORTF, M. J. BERNARD-DUPONT, Directeur Général et M. Cl. MERCIER, Directeur des Services Techniques, recevaient les invités au Studio 103.

Il est à noter que le satellite MOLNYA I est équipé d'un émetteur de 40 W à large bande, alors que les satellites américains ont une puissance plus faible et une bande étroite. D'autres transmissions, analogues, sont prévues entre les deux capitales et notamment de Paris vers Moscou.

Cette démonstration, en avance sur les délais prévus, fait suite à quatre transmissions à grande distance, également spectaculaires : Paris-Londres en septembre (par faisceaux hertziens et radiation directe à travers la Manche), Paris-Alger en octobre (par liaison troposphérique avec relais aux Baléares) et en novembre, par faisceaux hertziens, Paris-Belgrade et Paris-Madrid. La longueur des programmes de cette dernière démonstration, par la finesse des images et l'immuable vérité des couleurs, a laissé aux nombreux techniciens et aux hautes personnalités qui les ont vus, le sentiment d'une perfection jamais encore obtenue.

Le SECAM a ainsi montré qu'il pouvait se satisfaire de tous les moyens fondamentaux de transmission actuels, sans éluder aucune de leurs difficultés, sans les modifier et sans nécessiter de longues et fastidieuses manipulations préalables.

LA FACULTÉ DE MÉDECINE ET DE PHARMACIE DE LILLE ÉQUIPÉE EN TÉLÉVISION EN CIRCUIT FERMÉ

Une importante installation de télévision en circuit fermé équipe désormais la Faculté de Médecine et de Pharmacie de Lille.

Le 13 novembre, au cours d'une réception à laquelle assistaient des personnalités françaises et belges, le Professeur WAREMBOURG, Doyen de la Faculté, a présenté cette installation conçue et réalisée par THOMSON TÉLÉ-INDUSTRIE.

Une démonstration de cours télévisé a tout d'abord été faite, avec projection sur grand écran. La prise de vue était assurée au moyen d'une caméra et d'un télélecteur de documents : ce dernier appareil permet la projection immédiate de tous documents tels que planches et schémas.

Ensuite eurent lieu, dans les mêmes conditions, la transmission en direct, depuis l'Hôpital Régional, d'une opération chirurgicale, puis une démonstration de télémicroscopie, procédé qui consiste à reproduire sur l'écran d'un récepteur ou à projeter sur grand écran l'image obtenue à l'aide d'un microscope.

Les images de l'intervention chirurgicale, enregistrées sur magnétoscope-couleurs, furent ensuite restituées en différé, comme il est possible de le faire pour les besoins de l'enseignement et de la recherche.

La télévision en circuit fermé permet, grâce au couplage des salles de cours et aux liaisons avec les laboratoires et les salles d'opérations, d'étendre l'audience d'un professeur et de faire profiter un plus grand nombre d'étudiants d'une expérience donnée. Elle est également devenue un instrument essentiel d'exploitation des grands amphithéâtres, dont les dimensions rendent parfois difficile leur utilisation selon les méthodes traditionnelles.

Dans le seul domaine de l'enseignement médical, THOMSON TÉLÉ-INDUSTRIE a déjà équipé plusieurs grands Centres Hospitaliers Universitaires parisiens (Cochin, Saint-Antoine, Tenon, Salpêtrière) et belges, ainsi que diverses Facultés de médecine, dont celles de Paris et de Strasbourg.

LIAISONS PAR CABLES HERTZIENS FRANÇAIS EN ARGENTINE

L'Organisme gouvernemental argentin ENTEL — correspondant aux PTT français — vient de confier à la CSF et à la General Telephone américaine le soin d'équiper un nouveau réseau de télécommunications desservant les localités importantes du sud argentin. Ce réseau se greffe sur l'infrastructure en cours d'achèvement pour l'exploitation des polyducs pétroliers construits dans la région.

Les matériels commandés à la CSF pour établir les différentes « bretelles » prévues, sont des faisceaux hertziens FH 631 à 6 voies et FH 661 à 300 voies. Ces équipements sont entièrement transistorisés et disposent d'une alimentation autonome. Leur technologie a permis d'obtenir une très grande sécurité d'exploitation ; les dispositifs de télécommande et de télé-signalisation automatique réduisent notablement les besoins en personnel qualifié.

Rappelons qu'en 1963, CSF a installé le réseau de télécommunications nord de l'Argentine dont l'artère principale s'étend sur près de 1 800 km, ce qui représente la plus longue liaison par câble hertzien d'Amérique latine et l'une des plus étendues du monde.

ANTENNES POUR USAGE AÉROSPATIAL

La Société S.T.A.R.E.C. annonce la conclusion d'un important contrat de fourniture d'antennes et de multicoupleurs d'antennes pour la République Fédérale Allemande ; après les

succès obtenu par cette Société dans le domaine de l'espace : étude du réseau DIANE pour l'E.S.R.O., antennes du lanceur ELDO (2^e et 3^e étage), fournitures de série pour les engins télé-guidés, cette importante commande consacre la vocation européenne de la S.T.A.R.E.C. dans le domaine des antennes professionnelles à usage aérospatial.

LE CALCULATEUR DE LA CENTRALE EDF 4

L'ELECTRICITÉ DE FRANCE, vient de passer commande à la CAE — Compagnie européenne d'Automatisme Electronique, 78-Les Clayes-sous-Bois — d'un système de traitement de l'information et commande automatique pour la Centrale Nucléaire EDF 4, en cours de construction à Saint-Laurent-des-Eaux.

Dernière née des centrales nucléaires françaises, elle bénéficie de l'expérience acquise avec les centrales EDF-1, EDF-2, EDF-3, EL-4, et sur un certain nombre de réacteurs du COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE, déjà dotée de systèmes de traitement centralisé des informations.

En plus des fonctions désormais classiques dans ces centrales : surveillance et enregistrement des grandeurs, système automatique de détection de rupture de gaine, calculs liés à l'exploitation, le calculateur prendra en charge la commande automatique des démarrages, des arrêts et de tous les changements de régime, tenant compte pour chaque décision de la configuration générale de la Centrale, à l'instant considéré.

Cette action agit dans le sens de la sécurité, car elle permet de réaliser très rapidement un grand nombre d'opérations complexes qui, manuellement, pourraient conduire à de fausses manœuvres.

Pour assumer ces fonctions, L'ELECTRICITÉ DE FRANCE a choisi un système de traitement d'informations constitué essentiellement d'un calculateur C 90-40, d'une mémoire de très grande capacité (tambour et ruban magnétique), d'un dispositif de scrutation, et d'un codeur analogique-numérique. Ces organes essentiels sont d'ailleurs doublés, apportant ainsi une sécurité quasi absolue de fonctionnement ininterrompu.

Pour illustrer le volume d'informations et la cadence de scrutation, nous rappellerons que le nombre global d'informations de toute nature, s'élève à plus de 5 000, dont certaines doivent être explorées à la cadence de près de 50 000 par seconde.

L'utilisation d'un système de traitement de l'information permettra, non seulement une surveillance particulièrement sûre des paramètres de la Centrale, mais encore une exploitation aisée de la part des opérateurs, libérés de toutes les tâches de routine.

Enfin, ce système, grâce à la masse très importante d'informations qu'il pourra recueillir, permettra d'améliorer la connaissance des processus mis en jeu.

Rappelons que, dans le domaine nucléaire et celui de l'énergie électrique, les calculateurs numériques industriels de la CAE ont déjà reçus un nombre important d'applications, notamment dans les centrales de Saint-Ouen I, Saint-Ouen II, EDF-1, EDF-2, EDF-3 de Chinon, EL-4 des Monts d'Arrée, sur les réacteurs CABRI et RAPSODIE, ainsi que dans le domaine de la physique nucléaire.

LA FRANCE COMMANDE A WESTINGHOUSE UN LASER A RUBIS DE 1 MILLION DE kW

La WESTINGHOUSE ELECTRIC INTERNATIONAL Cy annonce qu'elle vient de recevoir du service de la recherche de base du Ministère de la Défense Nationale français un laser à rubis géant d'un million de kilowatts d'impulsion de sortie, capable de volatiliser les matériaux aussi résistants que l'acier.

Ce laser sera utilisé par la Direction des Recherches et Moyens d'Essais pour la recherche sur les matériaux, les décharges dans les gaz et la formation de plasmas.

La livraison en est prévue au début de 1966 par le Centre de la Défense et de l'Espace de la Westinghouse, à Baltimore, Maryland, U.S.A.

Dès 1963, un laser à rubis de cette puissance était fourni au gouvernement des Etats-Unis, mais il n'a fonctionné, en fait, à pleine puissance qu'en 1965.

BULL GENERAL ELECTRIC ÉQUIPÉ EN « PENTAONTA »

Le central téléphonique du siège de la COMPAGNIE BULL GENERAL ELECTRIC, 94, avenue Gambetta, à Paris, vient d'être mis en service par la C.G.C.T. Il peut être relié au réseau téléphonique par 150 lignes, lesquelles peuvent desservir 2 500 postes intérieurs, ce qui correspond au central téléphonique d'une ville de l'importance d'Albi.

C'est le premier central téléphonique privé de France par l'importance des équipements installés au départ ; il est réalisé en téléphonie automatique crossbar « Pentaonta », créé et mis au point par la C.G.C.T. Il peut être relié au réseau téléphonique par 150 lignes, lesquelles peuvent desservir 2 500 postes intérieurs, ce qui correspond au central téléphonique d'une ville de l'importance d'Albi.

Le central de l'avenue Gambetta a été doté d'un système de liaison inter-automatique le reliant aux usines BULL GENERAL ELECTRIC de Saint-Ouen et de Bobigny, au magasin d'exposition de la Boétie et à l'Ecole d'application commerciale de la rue des Vinaigriers. Ces quatre centres sont eux-mêmes équipés de centraux téléphoniques privés Pentaonta.

La C.G.C.T. avait déjà, en octobre 1964, mis en service le central Pentaonta à la nouvelle usine de « BULL GENERAL ELECTRIC » à Angers.

DÉMONSTRATION DE TECHNIQUES ITT DE TRANSMISSION DE DONNÉES A LA COMMISSION A DU CCITT A BRUXELLES

Le Comité Consultatif International de Téléphonie et de Télégraphie (CCITT) qui s'est réuni à Bruxelles du 22 novembre au 3 décembre 1965 a désigné une commission chargée d'étudier les techniques de transmission de données dans le cadre d'une coopération internationale.

Au cours de ces journées d'études, l'ITT a présenté ses plus récentes découvertes dans ce domaine :

— Un système de transmission adapté aux capacités actuelles des lignes téléphoniques existantes (150 caractères par seconde). Ce système qui comporte un dispositif de détection et de correction d'erreurs a été montré en fonctionnement et a relié Madrid (où avait lieu le 2^e Congrès International des Télécommunications), Bruxelles et le siège de l'ITT à New York.

— Le système « IDAST » dont la technique consiste à utiliser les silences d'une conversation téléphonique pour envoyer des signaux codés. L'avantage de ce système qui procure une meilleure utilisation des lignes est particulièrement intéressant pour les communications à grandes distances dont le prix est élevé. Il a été présenté sous la forme étudiée par l'ITT pour être utilisé par la Pan American World Airways.

— Le système VIDEX qui assure, par fil ou par radio, la transmission d'images fixes et qui, via « Early Bird », a permis de fournir aux téléspectateurs les premières vues des cosmonautes COOPER et CONRAD après leur amerrissage. Cette même technique est appliquée couramment dans les banques pour la vérification des signatures sur les chèques et toutes opérations courantes. Le système VIDEX a été présenté en fonctionnement sur une liaison entre Bruxelles et New York.

— Le télé-imprimeur ITT LO 2 000 dont la vitesse maximale est de 240 caractères par seconde et qui a été employé dans la transmission de données au cours des liaisons transatlantiques via « Early Bird ». Il a été présenté en liaison internationale (Pforzheim-Bruxelles).

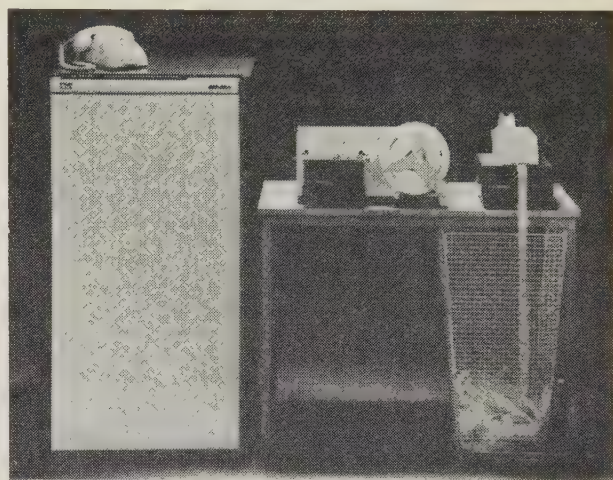
En France ITT est représenté par la Société Le Matériel Téléphonique, 46, quai Alphonse-Le Gallo, 92-Boulogne-Billancourt, qui a à sa disposition toutes les techniques indiquées ci-dessus.

DÉMONSTRATION DE TRANSMISSION DE DONNÉES PAR LE RAPIDATA « A »

La Compagnie Générale de Constructions Téléphoniques — C.G.C.T. — et le Centre Français de Recherche Opérationnelle — C.F.R.O. — ont présenté, fin novembre, le système

RAPIDATA « A » en fonctionnement sur une transmission de données entre le Siège de la C.G.C.T., rue de Vaugirard, et le Centre d'Automatisation du Gaz de France, à Clichy, par le moyen d'une ligne téléphonique ordinaire traversant le réseau téléphonique de Paris. La mise en liaison se fait par la procédure normale qu'utilisent les abonnés, c'est-à-dire l'appel au cadran.

La communication, comme les communications verbales, était acheminée à travers les différents centraux du réseau de Paris. Cela implique la possibilité d'interférences dues au fonctionnement des appareils de commutation automatique. Ces interférences, généralement de très courte durée, ne sont pas perceptibles par l'abonné au cours d'une conversation mais risquent de provoquer une impulsion susceptible d'être interprétée comme une impulsion élémentaire d'un code et de provoquer une erreur.



Équipement de transmission de données Rapidata « A »
avec perforateur et lecteur de bandes

Lorsque les données transmises doivent être traitées par un calculateur, il est nécessaire qu'elles soient exactes. Le RAPIDATA « A » comporte un dispositif automatique de détection et de correction des erreurs. Ce dispositif, combinant la détection analogique avec la détection numérique, a été mis au point à la suite d'une longue série d'essais. Très efficace, même dans le cas d'une ligne téléphonique de qualité médiocre, il permet une grande sécurité de transmission : moins d'un caractère faux sur dix millions de caractères transmis.

La détection d'une erreur provoque la répétition du groupe de caractères transmis sans que la répétition apparaisse sur la bande de destination qui constitue ce qu'on peut appeler une bande « propre ».

En raison de la vitesse de défilement de la bande (de l'ordre de 3,30 m/s), les données sont enregistrées à l'avance sur bandes perforées, généralement sous-produits des machines comptables (facturières, etc.).

Le RAPIDATA « A » permet la transmission des données, pratiquement sans limitation de distance. Il est possible de considérer, par exemple, le rassemblement à un siège social des données émanant des différents centres de province et inversement, de diffuser, en retour, le résultat du traitement de ces données.

Pour illustrer les conditions de fonctionnement du RAPIDATA « A », un équipement flexowriter de la Compagnie FRIDEN a été utilisé pour mettre en clair les différentes bandes perforées, émises ou reçues, au cours de la démonstration.

Nos lecteurs pourront se reporter avec fruit à l'article de MM. GOUDET et GIRINSKY sur la transmission de données numériques, la détection et la correction des erreurs, paru dans l'Onde Electrique de mai 1965, p. 589.

CARNET DES SOCIÉTÉS

DISTINCTION

M. R. WARNECKE, Directeur Scientifique de la CSF, vient d'être élu Membre Correspondant de l'Académie des Sciences.

Cette haute distinction vient honorer une personnalité dont la réputation internationale n'est plus à faire et le Bureau de la SFER lui adresse ses plus vives félicitations au nom de la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens.

Membre de la Société Française de Physique, de la Société Française des Electriciens et de la Société Française des Radioélectriciens et des Electroniciens, Docteur honoris causa du Polytechnic Institute of Brooklyn, ancien Président et Membre du Comité d'Honneur de la Société des Ingénieurs et Techniciens du Vide, M. WARNECKE est aussi titulaire du Prix Ancel de la Société Française des Electriciens (1933), du Prix Henri Becquerel de l'Académie des Sciences (1945), de la Médaille Blondel (1951), du Prix d'Aumale de l'Académie des Sciences (1952), du Prix « Morris Liebmann » de l'Institute of Radio Engineers (distinction qu'il est le seul Français à posséder) (1954), et de la Médaille Bourdon (1960) et du Grand Prix (1964) de la Société d'Encouragement pour l'Industrie Nationale.

VISITE DU CENTRE DES TECHNIQUES NUCLÉAIRES
THOMSON-HOUSTON A CHATOU

Le Centre des Techniques Nucléaires de la Compagnie Française THOMSON-HOUSTON, à Chatou, a été récemment visité par Monsieur Yvon BOURGES, Secrétaire d'Etat auprès du Premier

Ministre, chargé de la Recherche Scientifique et des questions atomiques et spatiales.

Au cours de cette visite, il a été présenté entre autres, le séparateur électro-magnétique d'isotopes MUSE dont les résultats semblent actuellement supérieurs aux meilleures performances étrangères, ainsi que la première bobine supraconductrice utilisant un alliage de NIOBIUM-TITANE élaborée par la Compagnie Française THOMSON-HOUSTON. Ce supraconducteur offre de nouvelles possibilités de recherche aux laboratoires français.

CGCT A L'EXPOSITION DES TECHNIQUES DE
TÉLÉCOMMUNICATIONS DE MADRID

La Compagnie Générale de Constructions Téléphoniques — C.G.C.T. — a exposé à Madrid pendant le II^e Congrès International des Techniques de Télécommunications du 15 au 17 novembre, une maquette de son système électronique de taxation des communications téléphoniques, au stand de son associée espagnole, la Standard Electrica de Madrid.

La Standard Electrica présentait également tous les matériels et équipements de télécommunications de l'ensemble des compagnies de l'International Telephone and Telegraph Corporation — ITT — au nombre desquels les visiteurs ont pu voir le système de téléphonie automatique « crossbar » Pentaconta, mis au point par la C.G.C.T.

Les centraux téléphoniques Pentaconta, exportés dans plus de 60 pays du monde, constituent l'ossature du plan de modernisation du réseau téléphonique espagnol. Ils sont fabriqués en Espagne par la Standard Electrica dans ses usines de Villas verde (Madrid) et Maliaño (Santander) qui occupent près de 15 000 personnes.

BIBLIOGRAPHIE

Localisation des satellites basée sur le principe de l'interféromètre radioélectrique, par G. NACHSZUNOW, *Ingénieur Radioélectricien de l'Institut Polytechnique de Grenoble, Licencié ès Sciences*.

Cet ouvrage est le premier de sept volumes qui traitent des divers systèmes de localisation de satellites, de télémesures et de télécommunications à l'aide de satellites.

Ce premier volume est consacré à la localisation basée sur le principe de l'interféromètre radioélectrique.

Le but poursuivi est double : donner un exposé théorique des principaux circuits électriques nécessaires à la construction d'un interféromètre (première partie) ; décrire en détail la réalisation pratique de cet interféromètre, à savoir les systèmes *Minitrack Mark I*, *Minitrack Mark II* et le réseau français *Diane* (deuxième partie).

La première partie actuellement parue comprend neuf chapitres :

1. Utilisation pratique des satellites dans les domaines scientifique et militaire et dans celui des télécommunications.

2. Théorie des antennes individuelles et des antennes groupées en réseau (ondes métriques) ; son application dans la construction de l'interféromètre.

3. Conditions imposées aux réseaux d'antennes de l'interféromètre.

4. Signal utile reçu et conditions de cette réception — bruits provenant de l'antenne et du récepteur — procédés pour diminuer ces bruits — méthode de mesure des bruits.

5. Référence de temps : horloge à quartz, utilisée dans l'interféromètre *Minitrack* ; horloges atomiques, basées sur le principe du *maser* et du *laser* et utilisées dans les stations centrales.

6. Notions élémentaires d'astronomie.

7. Utilisation des radioastres pour l'étalonnage des stations de localisation des satellites.

8. L'interféromètre : sensibilité, disposition des réseaux d'antennes, détermination des positions angulaires à partir des courbes de déphasage, facteurs limitant la précision de l'interféromètre, principes des systèmes *Minitrack Mark I* et *Minitrack Mark II*.

9. Satellites et fusées porteuses lancés depuis *Sputnik I*. (Ce chapitre a été disjoint de l'ouvrage et édité à part ; voir ci-dessous).

W. Nachszunow, 8, allée du Dr-Dupeyroux, Créteil (Seine), éditeur, 1965. Un volume relié de 560 pages 16 × 25 avec 91 figures, 60 exemples pratiques et 128 références bibliographiques. Prix 45 F.

Satellites et Fusées Porteuses lancés depuis Sputnik 1 et principaux programmes en cours, par G. NACHSZUNOW, *Ingénieur Radioélectricien de l'Institut Polytechnique de Grenoble, Licencié ès Sciences*.

Le titre de cet ouvrage se passe de tout commentaire, il s'agit de la Synthèse la plus récente et la plus complète qui existe à l'heure actuelle des satellites et fusées porteuses lancés depuis *Sputnik 1* — leurs caractéristiques, équipements de bord, expériences effectuées et résultats obtenus. Elle va, en effet, du 4 octobre 1957 au 20 juin 1965. Elle est suivie des principaux programmes en cours.

W. Nachszunow, 8, allée du Dr-Dupeyroux, Créteil (Seine). Editeur, 1965. Un volume relié de 136 pages 16 × 25. Prix : 25 F.

Les Semiconducteurs.

La Direction de LA RADIOTECHNIQUE, compte tenu de l'absence d'ouvrages traitant de manière *pratique* de l'utilisation des transistors en télévision, a demandé aux ingénieurs les plus qualifiés des disciplines en cause, et à son Service de Formation, d'entreprendre la mise au point du cycle d'enseignement correspondant.

Partant des notions fondamentales de physique du solide et de la description de l'effet transistor, pour passer ensuite à l'étude détaillée de la transistorisation des divers circuits d'un téléviseur, les auteurs ont volontairement fait un usage aussi limité que possible des développements mathématiques, pour insister sur les aspects physiques des phénomènes et leurs représentations graphiques. Par sa présentation claire et par la présence de très nombreuses figures toujours en regard du texte correspondant, cet ouvrage doit répondre aux besoins des ingénieurs et techniciens aussi bien qu'à ceux des élèves des Établissements d'enseignement, à la fois comme instrument pédagogique et comme outil de travail.

Il est, pour des raisons pratiques, divisé en deux livres :

Livre I : Notions physiques sur les semiconducteurs.

Livre II : Le transistor en télévision.

LA RADIOTECHNIQUE a ainsi apporté à l'enseignement des semiconducteurs une contribution utile par la publication d'un ouvrage traitant d'un sujet encore neuf, et dont la mise au point a bénéficié de l'expérience acquise à l'occasion de la formation de ses propres ingénieurs et techniciens.

Pour le moment, seul le livre I est paru, en voici les têtes de chapitre :

Atome et Cristal ; Matériaux Semiconducteurs ; Vie des porteurs libres dans les Semiconducteurs ; Jonction P-N non polarisée extérieurement ; Jonction P-N polarisée extérieurement ; L'effet Transistor ; Schéma électrique équivalent au Transistor P-N-P.

LA RADIOTECHNIQUE (Enseignement et Moyens pédagogiques). Éditeur, 1965. Un volume de 325 pages 21 × 27 avec nombreuses figures en couleurs. Prix du livre I : 17,50 F.

PUBLICATIONS DE L'A.I.E.A.

PROCEEDINGS SERIES.

Radiochemical Methods of Analysis. Proceedings of a Symposium, Salzburg, 19 - 23 octobre 1964.

Vol. 1, broché 16 × 24, 436 pages avec figures. Prix 36 F.

Chemical effects of nuclear transformations. Proceedings of a Symposium, Vienna, 7 - 11 décembre 1964.

Vol. 1 broché 16 × 24, 444 pages avec figures. Prix 36 F.

Vol. 2 broché 16 × 24, 560 pages avec figures. Prix 44 F.

Assessment of Radioactivity in Man. Proceedings of a Symposium, Heidelberg, 11 - 16 May 1964.

Vol. II broché 16 × 24, 654 pages avec figures. Prix 52 F.

Radioisotopes in animal Nutrition and Physiology. Proceeding of a Symposium, Prague 23 - 27 novembre 1964.

Un vol. broché 16 × 24, 874 pages avec figures. Prix 36 F.

Plasma Physics. Lectures presented at a Seminar, Trieste, 5 - 31 octobre 1964.

Un vol. broché 16 × 24, 652 pages avec figures. Prix : 52 F.

Responsabilité Civile en matière de dommages nucléaires. Actes Officiels de la Conférence Internationale de Vienne, 29 avril - 19 mai 1963.

Un vol. broché 16 × 24, 548 pages. Prix : 40 F.

Du sémaphore au satellite. 1865-1965

Il s'agit d'un ouvrage de caractère historique qui retrace l'évolution des moyens de télécommunications depuis le début du télégraphe.

Rédigé dans un style journalistique et présenté sous une forme attrayante avec de nombreuses illustrations, cet ouvrage présente un réel intérêt pour les lecteurs des

milieux les plus divers. En particulier, les jeunes générations y trouveront les enseignements d'un siècle de progrès technique et de coopération internationale dans un domaine des plus captivants et pourront y entrevoir les perspectives fascinantes qu'ouvrent les télécommunications à l'âge de l'espace.

Notons que cet ouvrage a été publié à l'occasion du centenaire de l'Union Internationale des Télécommunications (U.I.T.) dont la création résulte de la signature à Paris, le 17 mai 1865, de la première convention télégraphique internationale.

Un volume de 340 pages 22,5 × 28 avec de nombreuses illustrations, en vente à l'U.I.T., place des Nations, 1211 Genève 20 (Suisse), au prix de 40 FS.

Disponible dans les langues française, anglaise et espagnole.

Cours moderne de calcul des probabilités, par A. KAUFMANN, Professeur à l'Institut Supérieur d'Électronique de Paris. Préface de J. VIEILLARD, Directeur de l'Institut Supérieur d'Électronique de Paris.

La théorie des probabilités dans les enseignements destinés aux ingénieurs et cadres ne cessant d'augmenter, il convient de mettre à leur disposition des ouvrages de plus en plus complets et rigoureux. Réaliser un compromis entre une rigueur nécessaire et une présentation pédagogique indispensable également est le double but que s'est donné l'auteur de cet ouvrage.

Le lecteur y trouvera les développements théoriques de base à partir des notions de l'algèbre moderne, une partie très importante consacrée aux modèles combinatoires, de nombreux chapitres où sont étudiées les principales lois de probabilité rencontrées par les ingénieurs et physiciens. Des développements particulièrement importants sont consacrés aux lois de probabilité à plusieurs variables et aux fonctions d'une ou plusieurs variables aléatoires. Chaque paragraphe est illustré par divers exemples et des exercices très variés. A signaler tout spécialement la place qui a été donnée aux concepts jouant un rôle important dans les théories physiques, dans la recherche opérationnelle, en statistique, dans les études de fiabilité, en génétique, etc.

L'auteur qui a déjà écrit une vingtaine de livres de mathématiques appliquées, seul ou en groupe, a été traduit dans de nombreuses langues étrangères. Ses ouvrages sont connus pour leur aspect pratique dans l'optique des activités habituelles des ingénieurs. Le « *Cours moderne de Calcul des probabilités* » recevra, très certainement, de leur part, le même accueil; il constitue un excellent ouvrage de recyclage pour les cadres supérieurs des entreprises.

Albin Michel, éditeur, 1965. Un volume de 464 pages 16 × 24, avec de nombreuses figures in-texte, cartonné pleine toile sous jaquette. Prix : 60 F.

Organisation et administration des laboratoires, par K. GUY, Chef de laboratoire au Département de Chimie et de Génie chimique de l'Université de Natál. Traduit et adapté de l'anglais par R. DAVID, Agrégé de l'Université, Assistant à la Faculté des sciences de Paris. Préface de M. CHATELET, Professeur à la Faculté des sciences de Paris.

Le livre de K. GUY, dont M. Régis DAVID a mené à bien la traduction française, est susceptible de rendre les plus grands services aux chimistes qui ont la charge d'équiper, de diriger ou de gérer un laboratoire de recherche, universitaire ou industriel.

En onze chapitres, l'auteur passe en revue tous les problèmes concernant l'organisation, puis le fonctionnement d'un laboratoire.

Les premiers chapitres concernent d'abord l'équipement fixe, puis la mise en place des appareils selon leurs conditions impératives de fonctionnement.

La partie suivante traite de l'approvisionnement et du stockage des produits, ainsi que de l'organisation et de la gestion des magasins, questions bien souvent négligées dans les laboratoires universitaires.

Enfin, il est traité, avec soin et détails, de la sécurité et des dangers dont il convient de se protéger : intoxications, explosions, incendie...

L'ouvrage est complété par un exposé des méthodes de classification des archives et de la documentation, et par quelques conseils sur le recrutement du personnel technique des laboratoires.

Parmi les personnes les plus directement intéressées par le livre de M. GUY, il convient de citer les professeurs de sciences des Facultés et des grandes Écoles techniques et les chefs de travaux pratiques, ainsi que les chercheurs et ingénieurs de l'industrie.

Eyrolles, éditeur, Paris, 1965. Un volume relié de 412 pages 16×25, 140 figures et photographies, 11 tableaux. Prix : 67 F.

Technologie des Réacteurs Nucléaires. Tome III. — Réacteurs nucléaires à uranium naturel et eau lourde, par Thomas REIS, *Professeur de Génie Nucléaire à l'École Spéciale des Travaux Publics et à l'École Supérieure des Ingénieurs de Barcelone (Espagne), Président-Directeur Général de la Société Pétrole-Chimie*. Avec la collaboration de P. DUMÉZ, *Ingénieur du CNAM*; L. FROHLY, *Ingénieur ESE*; B. MILLIOT, *Ingénieur-Docteur*; G. MILLOT, *Ingénieur ECP*.

Deux tomes sur la Technologie des réacteurs nucléaires ont déjà paru à la même librairie :

Tome I : *Matériaux*, par P. AGERON, A. BONALDI, M. GAUZIT et Th. REIS, (1959), relié 16×25, 570 pages, 142 figures. Prix : 69 F.

Tome II : *Réacteurs nucléaires à uranium naturel, graphite et gaz*, par Th. REIS, P. DUMÉZ, L. FROHLY et B. MILLIOT (1963), relié 16×25, 406 pages, 106 figures, 61 tableaux, 10 planches de photos et 6 dépliants hors texte. Prix : 90 F.

Le troisième tome est consacré aux réacteurs à uranium naturel et eau lourde. L'optique de cet ouvrage est restée identique à celle du tome II : les auteurs se sont efforcés de rassembler un grand nombre de données disséminées dans des publications variées, et de les utiliser dans une présentation systématique des caractéristiques techniques.

La première partie — généralités — a été développée davantage que dans le cas des réacteurs à uranium naturel-graphite-gaz, étant donné le plus grand nombre de variantes possibles, notamment en ce qui concerne la réfrigération. Les problèmes économiques y ont été, par ailleurs, particulièrement approfondis.

La seconde partie est consacrée à la description détaillée de 15 réacteurs de recherche et 17 réacteurs de puissance. Sont envisagées, en dehors des types « classiques » de refroidissement, des techniques de conception plus récente comme le refroidissement par brouillard, vapeur, mélange eau lourde-eau ordinaire, etc.

La troisième partie effectue une comparaison récapitulative, sous forme de tableaux, de 16 réacteurs d'étude, de 15 réacteurs plutonigènes et de puissance, de 9 réacteurs industriels européens et de 4 types de réacteurs de conception récente d'une puissance de 450 MWel. Ces tableaux présentent un intérêt incontestable en groupant de façon

claire et systématique tous les renseignements connus sur les réacteurs comparés.

Un appendice donne des renseignements complémentaires sur 7 projets de centrales ou prototypes de centrales nucléaires, sur 6 réacteurs de recherche à fins spéciales, et 17 réacteurs de recherche, puissants, à haut et moyen flux de neutrons.

Cet ouvrage sera certainement d'un grand intérêt pour ceux qui, spécialistes, travaillent dans le domaine de l'énergie nucléaire et pour ceux qui, non spécialistes, s'y intéressent. En effet, la mise au point systématique tentée par les auteurs se justifie par le gain de temps appréciable dont bénéficieront ceux qui veulent mieux connaître ces types de réacteurs ou rechercher des précisions numériques ou bibliographiques. Les ingénieurs penchés sur des problèmes de développement nouveaux y trouveront également des bases sérieuses de vérification et de comparaison.

Eyrolles, éditeur, 1965. Un volume relié de 452 pages 16×25, 97 figures, 8 pages de photographies hors texte et 69 tableaux. Prix : 90 F.

Tubes pour hyperfréquences. Travaux du 5^e Congrès International, Paris, 14-18 septembre 1964.

Pour faire le point des connaissances acquises dans le domaine des Tubes pour Hyperfréquences, comparer leur expérience technologique et confronter leurs idées, les ingénieurs et les techniciens ayant contribué au développement de cette nouvelle discipline, avaient décidé en 1956 de se réunir régulièrement en Congrès. Ceux-ci eurent lieu successivement à Paris (1956), Londres (1958), Munich (1960), La Haye (1962), et c'est de nouveau la France qui eut l'honneur d'accueillir les congressistes en 1964.

Le cinquième Congrès international « Tubes pour hyperfréquences », placé sous le patronage de la Fédération nationale des industries électroniques (FNIE), fut organisé à Paris du 14 au 18 septembre 1964 par la Société française des électroniciens et des radioélectriciens (SFER) et par la Société française des ingénieurs et techniciens du vide (SFITV).

Il fut placé sous les auspices d'un Comité d'Honneur groupant d'éminentes personnalités appartenant aux académies scientifiques, aux universités, aux organismes de recherches, aux administrations et aux industries de l'électronique ; un Comité scientifique, réunissant des spécialistes de renom international dans le domaine des tubes pour hyperfréquences, fut chargé de la préparation scientifique du Congrès.

Comme il a été annoncé dans le compte-rendu établi par M. PIQUENDAR, président du Comité d'organisation du Congrès (cf. *Onde Électrique* d'avril 1965, pages 401 à 407) ce sont les Éditions Dunod qui ont été chargées de reproduire le texte des communications qui ont été présentées au cours du Congrès.

Les participants au Congrès, comme ceux qui n'ont pu y assister mais que ces questions intéressent, y trouveront une copieuse documentation et un instrument de travail parfaitement à jour.

Dunod, éditeur, 1965. Un volume de 568 pages 21×30, avec 934 figures. Relié toile sous jaquette. Prix : 260 F.

L'ONDE ELECTRIQUE

Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens

45^e année

Volume XLV

ANNÉE

1965

Numéros

454 à 465

TABLE DES MATIÈRES

I. - CLASSEMENT PAR THÈMES

Récepteurs à faible bruit pour les gammes hyperfréquence infrarouge et visible	n° 454	JAN
Transistors VHF de puissance, thyristors, applications	n° 456	MAR
Cinquième Congrès International « Tubes pour Hyperfré- quences »	n° 457	AVR
Nouvelles conceptions du radar	n° 458	MAI
Transmission de données numériques	n° 458	MAI
Maison de la Radio (bilingue)	n° 459	JUIN
Salon des Composants 1965 (bilingue)	n° 459	JUIN
Les supraconducteurs	460-61	J.Ao
Colloque International « Technique des Mémoires »	n° 463	OCT
Les hypersons	n° 464	NOV
Colloque International « Antennes en Milieu Ionisé »	n° 465	DEC

Nous adopterons dorénavant pour le classement des articles et de la bibliographie l'ordre suivant qui correspond à celui de nos sections d'études :

1. — Enseignement, formation et perfectionnement.
2. — Etudes scientifiques générales.
3. — Physique de l'état solide.
4. — Tubes électroniques.
5. — Composants électroniques.
6. — Propagation des ondes.
7. — Electroacoustique. Enregistrement des sons.

8. — Télécommunications, radiodiffusion, télévision.
9. — Radiodétection et localisation, radionavigation.
10. — Calculateurs électroniques, automatismes.
11. — Electronique nucléaire et corpusculaire.
12. — Electronique biologique et médicale.
13. — Divers.
14. — Articles nécrologiques.

II. - ARTICLES - CLASSEMENT PAR MATIÈRES

1. — Enseignement, Formation et Perfectionnement

Les solutions forcées de l'équation de Van der Pol	L. SIDERIADES	1216	OCT
La transformation Z et les équations aux différences	R. LEGROS	228	FEV

2. — Etudes Scientifiques Générales

Le bruit dans les récepteurs pour les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible. — Introduction	J. LE MEZEC	9	JAN
Dispositif de mesure de très faibles intervalles de temps entre signaux transitoires basse fréquence de forme identique	P. BILDSTEIN, F. GLANGEAUD	492	AVR
Emploi d'un té pour des mesures en micro-ondes de la permittivité de liquides à faibles pertes.			
Influence de la dissymétrie du té	A. COUMES, E. PIC	1056	SEPT
Etude d'un déphaseur à effet Hall	F. PERROT, R. BONNEFILLE	234	FEV
Expériences d'amplification acoustique aux fréquences élevées	C. BAUMBERGER et R. VU HUY DAT	1285	NOV
Les hypersons	Y. LE CORRE	1269	NOV
L'interaction électron-phonon dans les semiconducteurs et son application à l'amplification ultra-sonore	J. TAVERNIER	1274	NOV
Interaction des spins avec les hypersons	R. BUISSON	1302	NOV
Introduction aux phénomènes non linéaires en hyperfréquences	J.P. POITEVIN	60	JAN
Introduction à la théorie de la supraconductivité	P. MOREL	912	J.Ao
Sur une méthode d'étude des systèmes discontinus	F. CASSIGNOL, Y. BURIAN Jr.	1332	NOV
Ondes magnéto-élastiques	J. JOFFRIN	1300	NOV
Piézoélectricité et effets acoustoélectriques dans le tellure à 77 °K	G. QUENTIN, THUILLIER	1293	NOV
Problèmes de mesure des faibles températures de bruit	M. RUPPLI	21	JAN
Production de champs magnétiques homogènes et intenses à l'aide de supraconducteurs. — Application à la résonance magnétique nucléaire	M. SAUZADE	946	J.Ao
Propriétés magnétiques des supraconducteurs de deuxième espèce	P.G. DE GENNES	926	J.Ao
Réalisation d'un interféromètre à branche ouverte dans la bande des 35 GHz	Cl. MARZAT, A. BOTTREAU	485	AVR
Les résonateurs supraconducteurs et leurs applications	A. SEPTIER	932	J.Ao
Statistique des photoélectrons d'un photomultiplicateur éclairé en lumières cohérente et incohérente	R. MARCY, J. MARGUIN	1102	SEP
Les supraconducteurs en électronique	P. GRIVET	907	J.Ao
Transducteurs à 1 000 MHz à couche à déplétion	B. JACQUES	1297	NOV

3. — Physique de l'Etat Solide

Les alliages ferromagnétiques dans les dispositifs à mémoire	G. GRUNBERG	1171	OCT
Application des semiconducteurs aux techniques des mémoires	P. AIGRAIN	1157	OCT
Les céramiques magnétiques dans les dispositifs de mémoire	R. VAUTIER	1162	OCT
Les circuits optoélectroniques	J.G. Van SANTEN	1181	OCT
Le détecteur à antimoniure d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz)			
J. BESSON, B. PHILIPPEAU, R. CANO, M. MATTIOLI, R. PAPOULAR		107	JAN
Luminescence par bombardement cathodique dans l'arséniure de gallium	M. BOROT	1204	OCT
La physique du solide et les hyperfréquences	W. KLEEN, W. HEYWANG	429	AVR
Les plasmas et l'ingénieur des hyperfréquences	M. CHODOROW, G.S. KINO	421	AVR
Technologie et propriétés des lasers à arséniure d'indium			
M. RODOT, P. LEROUX-HUGON, J. BESSON et H. LEBLOCH		1197	OCT
Utilisation des corps ferroélectriques dans les mémoires	J.M. HERBERT	1187	OCT

4. — Tubes Electroniques

L'amplification paramétrique. Ses domaines d'applications. Ses possibilités de développement	P. DEMAN	69	JAN
Le bruit d'incohérence en modulation d'amplitude	C. DUCOT	131	JAN
Le 5 ^e Congrès International Tubes pour Hyperfréquences (1964)	J.E. PICQUENDAR	401	AVR
Le détecteur à antimoniure d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz)			
J. BESSON, B. PHILIPPEAU, R. CANO, M. MATTÉOLI, R. PAPOULAR		107	JAN
Etude de la température de bruit et de la bande passante des amplificateurs paramétriques à diodes semiconductrices	Ph. VUILLAUME	74	JAN
Evolution des générateurs et amplificateurs en hyperfréquences	P. GUÉNARD	408	AVR
Evolution du tube à propagation d'ondes à faible bruit	P. DELPHIN	29	JAN
Impédance variable, à contrôle électrique, en ondes centimétriques	D. HARDY	1319	NOV
Les masers et leurs possibilités actuelles	M. SOUTIF	41	JAN
Performances des détecteurs photo-paramétriques à résistance positive	D.J. ROULSTON	122	JAN
Les plasmas et l'ingénieur des hyperfréquences	M. CHODOROW, G.S. KINO	421	AVR
Problème de mesure des caractéristiques d'un maser au point de vue de sa température de bruit et de sa stabilité	M.J. GRANGEON	53	JAN
Progrès et perspectives des Tubes pour Hyperfréquences	C.R. RUSSEL, W.E. WILLSHAW	412	AVR
Rapport signal/bruit des détecteurs photoélectriques	F. DESVIGNES	116	JAN
Les récepteurs à diodes tunnel aux hyperfréquences	J.M. COLIN	80	JAN
Spectre de bruit des oscillateurs hyperfréquences. Application à deux types de klystrons. Bande Ka (35 GHz)	R. JUILLERAT	101	JAN

Statistique des photoélectrons d'un photomultiplicateur éclairé en lumières cohérente et incohérente (limite ultime de sensibilité des récepteurs optiques)	R. MARCY, J. MARGUIN	1102	SEPT
---	----------------------	------	------

5. — Composants Electroniques

Amplificateurs haute fréquence de puissance à transistors	P. PARMENTIER	318	MAR
Application des thyristors : convertisseurs statiques d'énergie	L. PATERNAULT	370	MAR
Le bruit de fond des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire utilisés en hyperfréquences comme détecteurs et mélangeurs	H. DEROY, Ph. MONIER	87	JAN
Calcul et réalisation d'amplificateurs VHF de puissance	P. PARIS, J.M. PEUTIN	328	MAR
Calcul des transistors VHF de puissance. Réalisation d'un transistor au silicium épitaxié fournissant 25 W à 16 MHz	S. FLAKS, Mme R. SAINT-ESPRIT, G. FOURICHON, P. MICHELET	283	MAR
Condensateurs au tantale à forte charge et à haute tension	J. VERGNOLLE	1093	SEPT
Etat actuel du développement des thyristors	P. ROSSETTI	350	MAR
Etude et réalisation de transistors VHF de puissance 2-3 et 6 W-180 MHz au silicium épitaxié	J. ENCINAS, A. MINNE	271	MAR
L'évolution des dispositifs semiconducteurs à structure « thyristor ». Perspectives d'avenir ..	Ch. DUFOUR	348	MAR
Influence de la fiabilité du matériel sur le coût d'une mission	R. COCHAIN, G. PEYRACHE, J. SCHWEITZER, M. SCHWOB	1002	J.Ao
Une nouvelle solution au problème de l'interrupteur électronique : le symistor	J.P. BIET	375	MAR
Problèmes posés par l'utilisation des dispositifs à semiconducteurs dans les techniques de l'espace	A. CHABERT	511	AVR
Procédés d'étude et traitements des surfaces de semiconducteurs	M. CROSET	499	AVR
Quelques applications des thyristors en électronique	R. DUBOIS	364	MAR
Salon International des Composants Electroniques, Paris 1965 (compte rendu par les ingénieurs du CNET)		846	JUIN
Les techniques de la microélectronique et l'instrumentation nucléaire	M. SARQUIZ	472	AVR
Technique de réalisation d'une triode de puissance à effet de champ	M. CHAPPEY, Mlle A.M. DAUGE, J. DELMAS, P. DURAND	305	MAR
Transistors de commutation au silicium à fort courant obtenus par la technique mesa	G. EBERHARD	301	MAR
Les transistors haute fréquence de puissance et leur évolution	M. BRUNET	267	MAR
Les transistors haute fréquence de puissance : problèmes fondamentaux	J.M. GOGUE	341	MAR
Transistor de puissance 3 W-70 MHz réalisé par technique planar	Ph. MOREL	296	MAR
Transistor silicium de puissance 1 W-250 MHz réalisé par triple diffusion	E. TONNEL	278	MAR
Utilisation des transistors de puissance en VHF	J. SENERET	311	MAR

6. — Propagation des Ondes

Analyseur de spectre à séquence rapide	R. VERMEILLE	1315	NOV
Aspects théoriques et expérimentaux de l'extraction des signaux périodiques	J.N. AUBRUN	1062	SEPT
Bases techniques d'une étude de champ en altitude et de la propagation d'onde T.B.F.	A. HAUBERT, J. PAPET-LÉPINE, A. VASSY, E. VASSY	994	J.Ao
Une étude radiométéorologique en Méditerranée orientale	J. NICOLIS	439	AVR
Filtrage impulsif	P. JORGENSEN	451	AVR
Filtre pour signaux exponentiels	A. POZWOLSKI	1078	SEPT
La modulation d'amplitude à porteuse supprimée dans les liaisons hertziennes à grande distance	C. DUCOT, J. CAYZAC, R. ASTOR	179	FEV
Le radiateur électromagnétique sphéroïdal allongé. Calcul de la résistance de rayonnement.	L. ROBIN	1338	NOV

7. — Electroacoustique. — Enregistrement des Sons

Circuit anti-distorsion pour les étages amplificateurs à lampes et à transistors ..	R. LEGROS, R. BESNARD	1081	SEPT
Les équipements électroacoustiques de la Maison de l'O.R.T.F.	A. BRION	711	JUIN
Expériences d'amplification acoustique aux fréquences élevées	C. BAUMBERGER, R. VU HUY DAT	1285	NOV
Lecture mécanique des disques : progrès récents. Comparaison avec les rubans magnétiques A. DILLET		1110	SEPT
Les machines de studio de la Maison de l'ORTF	R. BUFFART	700	JUIN
Les matériels basse-fréquence de la Maison de l'ORTF	L. CHATENAY	689	JUIN
Meuble récepteur d'écoute à transistors de la Maison de l'ORTF	J. LEON, Y. DRAPIER, H. OPPICI	826	JUIN
Pupitres pour consoles de prise de son de la Maison de l'ORTF	M. ROULEAU, M. BOURGUIGNON	804	JUIN
Réseau de téléphonie amplifiée à deux canaux à la Maison de l'ORTF	A. GIRINSKI, F. LEPRINCE, P. CAMBOIS	422	JUIN
La stéréophonie à la Maison de l'ORTF	R. CONDAMINES	759	JUIN
Traitement acoustique des studios et des grandes salles de la Maison de l'ORTF	R. LAMORAL	666	JUIN

8. — Télécommunications. — Radiodiffusion. — Télévision

Appareillage d'essai pour transmission de données	J. CLAISSE, M. MITRANI	613	MAI
Câblages généraux et répartiteurs de la Maison de l'ORTF	J. AUBERT, G. BRATEAU	775	JUIN
Le Central téléphonique de la Maison de l'ORTF	J. MIGEON	814	JUIN
Colloque sur les antennes en milieu ionisé : Introduction	E. ROUBINE	1378	DEC
Commutateurs semi-automatiques de modulation de la Maison de l'ORTF	R. SCHRAMBACH	781	JUIN
Conclusions générales du Colloque sur les antennes	J.A. DESCHAMPS	1486	DEC
Diffraction d'une onde électromagnétique plane par un cylindre de plasma inhomogène P.E. FAUGERAS		1393	DEC
Dispositif d'insertion téléphonique de la Maison de l'ORTF	G. HEMART	832	JUIN
Editorial du numéro spécial sur la Maison de l'ORTF	Cl. MERCIER	637	JUIN
Effets de l'ionisation frontale sur la transmission pendant le vol ELDO. D. CUNSOLO, A. GILARDINI		1451	DEC

Effets de rupture de gaine pour des antennes à haute altitude.....	I.L. JONES	1485	DEC
Les équipements des salles publiques de la Maison de l'ORTF.....	P. LANTERI, P. MACHUEL	722	JUIN
Équipements vidéo. Régies télévision et salles de projection de la Maison de l'ORTF.....	P. PIAT	746	JUIN
Étude analytique et fonctionnelle de la transmission de données.....	J. LABEYRIE	574	MAI
Étude des calculs et mesures d'impédance d'antennes en milieu ionisé.....	H. WEIL	1397	DEC
Excitation de résonances de plasma par une petite antenne dipôle fonctionnant en impulsion	J.A. FEJER	1437	DEC
Une gamme de « Modems » de transmission de données pour circuits téléphoniques	M. COIRON, H. MILLET	603	MAI
Impédance d'une antenne cylindrique dans un magnétoplasma avec pertes.....	J.P. LAFON	1404	DEC
Les liaisons et les commutations de la Maison de l'ORTF.....	Ch. TOUZEAU	733	JUIN
Mesures à basse fréquence de l'admittance d'un dipôle dans l'ionosphère. T.R. KAISER, J.K.E. TUNALEY		1475	DEC
Mesures en haute fréquence d'une antenne dans l'ionosphère.....	E.N. BRAMLEY	1471	DEC
Méthode de similitude pour déterminer les seuils de décharge dans les systèmes électromagné-			
tiques	C. ANCONA	1459	DEC
Préface du numéro spécial sur la Maison de l'ORTF	Gal. LESCHI	638	JUIN
Les problèmes d'exploitation de la Maison de l'ORTF.....	R. CLOUARD	671	JUIN
Projet d'antenne électrique dipôle pour réception TBF dans l'ionosphère.....	L.R.O. STOREY	1427	DEC
Propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu ionisé entourant un engin hypersonique	J. DOREY	1446	DEC
Puissance non réversible et résistance de rayonnement des antennes dans les gaz ionisés aniso-			
tropes	K.S.H. LEE, C.A. PAPAS	1436	DEC
Rayonnement d'une antenne dans un milieu anisotrope.....	J.A. DESCHAMPS	1479	DEC
Rayonnement et diffraction dans des régions anisotropes.....	L.B. FELSEN	1386	DEC
Un réseau de connexion pour central téléphonique électronique.....	J. DUQUESNE, M. ROUZIER	195	FEV
Réseau de téléphonie amplifiée à deux canaux de la Maison de l'ORTF	A. GIRINSKI, F. LEPRINCE, P. CAMBOIS	822	JUIN
Systèmes multiplex 4-12-24 voies à courants porteurs à l'usage des armées de terre	R. GUIRIMAND, R. HONO	1305	NOV
Théorie du comportement dans l'ionosphère d'antennes métalliques dipôles, de forme cylindrique			
et tronconique, destinées à la réception d'ondes TBF.....	G. DRIANCOURT	1421	DEC
Théorie du bruit thermique dans l'ionosphère	K.G. BUDDEN, C.J. DANIELL	1409	DEC
Transmission de Données Numériques : Détection et correction des erreurs - Codes	G. GOUDET, A. GIRINSKY	589	MAI
La transmission de données : méthodes de modulation.....	M. MANIÈRE	583	MAI
La sonde à résonance	D. LEPECHINSKY	1480	DEC

9. — Radiodétection et localisation. — Radionavigation

Application aux antennes de la théorie du signal.....	S. DRABOWITCH	550	MAI
Quelques aspects nouveaux de la transmission de télévision à grande distance : Liaisons terriennes			
et liaisons par satellites.....	Y. ANGEL	980	J.Ao
Colloque sur les antennes en milieu ionisé : Introduction.....	E. ROUBINE	1378	DEC
Concepts nouveaux en radar.....	M.H. CARPENTIER	537	MAI
Conclusions générales du Colloque sur les antennes.....	J.A. DESCHAMPS	1486	DEC
Diffraction d'une onde électromagnétique plane par un cylindre de plasma inhomogène	P.E. FAUGERAS	1393	DEC
Effets de l'ionisation frontale sur la transmission pendant le vol ELDO. D. CUNSOLO, A. GILARDINI		1451	DEC
Effets de rupture de gaine des antennes à haute altitude	I.L. JONES	1465	DEC
Étude des calculs et mesures d'impédance d'antennes en milieu ionisé.....	H. WEIL	1397	DEC
Étude des planètes à l'aide du radar	V. KOTELNIKOV, G. PETROV, O. RIJGA, A. CHAKHOVSKI, V. DOUBROVINE, B. KOUZNETSOV	161	FEV
Excitation de résonances de plasma par une petite antenne dipôle fonctionnement en impulsion	J.A. FEJER	1437	DEC
Impédance d'une antenne cylindrique dans un magnétoplasma avec pertes.....	J.P. LAFON	1404	DEC
Mesures à basse fréquence de l'admittance d'un dipôle dans l'ionosphère. T.R. KAISER, J.K.E. TUNALEY		1475	DEC
Mesures en haute fréquence d'une antenne dans l'ionosphère.....	E.N. BRAMLEY	1471	DEC
Méthode de similitude pour déterminer les seuils de décharge dans les systèmes électromagné-			
tiques	C. ANCONA	1459	DEC
Nouvelles conceptions du radar. Antennes synthétiques et application aux radars à vision latérale	G. RÉVILLON	561	MAI
Observation terrestre par télévision satellisée.....	A. CAZALAS	966	J.Ao
Problèmes posés par l'utilisation des dispositifs à semiconducteurs dans les techniques de l'espace	A. CHABERT	511	AVR
Progrès des antennes radar.....	S. LANDESMAN	568	MAI
Projet d'antenne électrique dipôle pour réception TBF dans l'ionosphère.....	L.R.O. STOREY	1427	DEC
Propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu ionisé entourant un engin hypersonique	J. DOREY	1446	DEC
Puissance non réversible et résistance de rayonnement des antennes dans les gaz ionisés aniso-			
tropes	K.S.H. LEE, C.A. PAPAS	1436	DEC
Radars Doppler de navigation.....	H. LE TILLY	1047	SEPT
Rayonnement d'une antenne dans un milieu anisotrope.....	J.A. DESCHAMPS	1479	DEC
Rayonnement et diffraction dans des régions anisotropes.....	L.B. FELSEN	1386	DEC
Recherche des signaux pour radar à corrélation.....	M. NICOLAS, R. POGGI	171	FEV
Rôle de la fonction d'ambiguïté dans les radars.....	C. SKENDEROFF	540	MAI
Théorie du comportement dans l'ionosphère d'antennes métalliques dipôles, de forme cylindrique			
et tronconique, destinées à la réception d'ondes TBF.....	G. DRIANCOURT	1421	DEC
Théorie du bruit thermique dans l'ionosphère	K.G. BUDDEN, C.J. DANIELL	1409	DEC
Les satellites synchrones de télécommunications : une visite à la Hughes Aircraft Company. R. CLAUVEL		974	J.Ao
Signaux radar et ambiguïté.....	A. ADAMSBAUM	545	MAI

La sonde à résonance	D. LEPECHINSKY	1480	DEC
Les sources de bruit dans les récepteurs de télécommunications. Application aux télécommunications par satellites	J.P. HOUSSIN	15	JAN
La synchronisation des télémesures codées.....	J.P. MAGNIN, G.C. CHAZOT, 1 ^{re} partie	1117	SEPT
	2 ^e partie	1225	OCT

10. — Calculateurs Electroniques. — Automatismes

Les calculateurs numériques étudiés au C.N.E.T.	P. MARZIN	212	FEV
Convertisseur analogique-digital différentiel utilisant la modulation de durée	J.M. VAUCHY, M. BIRNBAUM, E. DÈVE	1326	NOV
Eclairage des salles de la Maison de l'ORTF, systèmes de commande et de mémoire....	J. QUINT	836	JUIN
Mémoire une microseconde à coïncidence.....	M. CHALÉAT	1192	OCT
Une télécommande cyclique industrielle à grande sécurité et à grande vitesse.....	M. JACQUIN	151	FEV

11. — Electronique nucléaire et corpusculaire

Application des sondes à trou à l'étude des décharges électriques dans les gaz.....	A. POZWOLSKI	240	FEV
L'interaction électron-phonon dans les semiconducteurs et son application à l'amplification ultra-sonore	J. TAVERNIER	1274	NOV
Interaction des spins avec les hypersons.....	R. BUISSON	1302	NOV
Production de champs magnétiques homogènes et intenses, à l'aide de supraconducteurs. Application à la résonance magnétique nucléaire.....	M. SAUZADE	946	J.Ao
Recherches sur les chambres d'ionisation remplies d'un liquide diélectrique	D. BLANC, J. MATHIEU, L. TORRES, P. VERMANDE	466	AVR
Techniques actuelles et perspectives de l'électronique nucléaire rapide.....	J. MEY	476	AVR
Les techniques de la microélectronique et l'instrumentation nucléaire.....	M. SARQUIZ	472	AVR

12. — Electronique biologique et médicale

Mémoire et probabilité	P. NAYRAC	1035	SEPT
------------------------------	-----------	------	------

13. — Divers

Conception de la Maison de l'ORTF.....	L. CONTURIE	641	JUIN
Eclairage des salles de la Maison de l'ORTF. Système de commande et de mémoire....	J. QUINT	836	JUIN
Equipements auxiliaires de la Maison de l'ORTF.....	G. COUSIN	798	JUIN
L'équipement d'énergie électrique de la Maison de l'ORTF.....	H. TESTEMALE	654	JUIN
Etudes de quelques problèmes relatifs aux bobinages en câbles supraconducteurs.....	L. DONADIEU	958	J.Ao
Générateur haute tension d'ondes sinusoïdales de période longue.....	J. PAGEAUT	1042	SEPT
Installation générale basse fréquence de la Maison de l'ORTF.....	R. CARLIER	793	JUIN
Les installations thermiques de la Maison de l'ORTF.....	B. MANTRAN	649	JUIN
Régulation de la centrale thermodynamique de la Maison de l'ORTF.....	J.A. MALLET	762	JUIN

14. — Articles nécrologiques

Léon Bouthillon (1884-1964)	A. AUBERT	264	FEV
Robert Bureau (1892-1965)	B. DECAUX	1345	NOV
Lucien Lévy (1892-1965)		1247	OCT

III. - ARTICLES - CLASSEMENT PAR AUTEURS

ADAMSBAUM A.	Signaux radar et ambiguïté	545	MAI
AJGRAIN P.	Application des semiconducteurs aux techniques des mémoires	1157	OCT
ANCONA C.	Méthode de similitude pour déterminer les seuils de décharge dans les systèmes électromagnétiques	1459	DEC
ANGEL Y.	Quelques aspects nouveaux de la transmission de télévision à grande distance : liaisons terriennes et liaisons par satellites	980	J.Ao
ASTOR R.	La modulation d'amplitude à porteuse supprimée dans les liaisons hertziennes à grande distance..... co-auteurs : C. DUCOT, J. CAYZAC....	179	FEV
AUBERT J.	Câblage généraux et répartiteurs de la Maison de l'ORTF. co-auteur : G. BRATEAU	775	JUIN
AUBERT R.	Léon Boutillon (1884-1964)	246	FEV
AUBRUN J.N.	Aspects théoriques et expérimentaux de l'extraction des signaux périodiques	1062	SEP
BAUMBERGER C.	Expériences d'amplification acoustique aux fréquences élevées co-auteur : R. VU HUY DAT	1285	NOV
BESNARD R.	Circuit anti-distorsion pour les étages amplificateurs à lampes et à transistors co-auteur : R. LEGROS	1081	SEP
BESSON J.	Le détecteur à antimoine d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz)..... co-auteurs : B. PHILIPPEAU R. CANO, M. MATTIOLI, R. PAPOULAR	107	JAN
	Technologie et propriétés des lasers à arsénure d'indium co-auteurs : M. RODOT, P. LEROUX-HUGON, H. LEBLOCH	1197	OCT
BIET J.P.	Une nouvelle solution au problème de l'interrupteur électronique : le Symistor	375	MAR
BILDSTEIN P.	Dispositif de mesure de très faibles intervalles de temps entre signaux transitoires basse fréquence de forme identique .. co-auteur : F. GLANGEAUD	492	AVR
BIRNBAUM M.	Convertisseur analogique-digital différentiel utilisant la modulation de durée co-auteurs : E. DÈVE, J.M. VAUCHY	1326	NOV
BLANC D.	Recherches sur les chambres d'ionisation remplies d'un liquide diélectrique co-auteurs : J. MATHIEU, L. TORRES, P. VERMANDE	466	AVR
BONNEFILLE R.	Etude d'un déphaseur à effet Hall..... co-auteur : F. PERROT..	234	FEV
BOROT M.	Luminescence par bombardement cathodique dans l'arsénure de gallium	1204	OCT
BOTTREAU A.	Réalisation d'un interféromètre à branche ouverte dans la bande des 35 GHz co-auteur : Cl. MARZAT	485	AVR
BOURGUIGNON M.	Pupitres pour consoles de prise de son de la Maison de l'ORTF co-auteur : M. ROULEAU	804	JUIN
BRAMLEY E.N.	Mesures en haute fréquence d'une antenne dans l'ionosphère.....	1471	DEC
BRATEAU G.	Câblages généraux et répartiteurs de la Maison de l'ORTF. co-auteur : J. AUBERT	775	JUIN
BRION A.	Les équipements électroacoustiques de la Maison de l'ORTF.....	711	JUIN
BRUNET M.	Les transistors HF de puissance et leur évolution.....	267	MAR
BUDDEN K.G.	Théorie du bruit thermique dans l'ionosphère co-auteur : G.J. DANIELL	1459	DEC
BUFFART R.	Les machines de studio de la Maison de l'ORTF.....	700	JUIN
BUISSON R.	Interaction des spins avec les hypersons	1302	NOV
BURIAN Y.Jr.	Sur une méthode d'étude des systèmes discontinus. co-auteur : F. CASSIGNOL	1332	NOV
CAMBOIS P.	Réseau de téléphonie amplifiée à deux canaux de la Maison de l'ORTF co-auteurs : A. GIRINSKY, E. LEPRINCE	822	JUIN
CANO R.	Le détecteur à antimoine d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz)..... co-auteurs : J. BESSON, B. PHILIPPEAU, M. MATTIOLI, R. PAPOULAR	107	JAN
CARLIER R.	Installation générale basse fréquence de la Maison de l'ORTF.....	793	JUIN
CARPENTIER M.H.	Concepts nouveaux en radar.....	537	MAI
CASSIGNOL F.	Sur une méthode d'étude des systèmes discontinus. co-auteur : Y. Jr. BURIAN	1332	NOV
CAYZAC J.	La modulation d'amplitude à porteuse supprimée dans les liaisons hertziennes à grande distance..... co-auteurs : R. ASTOR, C. DUCOT	179	FEV
CAZALAS A.	Observation terrestre par télévision satellisée	966	J.Ao
CHABERT A.	Problèmes posés par l'utilisation des dispositifs à semiconducteurs dans les techniques de l'espace	511	AVR
CHAKHOVSKI A.	Etude des planètes à l'aide du radar..... co-auteurs : V. DOUBROVINE, V. KOTELNIKOV, B. KOUTNETSOV, G. PETROV, G. RJIGA	161	FEV
CHALÉAT M.	Mémoire une microseconde à coïncidence	1192	OCT
CHAPPEY M.	Technique de réalisation d'une triode de puissance à effet de champ co-auteurs : Mlle A.M. DAUGE, J. DELMAS, P. DURAND	305	MAR
CHATENAY L.	Les matériels basse-fréquence de la Maison de l'ORTF.....	689	JUIN
CHAZOT G.C.	La synchronisation des télémesures codées..... co-auteur : J.P. MAGNIN	1117	SEP
	1 ^{re} partie	1117	SEP
	2 ^e partie	1245	OCT
CHODOROW M.	Les plasmas et l'ingénieur des hyperfréquences..... co-auteur : G.S. KINO	421	AVR
CLAISSE J.	Appareillage d'essai pour transmission de données. co-auteur : M. MITRANI	613	MAI
CLAUVEL R.	Les satellites synchrones de télécommunications : une visite à la Hughes Aircraft Company	974	J.Ao
CLOUARD R.	Les problèmes d'exploitation de la Maison de l'ORTF.....	671	JUIN
COCHAIN R.	Influence de la fiabilité du matériel sur le coût d'une mission co-auteurs : G. PEYRACHE, J. SCHWEITZER, M. SCHWOB	1002	J.Ao
COIRON M.	Une gamme de « Modems » de transmission de données pour circuits téléphoniques	603	MAI
COLIN J.M.	Les récepteurs à diodes tunnel aux hyperfréquences.....	80	JAN
CONDAMINES R.	La stéréophonie à la Maison de l'ORTF.....	759	JUIN
CONTURIE L.	Conception de la Maison de l'ORTF.....	641	JUIN
COUMES A.	Emploi d'un té pour des mesures en micro-ondes de la permittivité de liquides à faibles pertes; influence de la dissymétrie du té..... co-auteur E. PIC	1056	SEP

COUSIN G.	Equipements auxiliaires de la Maison de l'ORTF	798	JUIN
CROSET M.	Procédés d'étude et traitements des surfaces de semiconducteurs.....	499	AVR
CUNSOLO D.	Effet de l'ionisation frontale sur la transmission, pendant le vol ELDO co-auteur : A. GILARDINI	1451	DEC
DANIELL G.J.	Théorie du bruit thermique dans l'ionosphère. co-auteur : K.G. BUDDEN	1459	DEC
DAUGE A.M. Mlle	Technique de réalisation d'une triode de puissance à effet de champ co-auteurs : M. CHAPPEY, J. DELMAS, P. DURAND	305	MAR
DECAUX B.	Robert Bureau (1892-1965)	1345	NOV
DELMAS J.	Technique de réalisation d'une triode de puissance à effet de champ co-auteurs : M. CHAPPEY, Mlle A.M. DAUGE, P. DURAND	305	MAR
DELPHIN P.	Evolution du tube à propagation d'ondes à faible bruit.....	29	JAN
DEMAN P.	L'amplification paramétrique. — Ses domaines d'applications. — Ses possibilités de développement	69	JAN
DEROY H.	Le bruit de fond des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire utilisés en hyperfréquences comme détecteurs et mélangeurs. co-auteur : Ph. MONIER	87	JAN
DESCHAMPS G.A.	Rayonnement d'une antenne dans un milieu anisotrope.....	1379	DEC
DESVIGNES F.	Conclusions générales du colloque sur les antennes en milieu ionisé.....	1486	DEC
DÈVE E.	Rapport signal/bruit des détecteurs photoélectriques	116	JAN
DILLET A.	Convertisseur analogique-digital différentiel utilisant la modulation de durée co-auteurs : M. BIRNBAUM, J.M. VAUCHY	1236	NOV
DONADIEU L.	Lecture mécanique des disques : progrès récents. Comparaison avec les rubans magnétiques	1110	SEP
DOREY J.	Etudes de quelques problèmes relatifs aux bobinages en câbles supraconducteurs	958	J.Ao
DOUBROVINE V.	Propagation d'ondes électromagnétiques dans le milieu ionisé entourant un engin hypersonique	1446	DEC
DRABOWITCH S.	Etude des planètes à l'aide du radar..... co-auteurs : A. CHAKHOVSKI, V. KOTELNIKOV, B. KOUTNETSOV, G. PETROV, G. RJIGA	161	FEV
DRAPIER Y.	Nouvelles conceptions du radar : Application aux antennes de la théorie du signal.....	550	MAI
DRIANCOURT G.	Meuble récepteur d'écoute à transistors de la Maison de l'ORTF co-auteurs : J. LÉON, L. OPPICI	826	JUIN
DUBOIS R.	Théorie du comportement dans l'ionosphère d'antennes métalliques dipôles de forme cylindrique et tronconique destinées à la réception d'ondes à TBF	1421	DEC
DUCOT C.	Quelques applications des thyristors en électronique.....	364	MAR
DUFOR Ch	La modulation d'amplitude à porteuse supprimée dans les liaisons hertziennes à grande distance..... co-auteurs : R. ASTOR, J. CAYZAC	179	FEV
DUFOUR Ch	Le bruit d'incohérence en modulation d'amplitude.....	131	JAN
DUQUESNE J.	L'évolution des dispositifs semiconducteurs à structure « thyristor ». Perspectives d'avenir	348	MAR
DURAND P.	Un réseau de connexion pour central téléphonique électronique co-auteur : M. ROUZIER	195	FEV
EBERHARD G.	Technique de réalisation d'une triode de puissance à effet de champ co-auteurs : M. CHAPPEY, Mlle A.M. DAUGE, J. DELMAS	305	MAR
ENCINAS J.	Transistors de commutation au silicium à fort courant obtenus par la technique Mesa	301	MAR
FAUGERAS P.E.	Etude et réalisation de transistors VHF de puissance 2, 3 et 6 W - 180 MHz au silicium épitaxié..... co-auteur : A. MINNE	271	MAR
FEJER J.A.	Diffraction d'une onde électromagnétique plane par un cylindre de plasma inhomogène	1393	DEC
FELSEN L.B.	Excitation de résonance de plasma par une petite antenne dipôle fonctionnant en impulsion	1437	DEC
FLAKS S.	Rayonnement et diffraction dans des régions anisotropes.....	1386	DEC
FOURICHON G.	Calcul des transistors VHF de puissance. Réalisation d'un transistor au silicium épitaxié fournissant 25 W à 16 MHz co-auteurs : G. FOURICHON, P. MICHELET, Mme R. SAINT-ESPRIT	283	MAR
GENNES P.G. de	Calcul des transistors VHF de puissance. Réalisation d'un transistor au silicium épitaxié fournissant 25 W à 16 MHz co-auteurs : S. FLAKS, P. MICHELET, Mme R. SAINT-ESPRIT	283	MAR
GILARDINI A.	Propriétés magnétiques des supraconducteurs de deuxième espèce.....	926	J.Ao
GIRINSKI A.	Effet de l'ionisation frontale sur la transmission, pendant le vol ELDO co-auteur : D. CUNSOLO	1451	DEC
GLANGEAUD F.	Réseau de téléphonie amplifiée à deux canaux de la Maison de l'ORTF co-auteurs : P. CAMBOIS, E. LEPRINCE	822	JUIN
GOGUE J.M.	La transmission des données numériques. Détection et correction des erreurs. Codes	589	MAI
GOUDET G.	Dispositif de mesure de très faibles intervalles de temps entre signaux transitoires basse fréquence de forme identique..... co-auteur : P. BILDSTEIN	492	AVR
GRANGEON M.J.	Les transistors haute fréquence de puissance : problèmes fondamentaux..	341	MAR
GRIVET P.	Transmission des données numériques. Détection et correction des erreurs. Codes	589	MAI
GRUNBERG G.	Problèmes de mesure des caractéristiques d'un maser au point de vue de la température de bruit et de sa stabilité	53	JAN
GUÉNARD P.	Les supraconducteurs en électronique	907	J.Ao
GUIRIMAND R.	Les alliages ferromagnétiques dans les dispositifs à mémoire	1171	OCT
HARDY D.	Evolution des générateurs et amplificateurs en hyperfréquences.....	408	AVR
HAUBERT A.	Systèmes multiplex 4-12-24 voies à courants porteurs à l'usage des armées de terre	1305	NOV
HÉMART G.	Impédance variable à contrôle électrique en ondes centimétriques.....	1319	NOV
	Bases techniques d'une étude de champ en altitude et de la propagation d'ondes TBF	994	J.Ao
	co-auteurs : J. PAPET-LEPINE, A. et E. VASSY	832	JUIN

HERBERT J.M.	L'utilisation des corps ferroélectriques dans les mémoires.....	1187	OCT
HEYWANG W.	La physique du solide et les hyperfréquences..... <i>co-auteur</i> : KLEEN W.	429	AVR
HONO R.	Systèmes multiplex 4-12-24 voies à courant porteur à l'usage des armées de terre <i>co-auteur</i> : GUIRIMAND R.	1305	NOV
HOUSSIN J.P.	Les sources de bruit dans les récepteurs de télécommunications. Application aux télécommunications par satellites	15	JAN
JACQUES B.	Transducteurs à couche à déplétion à 1 000 MHz	1297	NOV
JACQUIN M.	Une télécommande cyclique industrielle à grande sécurité et à grande vitesse....	151	FEV
JOFFRIN J.	Ondes magnéto-élastiques	1300	NOV
JONES I.L.	Effet de rupture de gaine des antennes à haute altitude	1465	DEC
JORGENSEN P.	Filtrage impulsif	451	AVR
JUILLERAT R.	Spectre de bruit des oscillateurs hyperfréquences. Application à deux types de klystrons, bande Ka (35 GHz)	101	JAN
KAISER T.R.	Mesures à basse fréquence de l'admittance d'un dipôle dans l'ionosphère <i>co-auteur</i> : TUNALEY J.K.E.		DEC
KINO G.S.	Les plasmas et l'ingénieur des hyperfréquences	421	AVR
KLEEN W.	La physique du solide et les hyperfréquences	429	AVR
KOTELNIKOV V.	Etude des planètes à l'aide du radar..... <i>co-auteurs</i> : CHAKHOVSKI A., DOUBROVINE V., KOUTNETSOV B., PETROV G., RJIGA G.	161	FEV
KOUZNETSOV B.	Etude des planètes à l'aide du radar..... <i>co-auteurs</i> : CHAKHOVSKI A., DOUBROVINE V., KOTELNIKOV V., PETROV G., RJIGA G.	161	FEV
LABEYRIE J.	Etude analytique et fonctionnelle de la transmission de données	574	MAI
LAFON J.P.	Impédance d'une antenne cylindrique dans un magnétoplasma avec pertes	1404	DEC
LAMORAL R.	Traitement acoustique des studios et des grandes salles de la Maison de l'ORTF	666	JUIN
LANDESMAN S.	Progrès des antennes radar	568	MAI
LANTERI P.	Les équipements des salles publiques de la Maison de l'ORTF <i>co-auteur</i> : MACHUEL P.	722	JUIN
LEBLOCH H.	Technologie et propriétés des lasers à arsénure d'indium <i>co-auteurs</i> : BESSON J., LEROUX-HUGON P., RODOT M.	1197	OCT
LE CORRE Y.	Les hypersons	1269	NOV
LEE K.S.H.	Puissance non réversible et résistance de rayonnement des antennes dans les gaz ionisés anisotropes	1436	DEC
LEGROS R.	Circuit anti-distorsion pour les étages amplificateurs à lampes et à transistors <i>co-auteur</i> : BESNARD R.	1081	SEPT
LE MEZEC J.	Editorial du n° consacré aux récepteurs à faible bruit pour les gammes hyper- fréquences, infrarouge, et visible	7	JAN
	Le bruit dans les récepteurs pour les gammes hyperfréquences, infrarouge et visible, introduction	9	JAN
LÉON J.	Meuble récepteur d'écoute à transistors de la Maison de l'ORTF <i>co-auteurs</i> : DRAPIER Y., OPPICI L.	826	JUIN
LEPECHINSKY D.	La sonde à résonance	1480	DEC
LEPRINCE F.	Réseau de téléphonie amplifiée à deux canaux de la Maison de l'ORTF <i>co-auteurs</i> : CAMBOIS P., GIRINSKY A.	822	JUIN
LEROUX-HUGON P.	Technologie et propriétés des lasers à arsénure d'indium <i>co-auteurs</i> : BESSON J., LEBLOCH H., RODOT M.	1197	OCT
GI LESCHI M.	Préface du n° spécial sur la Maison de l'ORTF	638	JUIN
LE TILLY H.	Radars Doppler de navigation	1047	SEPT
MACHUEL P.	Les équipements des salles publiques de la Maison de l'ORTF <i>co-auteur</i> : LANTERI P.	722	JUIN
MAGNIN J.P.	La synchronisation des télémessures codées		
	<i>co-auteur</i> : CHAZOT G.C.		
	— 1 ^{re} partie	1117	SEPT
	— 2 ^e partie	1225	OCT
MALLET J.A.	Régulation de la centrale thermodynamique de la Maison de l'ORTF	762	JUIN
MANIÈRE M.	Méthodes de modulation pour transmission de données	583	MAI
MANTRAN B.	Les installations thermiques de la Maison de l'ORTF	649	JUIN
MARCY R.	Statistique des photoélectrons d'un photomultiplicateur éclairé en lumières cohé- rente et incohérente (limite ultime de sensibilité des récepteurs optiques) <i>co-auteur</i> : MARGUIN J.	1102	SEPT
MARGUIN J.	Statistique des photoélectrons d'un photomultiplicateur éclairé en lumières cohé- rente et incohérente (limite ultime de sensibilité des récepteurs optiques) <i>co-auteur</i> : MARCY R.	1102	SEPT
MARZAT Cl.	Réalisation d'un interféromètre à branche ouverte dans la bande des 35 GHz.... <i>co-auteur</i> : BOTTREAU A.	485	AVR
MARZIN P.	Les calculateurs numériques étudiés au CNET	212	FEV
MATHIEU J.	Recherches sur les chambres d'ionisation remplies d'un liquide diélectrique <i>co-auteurs</i> : BLANC D., TORRES L., VERMANDE P.	466	AVR
MATTIOLI M.	Le détecteur à antimoine d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz) <i>co-auteurs</i> : BESSON J., PHILIPPEAU B., CANO R., PAPOULAR R.	107	JAN
MERCIER Cl.	Editorial du numéro spécial sur la Maison de l'ORTF	637	JUIN
MEY J.	Techniques actuelles et perspectives de l'électronique nucléaire rapide	476	AVR
MICHELET P.	Calcul des transistors VHF de puissance. Réalisation d'un transistor au silicium épitaxié fournissant 25 W à 16 MHz <i>co-auteurs</i> : FLAKS S., FOURICHON G., Mme SAINT-ESPRIT R.	283	MAR
MIGEON J.	Le central téléphonique de la Maison de l'ORTF	814	JUIN
MILLET H.	Une gamme de « modems » de transmission de données pour circuits téléphoni- ques	603	MAI
MINNE A.	Etude et réalisation de transistors VHF de puissance 2-3 et 6 W-180 MHz au silicium épitaxié	271	MAR
MITRANI M.	Appareillage d'essai pour transmission de données <i>co-auteur</i> : CLAISSE J.	613	MAI

MONIER Ph.	Le bruit de fond des éléments semiconducteurs à résistance non linéaire utilisés en hyperfréquence comme détecteurs et mélangeursco-auteur : DEROY H.	87	JAN
MOREL Ph.	Transistor de puissance 3 W-70 MHz réalisé par technique planar	296	MAR
MOREL P.	Introduction à la théorie de la supraconductivité	912	J.Ao
NAYRAC P.	Mémoire et probabilité	1035	SEPT
NICOLAS M.	Recherche des signaux pour radar à corrélationco-auteur : POGGI R.	171	FEV
NICOLIS J.	Une étude radiométrologique en Méditerranée orientale	439	AVR
OPPICI H.	Meuble récepteur d'écoute à transistors de la Maison de l'ORTF		
	co-auteurs : DRAPIER Y., LÉON J.	826	JUIN
PAGEAUT J.	Générateur haute tension d'ondes sinusoïdales de période longue	1042	SEPT
PAPAS C.A.	Puissance non réversible et résistance de rayonnement des antennes dans les gaz ionisés anisotropesco-auteur : LEE K.S.H.	1436	DEC
PAPET-LÉPINE J.	Bases techniques d'une étude de champ en altitude et de la propagation d'ondes T.B.F.co-auteurs : HAUBERT A., VASSI A. et E.	994	J.Ao
PAPOULAR R.	Le détecteur à antimoniure d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz) co-auteurs : BESSON J., PHILIPPEAU B., CANO R., MATTIOLI M.	107	JAN
PARIS P.	Calcul et réalisation d'amplificateurs VHF de puissance co-auteur : PEUTIN J.M.	328	MAR
PARMENTIER P.	Amplificateurs HF de puissance à transistors	318	MAR
PATERNAULT L.	Application des thyristors : convertisseurs statiques d'énergie	370	MAR
PERROT F.	Etude d'un déphaseur à effet hallco-auteur : BONNEFILLE R.	234	FEV
PETROV G.	Etude des planètes à l'aide du radar.....co-auteurs : CHAKHOVSKI A., DOUBROVINE V., KOTELNIKOV V., KOUTNETSOV B., RIJGA G.	161	FEV
PEUTIN J.M.	Calcul et réalisation d'amplificateurs VHF de puissance co-auteur : PARIS P.	328	MAR
PEYRACHE G.	Influence de la fiabilité du matériel sur le coût d'une mission		
	co-auteurs : COCHAIN R., SCHWEITZER J., SCHWOB M.	1002	J.Ao
PHILIPPEAU B.	Le détecteur à antimoniure d'indium dans la bande de 0,1 à 10 mm (30 à 3 000 GHz) co-auteurs : BESSON J., CANO R., MATTIOLI M., PAPOULAR R.	107	JAN
PIAT P.	Equipements video; régies télévision et salles de projection de la Maison de l'ORTF	746	JUIN
PIC E.	Emploi d'un té pour des mesures en micro-ondes de la permittivité de liquides à faibles pertes; influence de la dissymétrie du téco-auteur : COUMES A.	1056	SEPT
PICQUENDAR J.E.	Le 5 ^e Congrès International « tubes pour hyperfréquences »	401	AVR
POGGI R.	Recherche des signaux pour radar à corrélationco-auteur : NICOLAS M.	171	FEV
POITEVIN J.P.	Introduction aux phénomènes non linéaires en hyperfréquences	60	JAN
POZWOLSKI A.	Application des sondes à trou à l'étude des décharges électriques dans les gaz ..	240	FEV
POZWOLSKI A.	Filtre pour signaux exponentiels	1078	SEPT
QUENTIN G.	Piézoélectricité et effets acousto-électriques dans le tellure à 77 °K		
	co-auteur : THUILLIER J.M.	1293	NOV
QUINT J.	Eclairage des salles de la Maison de l'ORTF. Système de commande et de mémoire	836	JUIN
REVILLON G.	Antennes synthétiques et application aux radars à vision latérale	561	MAI
RJIGA O.	Etude des planètes à l'aide du radar.....co-auteurs : CHAKHOVSKI A., DOUBROVINE V., KOTELNIKOV V., KOUTNETSOV B., PETROV G.	161	FEV
RODOT M.	Technologie et propriétés des lasers à arsénure d'indium		
	co-auteurs : BESSON J., LEROUX-HUGON P., LEBLOCH H.	1197	OCT
ROBIN L.	Le radiateur électromagnétique sphéroïdal allongé. Calcul de la résistance de rayonnement	1338	NOV
ROSSETTI P.	Etat actuel du développement des thyristors	350	MAR
ROUBINE E.	Introduction au Colloque sur les Antennes en milieu ionisé	1378	DEC
ROULEAU M.	Pupitres pour consoles de prise de son de la Maison de l'ORTF		
	co-auteur : BOURGUIGNON M.	804	JUIN
ROULSTON D.J.	Performances des détecteurs photo-paramétriques à résistance positive.....	122	JAN
ROUZIER M.	Un réseau de connexion pour central téléphonique électronique		
	co-auteur : DUQUESNE J.	195	FEV
RUPPLI M.	Problèmes de mesure des faibles températures de bruit	21	JAN
RUSSEL C.R.	Progrès et perspectives des « tubes pour hyperfréquences »		
	co-auteur : WILLISHAW, W.E.	412	AVR
SAINT-ESPRIT R. Mme	Calcul des transistors VHF de puissance. Réalisation d'un transistor au silicium épitaxié fournissant 25 W à 16 MHz		
	co-auteurs : FLAKS S., FOURICHON G., MICHELET P.	283	MAR
SANTEN J.G. van	Les circuits optoélectroniques	1181	OCT
SARQUIZ M.	Les techniques de la microélectronique et l'instrumentation nucléaire.....	472	AVR
SAUZADE M.	Production de champs magnétiques homogènes et intenses, à l'aide de supraconducteurs. Application à la résonance magnétique nucléaire	946	J.Ao
SCHRAMBACH R.	Commutateurs semi-automatiques de modulation de la Maison de l'ORTF	781	JUIN
SCHWEITZER J.	Influence de la fiabilité du matériel sur le coût d'une mission		
	co-auteurs : COCHAIN R., PEYRACHE G., SCHWOB M.	1002	J.Ao
SCHWOB M.	Influence de la fiabilité du matériel sur le coût d'une mission		
	co-auteurs : COCHAIN R., PEYRACHE G., SCHWEITZER J.	1002	J.Ao
SENERET J.	Utilisation des transistors de puissance en VHF	311	MAR
SEPTIER A.	Les résonateurs supraconducteurs et leurs applications	932	J.Ao
SIDÉRIADES L.	Les solutions forcées de l'équation de Van der Pol	1216	OCT
SKENDEROFF C.	Rôle de la fonction d'ambiguïté dans les radars	540	MAI
SOUTIF M.	Les masers et leurs possibilités actuelles	41	JAN
STOREY L.R.O.	Projet d'une antenne électrique dipôle pour réception TBF dans l'ionosphère ..	1427	DEC
TAVERNIER J.	L'interaction électron-phonon dans les semiconducteurs et son application à l'amplification ultrasonore	1274	NOV
TESTEMALE H.	L'équipement d'énergie électrique de la Maison de l'ORTF	654	JUIN
THUILLIER J.M.	Piézoélectricité et effets acoustoélectriques dans le tellure à 77 °K		
	co-auteur : QUENTIN G.	1293	NOV
TONNEL E.	Transistor silicium de puissance 1 W-250 MHz réalisé par triple diffusion	278	MAR

TORRES L.	Recherches sur les chambres d'ionisation remplies d'un liquide diélectrique <i>co-auteurs</i> : BLANC D., MATHIEU J., VERMANDE P.	466	AVR
TOUZEAU Ch.	Les liaisons et les commutations de la Maison de l'ORTF	733	JUIN
TUNALEY J.K.E.	Mesures à basse fréquence de l'admittance d'un dipôle dans l'ionosphère <i>co-auteur</i> : KAISER T.R.	1475	DEC
VASSY A. et E.	Bases techniques d'une étude de champ en altitude et de la propagation d'ondes T.B.F. <i>co-auteurs</i> : HAUBERT A., PAPET-LÉPINE J.	994	J.Ao
VAUCHY J.M.	Convertisseur analogique digital différentiel utilisant la modulation de durée <i>co-auteurs</i> : BIRNBAUM M., DÈVE E.	1326	NOV
VAUTIER R.	Les céramiques magnétiques dans les dispositifs à mémoire	1162	OCT
VERGNOLLE J.	Condensateurs au tantale à forte charge et à haute tension	1093	SEPT
VERMANDE P.	Recherches sur les chambres d'ionisation remplies d'un liquide diélectrique <i>co-auteurs</i> : BLANC D., MATHIEU J., TORRES L.	466	AVR
VERMEILLE R.	Analyseur de spectre à séquence rapide	1315	NOV
VUILLAUME Ph.	Etude de la température de bruit et de la bande passante des amplificateurs para- métriques à diodes semiconductrices	74	JAN
VU HUY DAT R.	Expérience d'amplification acoustique aux fréquences élevées <i>co-auteur</i> : BAUMBERGER C.	1285	NOV
WEIL H.	Etude des calculs et mesures d'impédance d'antennes en milieu ionisé	1397	DEC
WILLSHAW W.E.	Progrès et perspectives des « tubes pour hyperfréquences » <i>co-auteur</i> : RUSSEL C.R.	412	AVR

IV. - ANALYSES BIBLIOGRAPHIQUES

1. — Enseignement, formation et perfectionnement

Algèbre de Boole, par J. RUNZMANN	1145	SEP
Calcul des probabilités en vue des applications, par M. GIRAULT	257	FEV
Cours d'Electronique, par L. BOUCHET et A. MARTIN	1366	NOV
Cours moderne de calcul des probabilités, par A. KAUFMANN	1501	DEC
Dictionnaire anglais-français : Electrotechnique, Electronique et applications connexes, par H. PIRAUX	1026	J.Ao
Electricité. Fascicule II. Propagation. Electricité corpusculaire. Milieux matériels. Radioélectricité, par M. ROUAULT et P. MERGAULT	1146	SEP
Electrostatique. Tome I. Les distributions, par E. DURAND	1150	SEP
Fonctions caractéristiques, par E. LUKACS	257	FEV
Les fonctions généralisées ou distributions, par BOUIX	530	AVR
Initiation au calcul opérationnel et à ses applications techniques, par F. SALLES	1027	J.Ao
Mesures électroniques, par A. HAAS	528	AVR
Nombres et systèmes aléatoires, par Octav ONICESCU	394	MAR
Physique et électronique des semiconducteurs, par E.J. CASSIGNOL	1149	SEP
Principe et application de l'Analyse booléenne, par M. CARVALLO	626	MAI
La science contemporaine, les sciences physiques et leurs applications, sous la direction de Louis LEPRINCE-RINGUET	394	MAR
Tables de Logarithmes de Logarithmes et de Logarithmes de Cologarithmes. Logarithmes à six décimales, par G. BARRIÈRE	1027	J.Ao
Théorie et applications des graphes de transfert, par Y. CHOW et E. CASSIGNOL	258	FEV
Traité de la Méthode Scientifique, par L. LECLERQ	257	FEV

2. — Etudes Scientifiques Générales

Applications des ondes hyperfréquences et infrarouges à l'étude des plasmas, par R. PAPOULAR et J. BALAZARD	1147	SEP
Le convertisseur thermoionique ou convertisseur à plasma, par N.D. MORGULIS	528	AVR
La détection des radiations infrarouges et ses applications, par A. DAUGUET	258	FEV
Les techniques ultrasonores, par HÉMARDINQUER	526	AVR

3. — Physique de l'état solide

Effets de plasma dans les solides. Actes du 7 ^e Congrès International de Physique des Semiconducteurs, Paris 1964	529	AVR
--	-----	-----

4. — Tubes Electroniques

Emploi des tubes électroniques et des transistors, par J. FAGOT	527	AVR
L'enregistrement photographique des oscillogrammes électroniques, par H.W. FRICKE	394	MAR
Théorie et pratique des dispositifs photoélectriques, par H. CARTER et M. DOUKER	259	FEV
Les thyatron à cathode froide, applications industrielles, par M. DURAND	260	FEV
Tubes à décharge dans les gaz, par H.L. van der HORST	258	FEV
Tubes pour hyperfréquences. Travaux du 5 ^e Congrès International, Paris, 14-18 septembre 1964.	1502	DEC

5. — Composants Electroniques

Applications des ferrites et céramiques, par H.M. SCHLICHE	1149	SEP
Effets des rayonnements sur les semiconducteurs. 7 ^e Congrès International de Physique des Semiconducteurs, Paris-Royaumont 1964. Tome 3.	1148	SEP
Emploi des tubes électroniques et des transistors, par J. FAGOT	527	AVR
Manuel du transistor, par H.E. KADEN	259	FEV
Mémoires en ferrite et circuits de logique, par C.J. QUARTLY	259	FEV
Physique et électronique des semiconducteurs, par E.J. CASSIGNOL	1149	SEP
Physique des semiconducteurs. 7 ^e Congrès international, Paris 1964	529	AVR
Recombinaison radiative dans les semiconducteurs. 7 ^e Congrès International de Physique des Semiconducteurs, Paris-Royaumont 1964, Tome 4.	1148	SEP
Les semiconducteurs	1501	DEC
Le transistor à jonctions en commutation, par C. LE CAN, K. HART et C. de RUYTER	260	FEV
Le transistor au laboratoire et dans l'industrie, par H. SCHREIBER	528	AVR

6. — Propagation des Ondes

Réflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance, par F. du CASTEL, P. MISME, A. SPIZZICHINO et J. VOGÉ	529	AVR
---	-----	-----

7. — Electroacoustique. — Enregistrement des sons

Acoustique et électroacoustique. Tome I. Propagation, perception et production du son, par J.J. MATRAS	1026	J.Ao
Physique appliquée à la reproduction des sons et des images, par A. DIDIER	527	AVR

Proceedings of the Conference on Signal Recording on Moving Magnetic Media. Budapest, 1962.....	258	FEV
Stéréophonie, par N.V. FRANSSEN	1149	SEP

8. — Télécommunications, Radiodiffusion, Télévision

Les calculs d'organes dans les Centraux téléphoniques automatiques modernes, par P. LE GALL	529	AVR
Commandes optimales par commutation, par A. Ja. LERNER	1028	J.Ao
Diodes et transistors utilisés en commutation, par R. LYON-CAEN	527	AVR
Les émetteurs de télévision, par G. PLOTTIN et J. FAGOT	1148	SEP
Technique du service de la télévision en couleurs, par W. HARTWICH	1149	SEP

9. — Radiodétection et localisation, Radionavigation

Conception et performances du radar classique, par P. DELACOUDRE et J. SONDT	528	AVR
Localisation des satellites basée sur le principe de l'interféromètre radioélectrique, par G. NACHSZUNOW	1500	DEC
Progress in Radio Science 1960-1963. Proceedings of a General Assembly of URSI. Tokyo, 1963 :		
Vol. II. — <i>Radio and Troposphere</i> , by F. du CASTEL		
Val. IV. — <i>Radio Noise of Territorial Origin</i> , by F. HORNER		
Vol. VII. — <i>Radioelectronics</i> , by R.E. BURGESS	1028	J.Ao
Les radars de veille modernes, par L. THOUREL	1148	SEP
Satellites et fusées porteuses lancés depuis Spoutnik I et principaux programmes en cours, par G. NACHSZUNOW	1500	DEC

10. — Calculateurs électroniques, Automatismes

Algèbre de Boole, par J. KUNTZWANN	1145	SEP
Les capteurs de mesure, classification méthodique	258	FEV
Circuits logiques et automatismes à séquences, par P. NASLIN	1145	SEP
Troisième Congrès de Calcul et de Traitement de l'Information, AFCALTI, Toulouse 1963	1146	SEP
Quatrième Congrès de Calcul et de Traitement de l'Information AFIRO, Versailles, 1964	1146	SEP
Dictionnaire Elsevier de la commande automatique, par W.E. CLASON	526	AVR
Dynamique statistique des circuits de régulation, par J. BENÈS	1145	SEP
Dynamique statistique des systèmes linéaires de commande automatique, par V.V. SOLODOVNIKOV	1027	J.Ao
Mémoires en ferrite et circuits logiques, par C.J. QUARTLY	259	FEV
Méthodes mathématiques pour calculateurs arithmétiques, par A. RALSTON et H.S. WILF	626	MAI
Optimisation statistique des systèmes dynamiques, par P. LEFÈVRE	1145	SEP
Les organes des systèmes asservis (3 ^e édition), par M. PELLEGRIN, J.C. GILLE et P. DECAULNE	259	FEV
Principes et applications de l'analyse booléenne, par M. CARVALLO	626	MAI
Principes des calculatrices numériques automatiques, par P. NASLIN	1147	SEP
Principes et construction des calculatrices numériques électroniques, par G. HAAS	260	FEV
La programmation dynamique et ses applications, par R.E. BELLMAN et S.E. DREYFUS	1146	SEP
La synthèse des machines logiques et son automatisation, par J. FLORINE	257	FEV

11. — Electronique nucléaire et corpusculaire

Base de l'électronique quantique, par F. BERTEIN	529	AVR
Dictionnaire de l'Atome, par P. MUSSET et A. LLORET	526	AVR
Economie et perspectives de l'énergie atomique, par J. ANDRIOT et J. GAUSSENS	257	FEV
Eléments de statistique quantique à la thermodynamique isotherme, par L. GODEFROY	1147	SEP
Technologie des Réacteurs Nucléaires. Tome III, par T. REIS, P. DUMEZ, L. FROHLY, B. et G. MILLOT	1502	DEC

PUBLICATIONS DE L'A.I.E.A.

Assessment of Radioactivity in Man. Vol. I. — Proceedings of a Symposium, Heidelberg, 1964	1026	J.Ao
Assessment of Radioactivity in Man. Vol. II	1501	DEC
Chemical effects of nuclear transformations. — Proceedings of a Symposium, Vienna, 1964. Vol. I et II	1501	DEC
International directory of isotopes (3 ^e édition)	527	AVR
Medical radioisotope scanning. Proceedings of a Symposium, Athens, 1964	527	AVR
Physics and material problems of reactor control rods. Proceedings of a Symposium, Vienna, 1963 ...	527	AVR
Plasma Physics. Séminaire de Trieste, 1964	1501	DEC
Radiochemical Methods of Analysis. Vol. 1. — Proceedings of a Symposium, Salzburg, 1964	1501	DEC
Radiochemical Methods of Analysis. Vol. 2	1026	J.Ao
Radioisotopes in animal nutrition and physiology. — Proceedings of a Symposium, Prague, 1964..	1501	DEC
Responsabilité Civile en matière de dommages nucléaires. — Actes officiels de la Conférence de Vienne, 1963	1501	DEC

Bibliographical Series

N° 14. Uranium Carbides, Nitrides and Silicides	1026	J.Ao
---	------	------

Collection « Rapports techniques »

N° 16. Contrats de recherche, troisième rapport annuel	527	AVR
N° 22. Radiation control of salmonellae in food and feed products	527	AVR
N° 24. Dessalement de l'eau au moyen d'énergie classique et d'énergie atomique	1026	J.Ao
N° 25. Activité des Laboratoires de l'A.I.E.A.	1026	J.Ao
N° 28. Contrats de recherche, quatrième rapport annuel	1026	J.Ao
N° 33. Low background high-efficiency Geiger-Müller counter	527	AVR
N° 34. Reactor shielding	527	AVR
N° 35. Etude sur les possibilités d'utilisation d'un réacteur nucléaire pour l'industrialisation du Sud-Tunisien	527	AVR
N° 36. Selected power reactor projects in Canada and the United States of America	527	AVR
N° 37. Manual for the operation of research reactors	527	AVR
N° 38. Tables of thermodynamic data	527	AVR
N° 40. Industrial Radioisotope Economics	1026	J.Ao
N° 41. I.A.E.A. : Laboratory Activities. Second report	1026	J.Ao

Safety Series

N° 6. Regulations for the Safe Transport of Radiactive Materials, 1964 revised edition	1026	J.Ao
--	------	------

13. — Divers

L'énergie dans la civilisation moderne, par R. CORDEBAS	1149	SEP
Équipement des Laboratoires de Recherches, par C. BALLAY, V. JOVANOVIC et H. THIEFFIN	1027	J.Ao
Guide de la protection des matériaux (2 ^e édition), par M. DUFILS et M. TOURNIER	1147	SEP
Organisation et administration des laboratoires, par K. GUY	1501	DEC
Du sémaphore au satellite. 1865-1965	1501	DEC
Le vide, par R. CHAMPEIX	1366	NOV

L'un des plus puissants groupes européens
d'INDUSTRIES ÉLECTRIQUES

s'intéresserait à

une société française d'importation
de matériel électrique ou électronique
ou à un fabricant sous licence étrangère

DISCRÉTION ABSOLUE GARANTIE

Écrire en vue premiers contacts personnels sous référence : D 1298
O.E., à PLEIN EMPLOI, 118, rue Réaumur, Paris-2^e qui transmettra.



Le Tirage et la Diffusion

de

L'ONDE ÉLECTRIQUE

sont contrôlés par

L'OFFICE DE JUSTIFICATION

DE LA

DIFFUSION DES SUPPORTS DE PUBLICITÉ

LES CAHIERS DE L'AGENT TECHNIQUE RADIO ET TV

CAHIER XVIII

LE BRUIT DANS LES AMPLIFICATEURS

origines - calculs - mesures

par J. VILLE, Professeur à l'E.C.E.

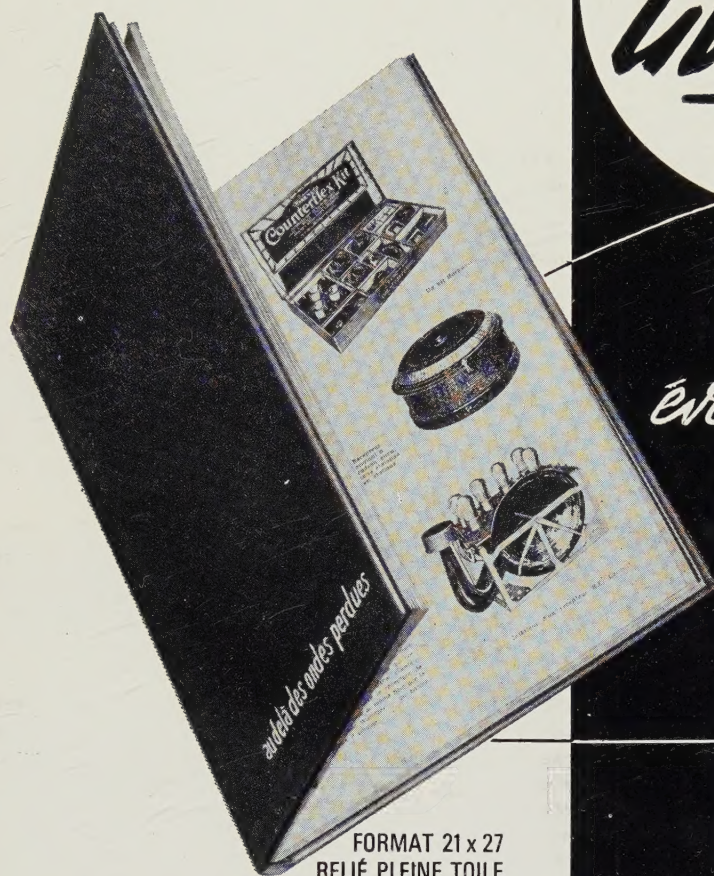
Généralités - Qualification des récepteurs - Calcul du bruit - Composition des
bruits et des signaux - Calcul des récepteurs - Métrologie du bruit

ÉDITIONS CHIRON - 40, RUE DE SEINE - PARIS - 6^e

Prix : 9,60 F à nos bureaux ou 10,30 F port compris

CCP Paris 53-35

POUR LA **1^e** FOIS



FORMAT 21 x 27
RELIÉ PLEINE TOILE

en
Librairie

230 PAGES
300 ILLUSTRATIONS
évoquent
**LE PASSÉ et le
DEVENIR de la
RADIO et de la
TÉLÉVISION...**
dans votre bibliothèque...
**UN OUVRAGE PRESTIGIEUX
QUE CHAQUE
AMI DE LA RADIO
SE DOIT DE POSSÉDER...**

au delà des ondes perdues

En plus d'un véritable musée iconographique
...25 témoignages autobiographiques de per-
sonnalités et pionniers de la Radio et l'Élec-
tronique vous permettent de suivre pas à pas

UNE DES PLUS PASSIONNANTES AVENTURES INDUSTRIELLES DE NOTRE SIECLE !

PRIX 60 F + PORT : 1,70 F
ou 50 F PORT COMPRIS
MM. les membres de la SFER
et les abonnés à l'O.E.

aux **ÉDITIONS CHIRON**
40, RUE DE SEINE - PARIS 6^e
C. C. P. PARIS 53-35

AGENCE PUBLÉDITEC 1354

QUELQUES RÉALISATIONS

Antennes à périodicité logarithmique.

Polarisation Horizontales ou Verticales. Fixes ou tournantes.

Antennes de télémétrie à commande manuelle ou électrique.

PROGRAMME ORTF

Antenne prototype d'émission couleur des Buttes-Chaumont Paris

PROGRAMME SPATIAL

Stations au sol de poursuite des satellites européens dans le cadre du programme ELDO.

Antenne de Télécommande TM 1018 C
Fréquence : 1500 MHz

ANTENNES PROFESSIONNELLES TUBES ELECTRONIQUES PROFESSIONNELS

Triode de puissance
YD 1161 - 8,2 KW - 30 MHz

Hyperelec

Antennes
professionnelles
Tubes électroniques

1941 - 1994 - FONTENAY-S/BOIS - USINE DE LA SARRETTE A BRIVE (Corrèze)