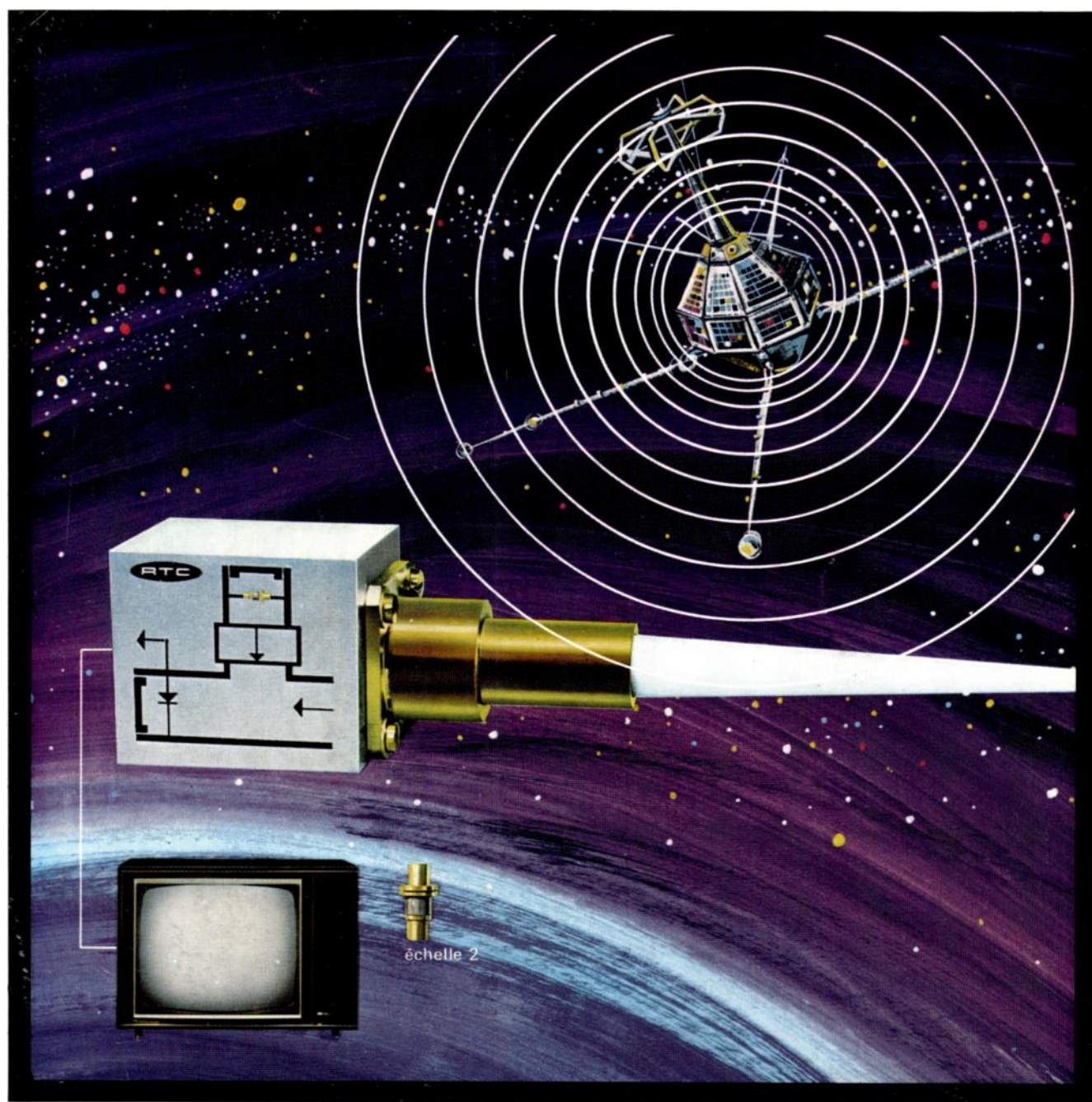


L'ART, BOULDER LABORATORIES
ENVIRONMENTAL SCIENCE SERVICES
ADMINISTRATION, BOULDER, COLORADO

SEP 05 1968

l'onde électrique

revue mensuelle
de la
Société française
des électroniciens
et des radioélectriciens



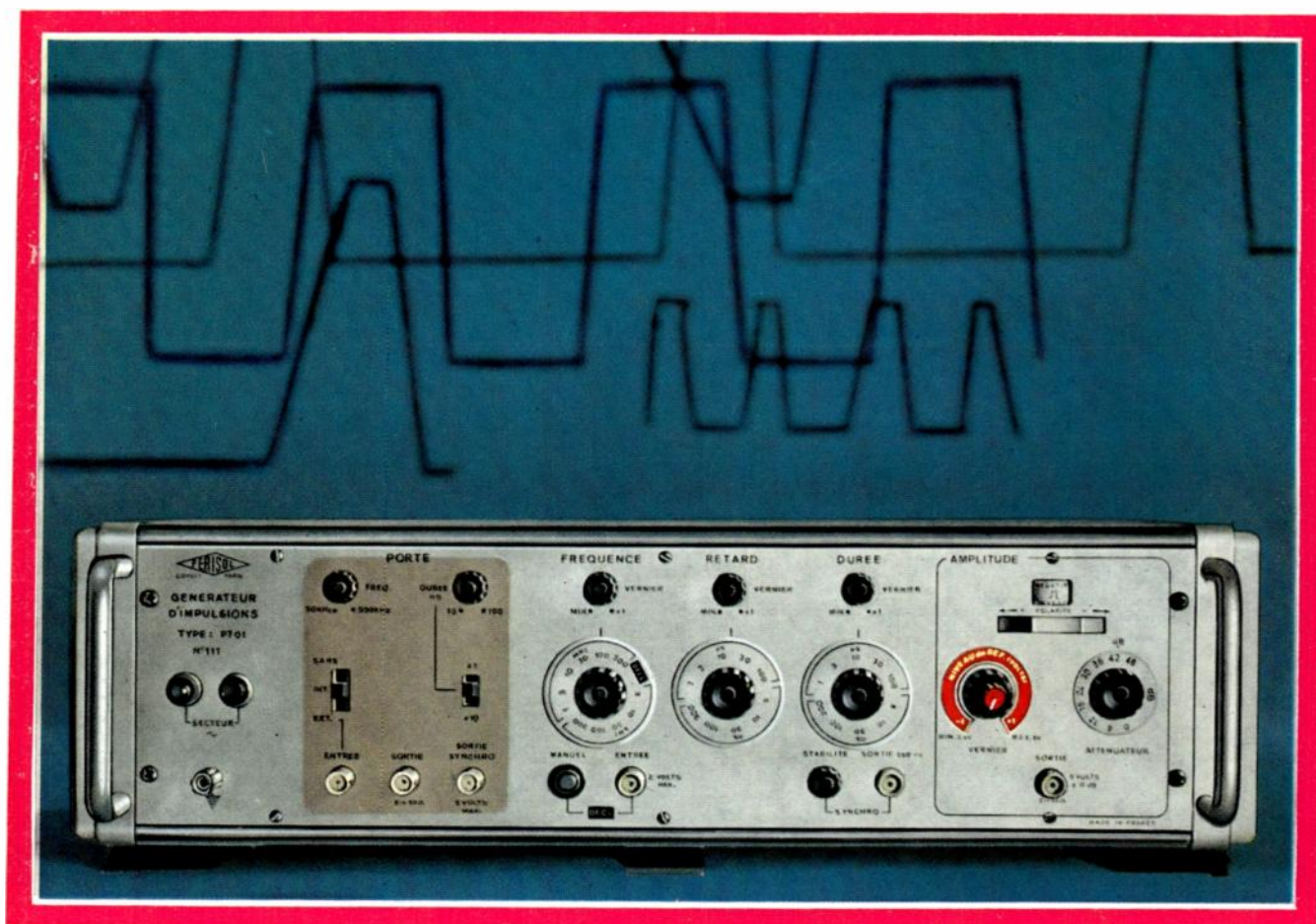
volume 48 - n° 496 - 497 - juillet - aout 1968 - prix 12 F

Editions Chiron, Paris

générateur d'impulsions rapides... plage de fréquence 1 kHz à 200 MHz

type : P 701

temps de montée et de descente
1,2 ns $\pm$ 0,2 ns



*Traitement de
l'information
à grande rapidité*

*Systèmes
de transmission
de données*

*Techniques radar,
télévision, etc...*

*Recherche
nucléaire*

*Comptage d'impulsions
et de particules*

Paramètres des impulsions réglables

Largeur : 2 ns à 100 μ s - Amplitude : 2,5 V à 5 V/50 Ω - Niveau de référence : ajustable de ± 1 V autour de la ligne de base - Polarité : + ou -, en direct ou en inverse - Retard : réglable de 2 ns à 100 μ s par rapport à une impulsion de synchronisation.

Porte électronique avec oscillateur incorporé

Récurrance : 50 kHz à 500 kHz - Ouverture : 10 ns à 1000 ns.

Dispositifs particuliers

Sorties : "synchro-porte" et "enveloppe-porte" - Entrées : "porte extérieure" et "synchro-extérieure" - Commande monocoup.

DOCUMENTATION FRANCO SUR DEMANDE

EtS GEFROY & C^{ie}

S.A. CAP. 9.300.000 F



18, AVENUE PAUL VAILLANT COUTURIER - 78 TRAPPES - TÉL. 462.88.88
TÉLEX : 25705 - CABLE : FERITRAPPES (FRANCE)
DÉLÉGATION RÉGIONALE : 151, CHEMIN NICOL - 31 TOULOUSE - TÉL. (61) 48.72.07

l'onde électrique

revue mensuelle
de la Société française des électroniciens
et des radioélectriciens

volume 48 - n° 496-497 - juillet-août 1968 - prix 12 F

sommaire

Les instabilités électriques dans les solides

Introduction, J. BOK	631
Effet Josephson et détection infrarouge, J. MAURER	633
Les instabilités à basse fréquence dans les semi-conducteurs, A. BARRAUD	638
Amplification acoustique et effet acoustoélectrique dans les semi-conducteurs piézoélectriques, C. HERVOUET, J.-P. ROPE	647
Oscillations de courant dans les cristaux de sulfure de cadmium à géométrie cylindrique, D. GOUVERNELLE, E. DIEULESAINT	656
Expériences d'amplification par effet acoustoélectrique, E. DIEULESAINT, J.-E. SCHMITT, R. TORGUET	667
L'effet Gunn, P. GUÉTIN	674
Inhibition de domaines. Le mode L.S.A., G. CONVERT, P. MOUTOU, A. de BOUARD	685
Les générateurs d'hyperfréquences à effet Gunn, M. DROUGARD	694
Diodes semi-conductrices en régime d'avalanche, application aux hyperfréquences, E. CONSTANT, A. SEMICHON	703
Les diodes à avalanche utilisées comme oscillateurs de puissance aux hyperfréquences, fonctionnement à haut niveau, D. DELAGEBEAUDEUF	722
Applications des oscillations à basse fréquence dans l'arséniure de gallium, A. BARRAUD	732
Utilisation de diodes en avalanche comme source de bruit à commande électronique, A. CHADELAS, E. CONSTANT, A. HAUDUCŒUR	733
Sur le bruit de modulation des oscillateurs ATT et GUNN, B. KRAMER, E. CONSTANT, B. BOITIAUX	735
Influence de la température sur la puissance délivrée par un oscillateur ATT, E. ALLAMANDO, E. CONSTANT, M. LEFEBVRE	736
Compte rendu du 31 ^e Salon International des Composants Électroniques, 2 ^e partie : Composants	739
Communiqués	759

rédaction

S.F.E.R., 10, avenue Pierre-Larousse, 92-Malakoff - Tél. 253-04-16.
Président du Comité de Rédaction, M. A. Flambard, Vice-Président de la S.F.E.R.
Président du Comité de Lecture : P. Conruyt, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.
Rédacteur en Chef, M. J. Dusautoy, Ingénieur E.S.E. - Tél. 225-24-19.

édition

Editions Chiron S.A., 40, rue de Seine, 75-Paris 6^e - Tél. 633-18-93.
Abonnement (1 an, soit 11 numéros), chez l'éditeur : France 75 F - Etranger 88 F - C.C.P. Paris 53-35
Pour les membres de la S.F.E.R. voir au verso extraits des statuts et montant des cotisations.

publicité

Exclusivité : M.R.G. Domenach. Tél. 222-41-97 et 98

notre couverture

Télédiffusion directe par satellite sur 10 GHz. Utilisation des dispositifs Gunn à la réception.
R.T.C. LA RADIODÉTECHNIQUE - COMPELEC - 51, rue Carnot - 92 - SURESNES Tél. 772-51-00

Société française des électroniciens et des radioélectriciens

Groupes régionaux

groupe de Bourgogne - Franche-Comté

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.

groupe de Bretagne

Président : E. JULIER, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Directeur du Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion. - Vice-Président : M. G. GRAU, Directeur de la C.S.F. à Brest. - Secrétaire : M. J. M. PERSON, Ingénieur des Télécommunications au Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

groupe de l'Est

Président : M. R. GUILLIEN, Directeur de l'École Nationale Supérieure d'Électricité et de Mécanique de Nancy. - Secrétaire : M. E. GUDEFIN, Maître de Conférences à l'É.N.S.E.M.

groupe de Grenoble

Président : M. J. BENOIT, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble, Directeur de la Section de Haute Fréquence à l'Institut Polytechnique de Grenoble. - Secrétaire : M. A. COUMES, Professeur à la Faculté des Sciences de Grenoble.

groupe de Lyon

Président : M. A. SARAZIN, Professeur de Physique Nucléaire à la Faculté des Sciences de Lyon, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. - Secrétaire : M. R. ARNAL, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Lyon.

groupe de Marseille

Président : M. Th. VOGEL, Directeur de Recherches au C.N.R.S. - Secrétaire : M. J. GIRAUD, Ingénieur des Télécommunications.

groupe du Nord

Président : M. N. SEGARD, Professeur, Directeur de l'I.S.E.N. - Vice-Présidents : M. R. CARPENTIER, Chef des Services Techniques Régionaux de l'O.R.T.F. - M. R. GABILLARD, Professeur, Directeur de l'Institut Radiotechnique. - Secrétaire : M. BOUVET, Secrétaire Général de l'I.S.E.N.

groupe de Toulouse-Midi-Pyrénées

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

Bureau de la Société

Président (1968)

A. FESSARD, Professeur au Collège de France.

Président désigné pour 1969

J. FAGOT, Directeur technique à la C.S.F.

Vice-Présidents

J. PICQUENDAR, Directeur du Laboratoire de Recherches Générales, C.F.T.H.

M. THUÉ, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

A. FLAMBARD, Président du Comité de Rédaction de l'Onde Électrique

Secrétaire Général

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

Secrétaires Généraux Adjointes

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

A. SORBA, Attaché de Direction de l'E.S.E.

Trésorier

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

Secrétaires

M. FENEYROL, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.

J. DUMONT, Ingénieur des Télécommunications à l'O.R.T.F.

P. CONRUYT, Ingénieur des Télécommunications au C.N.E.T.

Sections d'études

	Présidents	Secrétaires
1 Problèmes d'enseignement. Formation et perfectionnement des Ingénieurs et Techniciens	Ch. DUFOUR	A. PETITCLERC
2 Études scientifiques générales	J.C. SIMON	E. SPITZ
3 Physique de l'état solide	Cl. DUGAS	G. PARICARD
4 Tubes électroniques	G. MOURIER	A.M. SHROFF
5 Composants électroniques	F. DUMAT	J.-M. HUBERT
6 Propagation des ondes	A. BOISCHOT	
7 Electroacoustique. Enregistrement des sons	G. FERRIEU	P. RIETY
8 Télécommunications Radio et Télévision	L. GOUSSOT	
9 Radiodétection et localisation. Radionavigation	A. VIOLET	L. GÉRARDIN
10 Calculateurs électroniques. Automatismes	J. GAUDERNAU	R. DUSSINE
11 Électronique nucléaire et corpusculaire	J. POTTIER	Ch. GUYOT
12 Électronique biologique et médicale	E. CORABOEUF	R. DISTEL

extraits des statuts

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

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

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

Elle tient des réunions destinées à l'exposition et à la discussion de questions concernant la radioélectricité 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., CCP Paris 697.38

Particuliers résidant en France : 40 F ■ Particuliers en cours d'études, résidant en France et âgés de moins de 25 ans : 20 F ■ Particuliers résidant à l'étranger : 40 F + 5 F pour frais postaux = 45 F ■ Particuliers en cours d'études, résidant à l'étranger et âgés de moins de 25 ans : 20 F + 5 F pour frais postaux = 25 F ■ Sociétés ou Collectivités, à leur gré : 200 F ou 500 F ou 1000 F. ■ Changement d'adresse : joindre 1,50 F à toute demande.

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

ont collaboré à ce numéro :



André BARRAUD

Né en
Licencié ès sciences
Agrégé de sciences. Docteur ès sciences.
Depuis 1960 au CEN de Saclay
où il a étudié les phénomènes de piégeage
dans l'arséniure de gallium
Centre d'Etudes Nucléaires
DEG/SER, B. P. n° 2
91-Gif-sur-Yvette.



Alain de BOUARD

Né en 1940
Docteur 3^e cycle (physique du solide)
Ingénieur à la CSF
Centre de Recherche de Corbeville
B.P. n° 10, 91-Orsay



Eugène CONSTANT

Né en 1936
Docteur ès sciences
Professeur à la Faculté des Sciences
Cité Scientifique Annapes
Bt P3, B.P. n° 36, 59-Lille.



Guy CONVERT

Né en 1920
Ancien élève de l'ENS
Dirige à CSF Corbeville une équipe
étudiant des effets d'instabilités et
d'amplifications des semiconducteurs
B.P. n° 10, 91-Orsay.



Daniel DELAGEBEAUDEUF

Né en 1936
Docteur 3^e cycle
(physique théorique approfondie)
Centre de Recherche de la CSF
B.P. n° 10, 91-Orsay.



Eugène DIEULESAINT

Né en 1925
Ingénieur ESE Ingénieur Docteur
Chef du Laboratoire de Physique
des Milieux condensés
Compagnie Française
Thomson Houston - Hotchkiss Brandt
1, rue des Mathurins, 92-Bagneux.



Maurice DROUGARD

Né en 1920
Ancien élève de l'Ecole Polytechnique
M.S. in Physics Syracuse University
Ingénieur au Laboratoire ERG
de la Radiotechnique Compelec
51, rue Carnot, 92-Suresnes.



Didier GOUVERNELLE

Né en 1943
Docteur de 3^e cycle (Electronique)
Ingénieur des Arts et Manufactures
CFTH-HB
Actuellement au Laboratoire
de Physique du Solide,
Faculté des Sciences,
24, rue Lhomond, Paris-5^e.



Philippe GUÉTIN

Né en 1938
Ingénieur de l'ESPC
Docteur 3^e cycle
de Physique du Solide (Orsay)
Laboratoires d'Etudes
et de Recherches Générales RTC
la Radiotechnique Compelec,
51, rue Carnot, 92-Suresnes.



Claude HERVOUET

Né en 1943
Ingénieur ENSE de Caen
Docteur 3^e cycle
de Physique du Solide (Orsay)
Laboratoires d'Etudes
et de Recherches Générales RTC
la Radiotechnique Compelec,
51, rue Carnot, 92-Suresnes.



Paul-Cyril MOUTOU

Né en 1926
B. Sc (Org) London University
Ingénieur
au Centre de Recherche de la CSF
(CEREC)
Spécialiste des effets hyperfréquences
dans les semiconducteurs
B.P. n° 10, 91-Orsay.



Jean-Pierre ROPE

Né en 1943
Ingénieur ENSE de Caen
Docteur 3^e cycle
de Physique du Solide (Orsay)
Laboratoire d'Etudes
et de Recherches Générales RTC
la Radiotechnique Compelec
51, rue Carnot, 92-Suresnes.

ont collaboré à ce numéro :



Jean-Eugène SCHMITT
Né en 1927
Ingénieur au Laboratoire
de Physique des Milieux condensés
Compagnie Française
Thomson Houston - Hotchkiss Brandt
1, rue des Mathurins, 92-Bagneux.



Alain SEMICHON
Né en 1937
Ingénieur CNAM
Laboratoire d'Electronique
et de Physique Appliquée
3, rue Descartes, 94-Limeil-Brévannes.



Roger TORQUET
Né en 1938
Docteur de 3^e cycle
(Physique Théorique)
Ingénieur au Laboratoire
de Physique des Milieux condensés
Compagnie Française
Thomson-Houston Hotchkiss Brandt
1, rue des Mathurins, 92-Bagneux.

résumés

EFFET JOSEPHSON ★ DÉTECTION INFRAROUGE ★ SUPRACONDUCTEURS

EFFET JOSEPHSON ET DÉTECTION INFRA- ROUGE, par J. MAURER.

L'effet Josephson, qui caractérise une jonction de deux supraconducteurs séparés par une très faible épaisseur d'isolant ($10 \text{ \AA}$), comprend : un effet continu consistant en un passage de courant sans tension appliquée, courant que l'on peut moduler par un champ magnétique minime, et un effet alternatif détecteur et émetteur d'ondes hyperfréquence.

Cette dernière propriété permet d'envisager des mesures dans le domaine submillimétrique. Les résultats sont bons en mesure de fréquence, seulement indicatifs en mesure de puissance, mais on peut suivre des modulations jusqu'à 10^6 Hz . La gamme d'utilisation ne s'étend pas au-delà de 10^{12} Hz .

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 633 à 637).

SEMICONDUCTEURS ★ INSTABILITÉS ★ RÉSISTANCE NÉGATIVE

LES INSTABILITÉS A BASSE FRÉQUENCE DANS LES SEMICONDUCTEURS, par A. BARRAUD.

L'étude des phénomènes de résistance négative dans les semiconducteurs s'est développée récemment et on connaît maintenant plusieurs mécanismes capables de donner lieu à des instabilités de ce genre.

— La première partie de l'article est consacrée aux généralités sur les phénomènes de résistance négative, aux considérations thermodynamiques sur la formation des « domaines » de champ intense qui accompagnent ces instabilités, aux mécanismes qui peuvent les causer.

— La seconde partie est consacrée à l'étude du cas particulier des « domaines » lents dans l'arséniure de gallium de haute résistivité.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 638 à 646).

AMPLIFICATION D'ONDES ACOUSTIQUES ★ OSCILLATIONS DE COURANT ★ ÉMISSION LUMINEUSE

AMPLIFICATION ACOUSTIQUE ET EFFET ACOUSTOÉLECTRIQUE DANS LES SEMI- CONDUCTEURS PIÉZOÉLECTRIQUES, par C. HERVOUET et J.-P. ROPE.

Sous l'action d'un champ électrique de valeur suffisante l'amplification d'ondes acoustiques de haute fréquence (de l'ordre du gigahertz) est possible dans les semiconducteurs piézoélectriques.

L'amplification des vibrations thermiques du réseau cristallin peut entraîner un écart à la loi d'Ohm. Des oscillations de courant à tension appliquée constante et une émission de lumière sont observées dans l'arséniure de gallium.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 647 à 655).

ACOUSTOÉLECTRICITÉ ★ SULFURE DE CADMIUM ★ ONDES ACOUSTIQUES CYLINDRIQUES ★ OSCILLATIONS

OSCILLATIONS DE COURANT DANS DES CRISTAUX DE SULFURE DE CADMIUM A GÉOMÉTRIE CYLINDRIQUE, par D. GOU- VERNELLE et E. DIEULESANT.

Des oscillations de courant liées à la propagation de domaines de haut champ sont observées sur des cristaux de sulfure de cadmium en forme de coin ou d'anneau, pour une polarisation bien déterminée de la tension appliquée. Cette constatation conduit à l'étude de l'amplification d'ondes acoustiques cylindriques, étude qui permet de préciser l'origine de ces oscillations. Cette nouvelle géométrie se prête à la réalisation soit d'un oscillateur pratiquement sinusoïdal, soit d'un amplificateur stable.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 656 à 666).

HYPERSONS ★ AMPLIFICATEUR ACOUSTOÉLECTRIQUE A Cds ★ TRANSDUCTEURS

EXPÉRIENCES D'AMPLIFICATION PAR EFFET ACOUSTOÉLECTRIQUE, par E. DIEULESANT, J.-E. SCHMITT et R. TORGUET.

Après avoir rappelé le principe de l'amplification par effet acoustoélectrique dans un semiconducteur piézoélectrique, les auteurs décrivent la structure de deux dispositifs amplificateurs qui se différencient par la nature des transducteurs et présentent les résultats obtenus, par exemple : gain acoustique supérieur à 40 dB dans la gamme de fréquences 0,5 à 1 GHz et gain global net de plusieurs dB sur une largeur de bande de 100 MHz centrée à 700 MHz.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 667 à 673).

GÉNÉRATEURS HYPERFRÉQUENCE A L'ÉTAT SOLIDE ★ EFFET GUNN ★ RÉSISTANCE DIFFÉRENTIELLE

L'EFFET GUNN, par P. GUÉTIN.

Cet article décrit les oscillations de courant qui apparaissent à champ électrique élevé dans certains semiconducteurs de type n. Le phénomène de base responsable de ces oscillations est le transfert progressif d'électrons de grande mobilité vers des états de plus faible mobilité à l'intérieur de la bande de conduction du matériau. La résistance différentielle négative qui en résulte conduit à la formation de domaines de haut champ électrique qui se déplacent à travers les échantillons.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 674 à 684).

INHIBITION DE « DOMAINE » ★ MODE LSA ★ CONDUCTIVITÉ NÉGATIVE

INHIBITION DE DOMAINES. LE MODE LSA, par G. CONVERT, P. MOUTOU et A. DE BOUARD.

Les auteurs passent rapidement en revue les principaux aspects du régime d'oscillation en inhibition de domaines (LSA). Ils montrent en particulier que ce régime ne peut exister que dans des matériaux de conductivité négative moyenne suffisamment faible.

Confrontant des résultats expérimentaux avec les estimations théoriques, ils aboutissent à la conclusion que les accumulations de charge ne sont pas en général négligeables (mode de Carroll).

Enfin, les auteurs voient dans les effets d'injection par les fluctuations d'impuretés une cause de la diminution du rendement lorsque la longueur des échantillons croît.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 685 à 693).

EFFET GUNN ★ HYPERFRÉQUENCES ★ OSCILLATEURS

LES GÉNÉRATEURS D'HYPERFRÉQUENCES A EFFET GUNN, par M. DROUGARD.

On expose d'abord les principes de fonctionnement des oscillateurs à effet Gunn ; on passe ensuite en revue les principales propriétés de ces oscillateurs : accordabilité, modulabilité en fréquence et puissance, facilité de synchronisation et caractéristiques de bruit. On examine ensuite les facteurs qui limitent la puissance à attendre des dispositifs futurs, et qui sont théoriquement des considérations thermiques et pratiquement des problèmes de qualité et d'homogénéité du matériau.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 694 à 702).

summaries

**HYPERSOUNDS ★
ACOUSTO-ELECTRIC CdS AMPLIFIER ★
TRANSDUCERS**

ACOUSTO-ELECTRIC AMPLIFICATION EXPERIMENTS, by E. DIEULESAINT, J.-E. SCHMITT and R. TORGUET.

The principle of the acousto-electric amplifier is recalled and the structure of two devices differing by the type of the transducers are described and the results are presented : for instance acoustic gain of 40 dB in the 0.5-1 Gc/s frequency domain and net electronic gain of several dB with a 100 Mc/s bandwidth centered on 700 Mc/s.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 667 to 673).

**MICROWAVE SOLID-STATE GENERATORS ★
GUNN EFFECT ★ DIFFERENTIAL RESISTANCE**

GUNN EFFECT, by P. GUÉTIN.

Current oscillations in *n*-type semiconductors at high electric fields are described. The basic mechanism responsible for the effect is the progressive transfer of electrons from high mobility valleys to low mobility states in the conduction band of the material. The resulting negative differential resistance leads to the build up of high field domains which propagate through the specimen.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 674 to 684).

**« DOMAIN » INHIBITION ★ LSA MODE ★
NEGATIVE CONDUCTIVITY**

« DOMAIN » INHIBITION. LSA MODE, by G. CONVERT, P. MOUTOU and A. DE BOUARD.

The authors give a brief survey of the LSA mode of oscillation. They show that this regime of oscillation can only be observed in materials in which the average negative conductivity is small enough.

From a comparison of the experimental results with theoretical estimates, they infer that the accumulation of charges remains significant in actual operation (Carroll mode).

Finally the authors estimate that charge injection by the fluctuations of the impurities should lead to a decreased efficiency in samples of increased length.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 685 to 693).

GUNN EFFECT ★ MICROWAVE ★ OSCILLATORS

GUNN-EFFECT MICROWAVE GENERATORS, by M. DROUGARD.

The operating principle of Gunn effect oscillators are presented and thin main properties reviewed : tunability, frequency and power modulation properties, synchronization capabilities and noise characteristics. The limiting factors on power output of future devices are then discussed ; the main limiting effect is heating, but in practice the upper bound is set at the present by the quality and homogeneity of the material.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 694 to 702).

**JOSEPHSON EFFECT ★ INFRARED DETECTION ★
SUPRACONDUCTORS**

JOSEPHSON EFFECT AND INFRARED DETECTION, by J. MAURER.

Josephson effect characterizing a junction between two superconductors separated by a very thin insulator (10 Å), includes : a continuous effect set by a current without any voltage input this current being able to be modulated by a light magnetic field, and a detector and microwave transmitter alternative effect.

That last property allows to consider measurement in submillimetric field. Good results have been obtained in frequency measurement, only indicative in power measurement, but modulation can be followed until 10⁹ Hz. Utilization range, don't spread beyond 10¹² Hz.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 633 to 637).

**SEMICONDUCTORS ★ INSTABILITIES ★
NEGATIVE RESISTANCE**

LOW FREQUENCY INSTABILITIES IN SEMICONDUCTORS, by A. BARRAUD.

Study of negative resistance phenomena in semiconductors has recently spread out and several mechanisms able to provide these instabilities are known.

The first part of this paper involves generalities about negative resistance phenomena, thermodynamic considerations about intense field « domain » formation following these instabilities, and mechanisms able to bring out these instabilities.

The second part studies the particular case of slow « domain » in high resistivity Gallium arsenide.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 638 to 646).

**ACOUSTIC WAVES AMPLIFICATION ★
CURRENT OSCILLATION ★ LIGHT EMISSION**

ACOUSTIC AMPLIFICATION AND ACOUSTO-ELECTRIC EFFECT IN PIEZOELECTRIC SEMICONDUCTORS, by C. HERVOUET, J.-P. ROPE.

The amplification of high frequency acoustic waves by an electric field is possible in piezoelectric semiconductors.

The amplification of the thermal phonons can cause a deviation from Ohm's law. Oscillations of the current at constant voltage and emission of light are observed in Gallium Arsenide.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 647 to 655).

**ACOUSTO-ELECTRICITY ★ CADMIUM SULPHIDE ★
CYLINDRICAL ACOUSTIC WAVES ★ OSCILLATIONS**

CURRENT OSCILLATIONS IN CYLINDRICAL GEOMETRY CADMIUM SULPHIDE CRYSTALS, by D. GOUVERNELLE and E. DIEULESAINT.

Current oscillations due to the propagation of high field domains are observed in wedge or ring shaped cadmium sulphide crystals, for a well determined polarization of the applied potential. This fact leads to the study of the amplification of cylindrical acoustic waves, which gives better understanding of the origin of the oscillations. This new geometry would be suitable to design either a sine oscillator or a stable acoustic amplifier.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 656 to 666).

résumés

DIODES A AVALANCHE ★ HYPERFRÉQUENCES ★
RÉSISTANCE DIFFÉRENTIELLE

DIODES SEMICONDUCTRICES EN RÉGIME
D'AVALANCHE. APPLICATION AUX HYPER-
FRÉQUENCES, par E. CONSTANT et A. SEMICHON.

Après un bref exposé des possibilités d'obtention d'une résistance différentielle négative dans une diode semi-conductrice à émission de champ, on étudie dans le cas de l'approximation linéaire les propriétés fondamentales des diodes à avalanche et temps de transit : impédance en régime quasistatique et en hyperfréquences, effets thermiques, bruit, condition d'oscillation. L'accord entre les résultats expérimentaux et les théories présentées est généralement satisfaisant ; de plus, les anomalies observées permettent de caractériser les diodes réelles par rapport aux structures idéalisées.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 703 à 721).

DIODES A AVALANCHE ★ HYPERFRÉQUENCES ★
HAUT NIVEAU

LES DIODES A AVALANCHE UTILISÉES COMME
OSCILLATEURS DE PUISSANCE AUX HYPER-
FRÉQUENCES. FONCTIONNEMENT A HAUT
NIVEAU, par D. DELAGEBEAUEUF.

On démontre que la fréquence de résonance d'avalanche, paramètre qui joue un rôle fondamental dans la théorie en petit signal, n'a pas de signification de fonctionnement à haut niveau.

La théorie prévoit une valeur optimale de la densité de courant et montre le rôle néfaste d'une éventuelle résistance série sur le rendement.

Enfin, le calcul de l'impédance dynamique de la diode au réglage optimal donne une indication utile pour la détermination du circuit extérieur.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 722 à 731).

summaries

AVALANCHE DIODES ★ MICROWAVES ★ HIGH LEVEL

AVALANCHE DIODES USED AS HYPERFREQUENCY POWER OSCILLATORS. HIGH LEVEL OPERATING, by D. DELAGEBEAUDEUF.

This paper shows that the « avalanche resonance frequency », a parameter which plays a fundamental part in the small signal operation, is of no significance in the large signal regime.

The theory predicts an optimum value of the current density and emphasizes the role of the serie resistance in limiting the efficiency.

A calculation of the dynamic impedance of the diode at the optimum current is given, which can be of some use in the design of the loading circuit.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 722 to 731).

AVALANCHE DIODES ★ MICROWAVES ★ DIFFERENTIAL RESISTANCE

AVALANCHE SEMICONDUCTOR DIODES. APPLICATION TO MICROWAVE, by E. CONSTANT and A. SEMICHON.

After a short survey of negative differential resistance possibilities in a field emission semiconductor diode, basic properties of avalanche transit time diodes are investigated in the linear case : quasi-static and microwave impedance, thermal effects, noise, start of oscillation. Agreement between experimental results and theory is rather good. Moreover, observed anomalies are cleared up in terms of real diode failure with respect to idealized structures.

L'ONDE ÉLECTRIQUE, J-AO 1968 (pp. 703 to 721).

LES INSTABILITÉS ÉLECTRIQUES DANS LES SOLIDES

Introduction

J. BOCK

Professeur à la Faculté des Sciences de PARIS

La découverte du transistor en 1948 a marqué un bouleversement complet dans le domaine des composants électroniques. Depuis 20 ans, le transistor et ses dérivés améliorés ont pratiquement remplacé totalement les tubes électroniques sauf dans quelques rares domaines comme les hyperfréquences et les très grosses puissances. Ce succès a suscité un développement assez extraordinaire de la recherche dans le domaine des semiconducteurs, tant du point de vue fondamental que des applications. Environ 20 % des physiciens actuellement en activité dans le monde sont des physiciens du solide, domaine beaucoup plus vaste, il est vrai, que celui des semiconducteurs, et qui s'ouvre de plus en plus vers les basses températures, la supraconductivité, les macromolécules, la métallurgie, etc. Il faut bien constater que, malgré cet effort gigantesque, aucun dispositif nouveau n'est venu concurrencer efficacement le transistor. Les principaux progrès ont été réalisés dans la technologie, l'intégration de nombreux éléments dans une même plaquette, la fiabilité et la reproductibilité mais pas dans les principes physiques de fonctionnement.

Ce n'est que récemment, vers les années 1960, que des phénomènes physiques nouveaux ont été découverts qui permettent d'entrevoir certaines applications intéressantes, probablement pas pour remplacer le transistor dans l'immédiat, mais comblant certaines lacunes. Il a paru intéressant de consacrer un numéro spécial de *l'Onde Electrique* à ces effets.

Le premier de ces phénomènes, conduisant à toutes sortes d'effets secondaires est celui des « *électrons chauds* ». Dans un semiconducteur, les électrons libres forment un « gaz » de porteurs de charge ; accélérés par un champ électrique, ils donnent lieu à un courant.

A l'équilibre thermique, ce gaz prend la température du réseau cristallin. Soumis à un champ électrique, les électrons gagnent de l'énergie et un état stationnaire est atteint lorsque les pertes d'énergie par collisions compensent exactement le gain d'énergie dû au champ électrique. Dans cette situation, l'énergie moyenne des porteurs a augmenté, parfois de façon appréciable ; on peut alors attribuer au gaz d'élec-

trons une température supérieure à celle du cristal. Un certain nombre de propriétés physiques varient avec l'énergie des électrons et donnent lieu parfois à des résistances négatives et à des instabilités. Quelques uns de ces effets sont décrits dans ce numéro spécial.

L'article de Monsieur Barraud est consacré à des phénomènes d'instabilité, liés au processus de piégeage des porteurs libres. Dans certains semiconducteurs, des électrons peuvent être capturés par des impuretés ou pièges et ne plus participer au courant électrique. Pour certains pièges, la section efficace de capture diminue lorsque l'énergie des électrons augmente et ainsi y a-t-il moins de porteurs libres lorsque le champ électrique est élevé, d'où une résistance dynamique négative.

L'effet Gunn est lié à l'existence dans certains matériaux, tels l'arséniure de gallium (GaAs), d'une structure de bandes particulière. Les électrons de forte énergie peuplent une bande supérieure à forte masse effective c'est-à-dire à faible mobilité. On obtient alors une résistance différentielle négative et cet effet peut être utilisé pour construire des oscillateurs ou des amplificateurs à haute fréquence. Le fonctionnement détaillé du dispositif est assez complexe (formation de domaines de haut champ, etc.) et est décrit en détail dans les articles de MM. Guétin et Drougard.

Lorsque les électrons gagnent encore plus d'énergie, ils peuvent ioniser par choc des atomes neutres du réseau pour former des paires électrons-trous. Cette multiplication des porteurs conduit à un véritable phénomène d'avalanche. Cette avalanche est instable et bien utilisée peut conduire à des dispositifs oscillateurs dont le plus célèbre est la diode de Read. L'article de MM. Constant et Semichon et celui de M. Delagebeaudeuf sont consacrés à ce sujet, tandis que M. Convert traite du mode L.S.A.

Les électrons cèdent une partie de leur énergie au réseau cristallin par émission de phonons (ou modes de vibration acous-

tique du cristal). Pour des courants électriques intenses, le flux acoustique ainsi généré peut devenir considérable et réagir à son tour sur le courant électrique, c'est l'effet acousto-électrique, décrit dans l'article de MM. Hervouet et Rope. Lorsque la vitesse moyenne des électrons dépasse la vitesse du son, on peut avoir amplification acoustique dans le cristal. Ceci peut conduire à des dispositifs amplificateurs, mais nécessite la transformation du signal acoustique en signal électrique et réciproquement. Ce problème reste encore mal résolu. M. Dieulesaint nous entretient de cette question.

Parmi tous ces phénomènes basés sur les effets d'« électrons chauds », les plus intéressants pour les applications paraissent être l'effet Gunn dont nous parle M. Guétin et les diodes à avalanche qui permettent d'envisager des générateurs hyperfréquences concurrençant de façon valable les tubes tels que les klystrons.

Le second phénomène important conduisant à de nouvelles perspectives est la supraconductivité. Ce phénomène est connu depuis 1911, mais ce n'est que récemment qu'il a été bien compris. On sait maintenant qu'il est dû à la formation de paires d'électrons par attraction, et à la condensation de ces paires dans un même état quantique. Une conséquence de cet état quantique unique est l'effet Josephson dont une théorie rapide est esquissée dans l'article de M. Maurer. Cet effet permet de construire des détecteurs, des générateurs et des mélangeurs dans la gamme des hyperfréquences. On peut également envisager toute une série de dispositifs paramétriques et donc de fonctions logiques. La caractéristique de ces phénomènes est qu'ils mettent en jeu des puissances extrêmement faibles. C'est peut-être dans le développement de ces nouvelles techniques qu'il faut attendre le prochain grand changement dans le domaine de l'électronique. Pour le moment, le handicap principal est l'utilisation de l'hélium liquide mais peut-être qu'un jour, on pourra imaginer un ordinateur plongé tout entier dans l'hélium liquide...

Effet Josephson

et détection infrarouge

J. MAURER

Laboratoire de Physique, École Normale Supérieure

L'effet JOSEPHSON est une découverte récente dont la théorie a précédé de plusieurs années la mise en évidence par l'expérience. Il est indispensable de parler tout d'abord du phénomène de supraconductivité.

1. Supraconductivité

La supraconductivité a été observée dès 1911, mais une théorie satisfaisante n'en a été donnée que dans les années 1950.

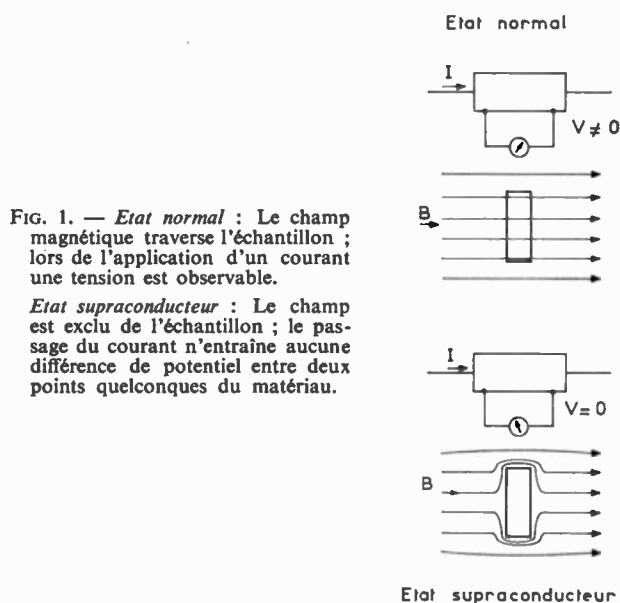
Certains métaux, non des meilleurs conducteurs à la température ambiante, se trouvent conduire le courant électrique d'une manière parfaite à des températures voisines de celle de l'hélium liquide (quelques degrés absolus). Ceci veut dire qu'il est impossible, quelle que soit la finesse de l'appareillage, de mesurer la moindre différence de potentiel le long d'un fil parcouru par un courant. Une autre propriété, moins spectaculaire, est l'exclusion du champ magnétique (effet MEISSNER) ; celui-ci ne peut exister dans l'épaisseur d'un matériau supraconducteur (fig. 1), les porteurs de charge se comportant comme un fluide irrotationnel.

La supraconductivité est un effet purement quantique. La théorie simplifiée en est la suivante :

Les électrons d'un métal sont soumis au principe d'exclusion de PAULI. Celui-ci s'applique à une certaine catégorie de particules, les *fermions*, et définit l'impossibilité pour deux d'entre elles d'occuper un même état quantique. Pour considérer en particulier les électrons libres qui conduisent le courant dans un cristal métallique, on part d'un niveau minimal et on remplit les places libres, à raison d'un électron à la fois ; en d'autres termes, chaque électron a une fonction d'onde distincte. Lorsque l'on veut traiter la conductivité d'un métal, à partir de ces données élémentaires, on doit considérer toutes les fonctions d'ondes et en faire des moyennes pour

déterminer le comportement macroscopique, seul accessible à l'expérience ; ceci nuit à la simplicité des résultats qui ne laissent plus, au premier abord, transparaître la distinction mécanique classique, mécanique quantique.

Ce traitement suppose les particules libres sans autre interaction que le principe d'exclusion ; il est dit « modèle à un électron ». Cependant des couplages existent entre électrons. Entre autres, un mécanisme de couplage attractif par paires a été calculé par COOPER ; il s'agit d'une interaction à grande distance qui s'opère par l'intermédiaire des ions du cristal, en un processus assez complexe. Mais l'énergie ainsi mise en jeu est largement inférieure à l'énergie thermique des électrons libres aux températures usuelles et ce n'est qu'aux très basses températures que cette attraction peut mener à un nouveau phénomène observable ; la température, dite



critique, en-dessous de laquelle l'effet peut être vu, est directement liée à l'énergie mise en jeu par le couplage. Elle dépend du matériau considéré et l'on peut écrire que kT_c produit de la constante de BOLZMANN par la température critique, représente l'ordre de grandeur de cette énergie de couplage ; elle est de l'ordre du millivolt, à comparer à l'énergie de FERMI des électrons libres (env. 5 eV), et leur énergie thermique à l'ambiante, 25 meV. Ces paires d'électrons, bien qu'ayant un temps de vie très faible, sont considérées comme des particules n'appartenant pas à la même classe que les électrons les composant ; en particulier le principe de PAULI ne s'applique pas pour ce type de particules, les *bosons*, qui ont tendance à se condenser tous dans un même état quantique et ainsi à posséder la même fonction d'onde, ce qui est très important. On voit en effet que les calculs à effectuer pour se ramener à une échelle macroscopique ne feront plus intervenir une moyenne, et le phénomène quantique devient directement accessible à l'expérimentation ; en particulier, la notion de phase de la fonction d'onde, qui n'entre pas habituellement en ligne de compte, sera ici importante.

Dans le plasma de ce nouveau type de particules, des paires d'électrons, les porteurs de charge libres ne peuvent plus gagner ou céder de l'énergie, car ceci impliquerait une modification de la fonction d'onde qui ne représenterait plus alors un état d'énergie condensé. Le courant électrique se propage donc sans pertes ; la résistance est nulle — ceci dans certaines limites de densité de courant.

De nombreuses applications pratiques viennent à l'esprit, mais semblent rester dans le domaine du principe puisque de très basses températures sont requises, quel que soit le matériau (un peu moins de 20 °K dans les meilleurs alliages actuels). Cependant, par exemple, on a mis au point des bobines supraconductrices donnant jusqu'à 100 kG, performances obtenues jusqu'ici par des électroaimants à enroulement de cuivre, refroidis à l'eau, consommant le mégawatt et d'encombrement notable.

2. L'effet Josephson [1, 2, 3]

On connaît l'effet tunnel : la barrière de potentiel représentée par une couche d'isolant entre deux conducteurs peut être traversée par un courant d'électrons ; la fonction d'onde représentant les électrons dans le métal devient évanescence en dehors de celui-ci, mais si l'isolant est mince, elle empiète sur le deuxième conducteur et y définit une probabilité de présence non nulle des électrons du premier. Ceci conduit à un phénomène observable pour des couches isolantes de l'ordre de 100 Å.

JOSEPHSON a montré qu'un courant de paires d'électrons pouvait passer sans tension appliquée à travers un mince film isolant (moins de 20 Å) séparant deux supraconducteurs ; tout se passe, en quelque sorte, comme si l'isolant devenait supraconducteur. Cela suppose une tendance pour les paires d'aller, par exemple, de préférence de A à B plutôt que de B à A ; pour expliquer ce phénomène,

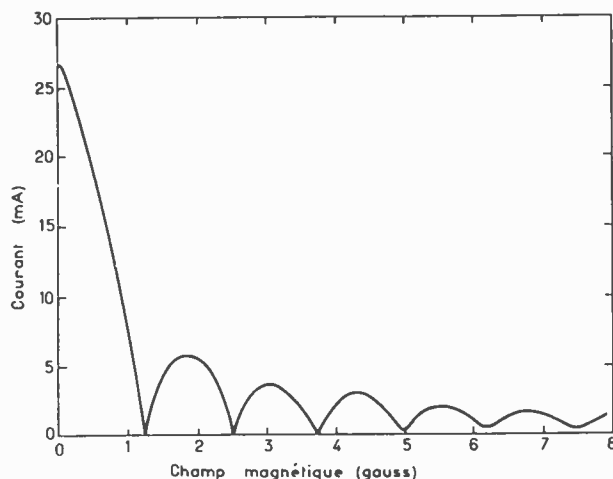


Fig. 2. — *Effet Josephson continu* : Un champ magnétique parallèle à la surface de l'isolant module le courant critique admissible par la diode. Dans le cas d'une mauvaise diode (contact à pointe), il n'y aurait pas de passage à $I_c = 0$.

il faut faire intervenir la phase de la fonction d'onde : chaque pièce supraconductrice possède une seule fonction d'onde, régissant toutes les paires présentes, avec une seule phase. C'est la différence de phase entre A et B qui définira le sens possible du courant

Comme deuxième propriété du supraconducteur, nous avons cité l'exclusion du champ magnétique ; mais ici dans l'isolant de la jonction JOSEPHSON, il peut pénétrer et il va influencer sur la différence de phase : cela amène une modulation du courant en fonction du flux magnétique traversant la jonction (fig. 2). Un seul quantum de flux ($e/h = 2.10^{-7}$ Gauss/cm²) fait passer le courant du maximum à 0, puis de nouveau au maximum. On a donc là un détecteur de champ magnétique extrêmement sensible.

Tout ceci concerne l'effet JOSEPHSON dit continu. Si maintenant on augmente le courant au-delà du courant critique (de l'ordre du mA), une tension continue apparaît aux bornes de la jonction. Les paires devant rester dans l'état condensé de part et d'autre de l'isolant, la différence d'énergie 2 eV (2e charge de la paire, V tension) se retrouve sous forme d'un courant alternatif, qui rayonne des photons d'énergie $h\nu = 2$ eV. Cette émission de photons est cohérente, et voici donc un générateur hyperfréquence peu encombrant et couvrant une très grande gamme de fréquence ; hélas, par diode on ne peut espérer plus que de l'ordre de 10^{-9} W de puissance émise. Si maintenant nous superposons à la tension continue un signal hyperfréquence, un mécanisme de modulation de fréquence apparaît entre l'onde appliquée et le courant alternatif engendré dans la jonction par la tension constante. La caractéristique courant-tension de la diode présente, à chaque fois que 2 eV = $h\nu$ (ν fréquence hyper), un saut d'intensité à tension constante (fig. 3). On peut ainsi réaliser des détecteurs sensibles, très rapides, et permettant de définir la fréquence : le rapport tension-fréquence, de l'ordre de 2 μ V/GHz, a donné, à l'heure actuelle, une des meilleures mesures du rapport e/h .

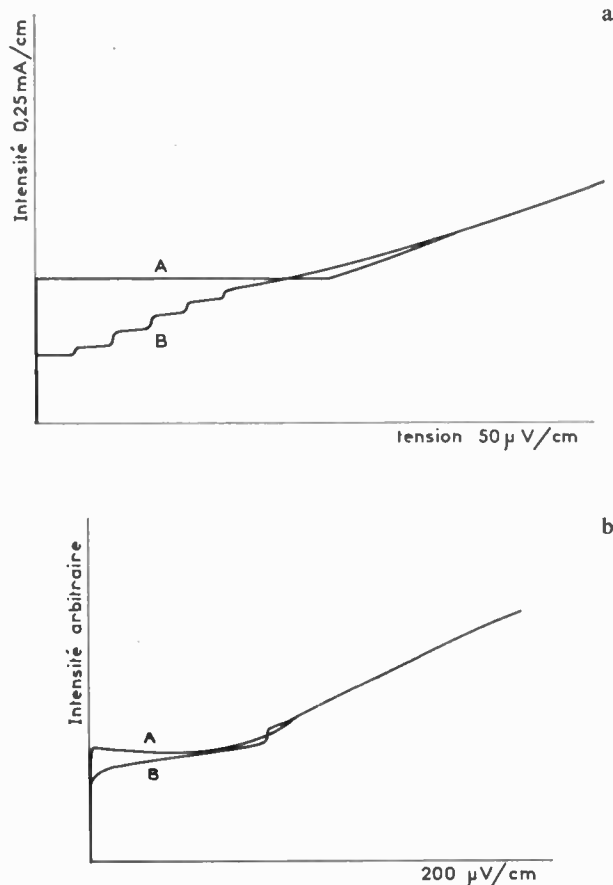


FIG. 3. — Effet Josephson alternatif pur.

a) $F = 30$ GHz. La caractéristique *A* sans puissance hyperfréquence se transforme en *B* en présence de l'onde. Chaque portion verticale de la courbe correspond à un harmonique suivant la relation $2 \text{ eV} = nh\nu$.

b) $F = 600$ GHz. Mêmes notations *A* et *B*. C'est la fréquence la plus élevée à laquelle nous ayons observé un palier. Le contact était Nb - Nb. A la même fréquence, un contact Ta - Ta n'a donné aucun effet de l'onde hyperfréquence.

2.1. Applications

Il n'y a que depuis quelques années que l'on réalise des expériences d'effet JOSEPHSON, aussi est-il un peu prématuré de définir toutes les applications industrielles, entre autres :

- microgaussmètre ;
- générateur hyperfréquence : encore que la puissance par diode soit assez décevante, on peut espérer, par groupement d'éléments actifs, d'intéressantes réalisations dans le domaine millimétrique et surtout submillimétrique ; on reste cependant limité en fréquence par l'énergie de couplage des paires, autour de quelques 10^{12} Hz ; au-delà, l'énergie hyperfréquence émise est réabsorbée par destruction de paires de COOPER ;

- détecteurs hyperfréquence : ils ont à peu près les mêmes limites que ci-dessus. Ils semblent avoir une sensibilité meilleure que les détecteurs existant dans l'infrarouge lointain ; ils ont une remarquable rapidité de réponse, meilleure que 10^{-9} seconde ; ils permettent en outre éventuellement de mesurer la fréquence.

2.2. Expériences réalisées au Laboratoire

La technologie concernant la réalisation de diodes JOSEPHSON est assez sommaire ; la diode idéale, comportant un isolant de l'ordre de $10 \text{ \AA}$ d'épaisseur, s'obtient par deux évaporations successives de métal, séparées par une oxydation, mais celle-ci reste difficile à contrôler et à obtenir sans trous. De plus ces diodes, parfaites théoriquement, se couplent très mal au monde extérieur du point de vue hyperfréquence car le diélectrique se comporte comme une bonne cavité avec ses modes propres de résonance ; il est alors difficile de coupler cette énergie à un système externe.

De ce point de vue, une meilleure approche est obtenue à partir de la notion de couplage faible : un étranglement sévère dans une portion d'élément supraconducteur fait apparaître des effets analogues à ceux d'une diode tunnel ; dans la philosophie de la théorie de JOSEPHSON, l'important est de réaliser un couplage faible entre deux éléments supraconducteurs, afin de créer une indétermination sur le nombre de paires dans chaque élément. L'effet tunnel permet le couplage le plus faible et ainsi le passage paire par paire ; un étranglement dans un circuit permet également un couplage faible entre les deux éléments du circuit, mais ici les particules peuvent passer par paquets, ce qui entraînera des différences dans le comportement par rapport au modèle théorique simple, mais conservera la plupart des propriétés de l'effet.

La réalisation de ces éléments peut encore se réaliser par évaporation, mais en une seule couche, avec un cache approprié (étranglement de l'ordre du micron) [5]. Une autre méthode, que nous avons adoptée, est d'approcher une pointe d'une surface plane jusqu'au contact [6], comme dans les détecteurs semiconducteurs à pointe.

Pour appliquer cette dernière méthode, nous avons mis au point plusieurs systèmes mécaniques simples permettant de faire descendre la pointe, avec une bonne démultiplication, tout en limitant la sensibilité aux chocs et aux vibrations : soit par roue dentée et vis sans fin, soit par un plan incliné commandé par une vis, l'élément mobile étant supporté par un ressort à lame.

Dans les expériences hyperfréquence, la diode ainsi formée est disposée transversalement dans un guide d'ondes, suivant la direction du champ électrique ; le tout est placé dans un cryostat à hélium liquide, dans lequel il est possible de pomper jusqu'à quelques mm de mercure (moins de $2 \text{ }^\circ\text{K}$). Le cryostat est blindé par une triple enveloppe de feuilles de mumetal, et le mécanisme au voisinage de la diode ne comporte aucune pièce en métal magnétique. On observe les phénomènes soit à l'oscilloscope en parcourant la caractéristique tension-courant à basse fréquence, soit sur enregistreur. L'appareillage de mesure doit être sensible à quelques dizaines de microvolts. Les pointes en tantale ou niobium (un métal dur est préférable dans cette géométrie) sont obtenues par attaque électrochimique avec une cathode circulaire périphérique dans un bain réducteur (mélange d'acides sulfurique et fluorhydrique).

2.3. Effets observés

1. Continu

Avec une diode faite à partir d'une pointe, les effets continus sont observables ; passage de courant sans tension aux bornes, ainsi que la modulation de ce courant par un champ magnétique continu. Cette modulation, dans les meilleurs cas, ne dépasse pas 50 % alors que, dans le cas d'une diode tunnel, la modulation est de 100 % (voir fig. 2). Ceci est relié au fait que les paires passent par paquets et non individuellement.

2. Alternatif

Les effets observés dans ce domaine sont très purs, bien que le caractère de couplage non tunnel trouve encore le moyen de se distinguer. Dans la limite d'énergie de photons inférieure au « gap » supraconducteur, les caractéristiques I-V présentent des paliers successifs en présence d'une onde hyperfréquence. Les expériences ont été faites aux fréquences suivantes : 10^{10} , $4 \cdot 10^{10}$, $8 \cdot 10^{10}$ et quelques 10^{11} Hz. Comme prévu, les paliers apparaissent pour toutes les valeurs de V telles que $2 \text{ eV} = nhv$. Cependant certaines diodes présentent aussi des paliers correspondant à des sous-harmoniques soit $2 \text{ meV} = nhv$ (fig. 4) ; ceci est encore une caractéristique des diodes à couplage faible par rapport aux diodes tunnel. C'est avec l'effet magnétique un bon critère pour déterminer le type et la qualité de l'élément.

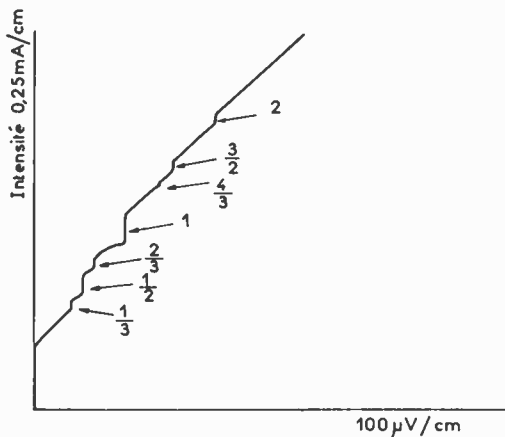


FIG. 4. — Effet alternatif sur une jonction à couplage faible (non tunnel). En plus des paliers correspondants aux harmoniques, on observe toute une gamme de sous-harmoniques : la jonction n'est pas pure, du point de vue effet Josephson.

En fonction de la puissance hyperfréquence, on observe des oscillations de la hauteur des différents paliers. La théorie prédit que chaque palier doit varier avec la tension hyperfréquence appliquée suivant une fonction de Bessel, J_0 pour le courant à tension nulle, J_1 pour le premier palier, etc. Ce que nous observons est en bon accord pour la phase mais s'en écarte pour ce qui est de l'amplitude par une décroissance trop rapide (fig. 5).

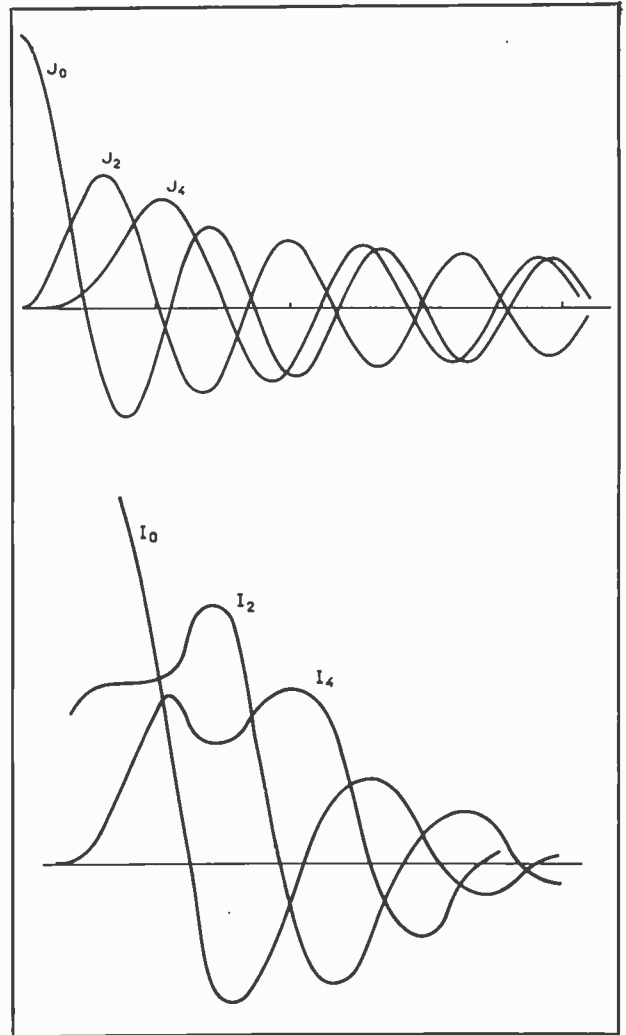


FIG. 5. — Paliers de détection et fonctions de Bessel : seules les fonctions paires ont été tracées.

a) Les fonctions de Bessel J_0 , J_2 et J_4 . Leur comportement asymptotique se caractérise par une lente décroissance du maximum et une tendance à passer au 0 pour les mêmes abscisses.

b) Courbes obtenues pour les paliers d'ordre 0, 2, 4. L'allure des courbes aux faibles abscisses correspond assez bien, de même que les recouvrements sur l'axe des X. Cependant, on note un écrasement des courbes pour les X grands beaucoup plus rapide qu'en a).

Enfin nous avons essayé de tester les limites de détection vers l'infrarouge lointain ; lorsque l'énergie des photons devient de l'ordre de l'énergie de couplage des paires, celles-ci risquent d'être détruites par le rayonnement. D'après des évaluations récentes, les « gaps » optiques de Ta et Nb correspondent respectivement à des longueurs d'onde d'environ 1,1 et 0,5 mm. Nous avons testé ces deux matériaux aux fréquences suivantes à l'aide de carcinotrons CSF : 400, 500, 700, 900 microns. Il apparaît que pour le tantale, de « gap » plus faible, les effets sont encore observables à 700 microns, mais nuls à 500, alors que pour le niobium, compte tenu des puissances respectives des carcinotrons, l'importance des effets n'est pas sensible à la fréquence appliquée, dans la gamme considérée. Nous reportons à la série d'articles de GRIMES, SHAPIRO et RICHARDS [6] pour une étude plus détaillée de la réponse infrarouge et des temps de réponse.

3. Conclusion

Voici donc un exposé sommaire d'un effet nouveau et de quelques applications possibles. Ce sont des résultats aussi séduisants par l'élégance des phénomènes que par les débouchés éventuels. C'est un effet purement quantique dans lequel la constante de Planck apparaît directement à la mesure.

Cependant la réalisation des éléments est encore aléatoire et les puissances mises en jeu sont faibles. Il appartient à la technologie de perfectionner les méthodes empiriques du laboratoire.

Bibliographie

- [1] JOSEPHSON B.D. — *Advances in Physics* 56, 14 (1965).
- [2] FEYNMAN. — Chap. 21. *Lectures on Physics*.
- [3] LANGENBERG D.N. SCALAPINO D.J., TAYLOR B.N. — *Proc. IEEE* 54, 551 (1966).
- [4] SHAPIRO S. — *Phys. Rev. Letters*, 11, 534 (1963).
- [5] DAYEM A.H., WIEGAND J.J. — *Phys. Rev.* 155, 419 (1967).
- [6] GRIMES C.G., RICHARDS P.L., SHAPIRO S. — *Phys. Rev. Letters* 17, 431 (1966). *Phys. Rev. Vol. 20* 11/3/68.

Les instabilités à basse fréquence dans les semiconducteurs

A. BARRAUD

CEN Saclay

1^{re} PARTIE

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LES INSTABILITÉS ÉLECTRIQUES DANS LES SOLIDES

1. Introduction

On connaît de nombreux phénomènes de résistance négative dans les solides. Certains d'entre eux sont associés à des effets de contact ou d'interface, tel l'effet tunnel dans la diode Esaki. D'autres sont dus à des propriétés volumiques du matériau, indépendamment des contacts. C'est à ce dernier type de résistance négative que nous nous intéresserons.

Parmi les phénomènes dus à une résistance différentielle négative volumique, on peut distinguer deux cas :

- dans le premier cas (instabilités de tension), la densité de courant J dans le dispositif peut admettre plusieurs valeurs distinctes pour une même valeur du champ électrique (fig. 1).
- dans le second cas (instabilités de courant),

c'est le champ électrique qui admet plusieurs valeurs distinctes pour une même valeur de la densité de courant (fig. 2).

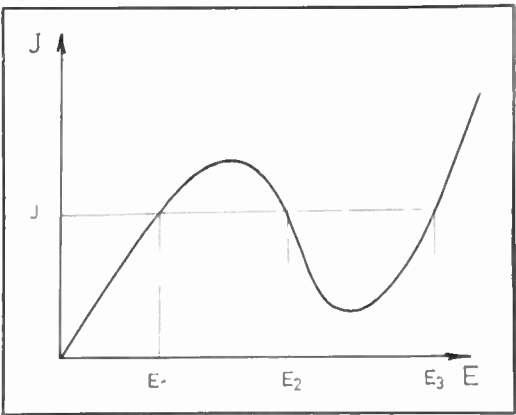


FIG. 2.

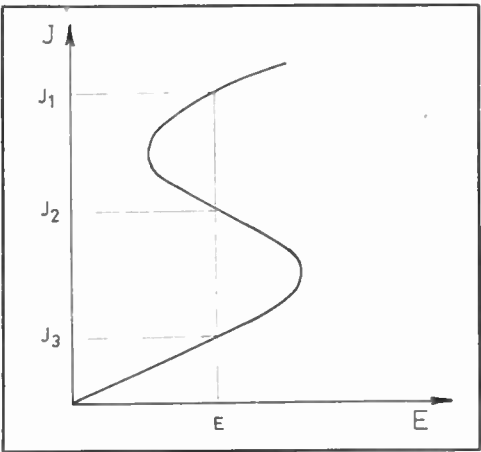


FIG. 1.

Dans les deux cas, l'apparition d'une résistance différentielle négative dans la caractéristique (J, E) a pour conséquence de rendre le matériau électriquement instable. Celui-ci se sépare alors en deux phases électriquement distinctes : filaments de forte densité de courant entourés de régions à faible densité de courant dans le cas des instabilités de tension (fig. 3), domai-

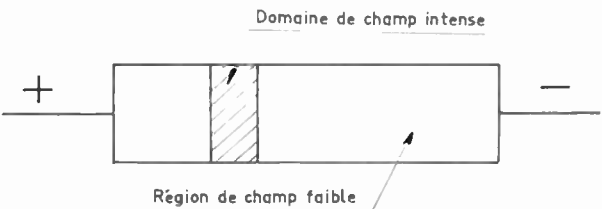


FIG. 3.

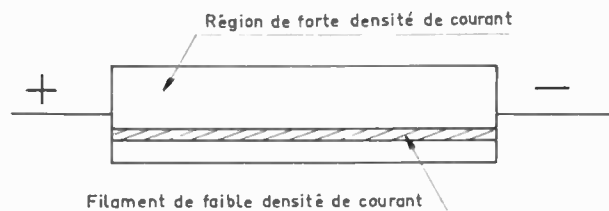


FIG. 4.

nes de champ intense séparant des régions de champ faible dans le cas des instabilités de courant (fig. 4).

Si les exemples de résistance différentielle négative avec instabilité de tension sont nombreux (avalanche dans les gaz, ionisation par choc des impuretés dans les semiconducteurs [1] par exemple), les exemples de résistance différentielle négative avec instabilité de courant le sont beaucoup moins : effet Gunn dans l'arséniure de gallium [2] et dans la tellure de cadmium [18], effet de barrière dans l'arséniure de gallium [3] [4] et dans le germanium [5].

Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'aux exemples de résistance différentielle négative avec instabilité de courant.

2. Stabilité électrique. Domaines de champ intense

La courbe (J, E) d'un cristal homogène présentant en volume une résistance différentielle négative avec instabilité de courant se divise en trois régions (fig. 5) :

- la région ohmique (zone A),
- la zone de résistance différentielle négative (zone B),
- pour des champs très élevés, une zone où la résistance différentielle est à nouveau positive (zone C).

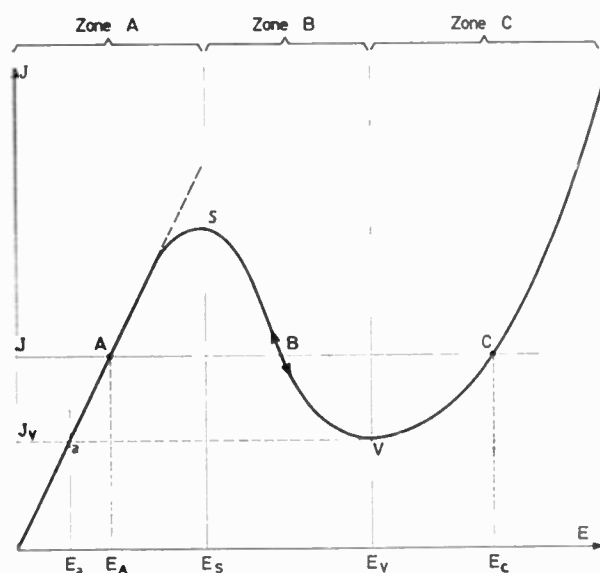


FIG. 5. — Courbe $I = f(V)$ d'un cristal présentant une résistance différentielle négative.

Un point dans la région A ou dans la région C correspond à un fonctionnement stable. En effet une fluctuation locale de courant ΔJ (positive par exemple) entraîne un excédent ΔE (positif) de champ électrique qui, comme la tension appliquée au cristal reste constante, a tendance à s'opposer à la fluctuation initiale de courant.

Dans la zone B, au contraire, une augmentation de courant (ΔJ positif) entraîne une diminution du champ (ΔE négatif), ce qui a pour effet d'amplifier la fluctuation. Le point B correspond donc à un fonctionnement instable : le système évolue donc spontanément vers un état d'équilibre stable auquel correspondent des points de fonctionnement situés dans les régions A et C de la caractéristique (J, E) . Le solide se divise alors en deux zones, l'une de champ faible (point A), l'autre de champ très élevé (point C), de façon à ce que l'on ait :

$$E_A(1-x) + E_c x = E_0$$

Dans cette formule, le cristal est supposé de section et de longueur unité, et x désigne la longueur du domaine de champ intense, et E_0 la tension appliquée au cristal.

Partant d'un « état homogène » instable, on obtient ainsi un nouvel « état hétérogène » stable dans lequel le cristal présente deux phases électriquement distinctes. Mais le raisonnement précédent ne permet pas de calculer les champs E_A et E_c dans les régions respectivement de champ faible et de champ intense. Ce résultat pourra être obtenu grâce au traitement thermodynamique du paragraphe suivant.

3. Traitement thermodynamique : principe de la production minimale d'entropie

Les considérations précédentes montrent que la transition qui fait passer de l'état B instable à l'état A+C stable est une transformation irréversible. Dans ces conditions, l'équation de GIBBS montre que [6] :

$$\frac{dS}{dt} = -\text{div } J_s + s$$

où S est l'entropie,

t est le temps,

J_s est le flux de l'entropie,

s est la production d'entropie.

L'état atteint étant un régime stationnaire, on a :

$$\frac{dS}{dt} = 0.$$

A l'état d'équilibre thermodynamique, on aurait à la fois :

$$\text{div } J_s = 0 \quad s = 0$$

Il est raisonnable de supposer que l'état station-

naire sera aussi proche que possible de l'état d'équilibre thermodynamique, de sorte que l'état stationnaire est défini par s minimal.

C'est le principe de la production minimale d'entropie proposé par B.K. RIDLEY [6]. Ce principe permet de retrouver le résultat précédemment établi par des considérations purement électriques indiquant que le cristal se sépare en deux phases électriquement distinctes quand le point de fonctionnement est initialement dans la zone de résistance différentielle négative.

En effet, si l'on suppose que les charges d'espace associées au domaine de champ intense ont une épaisseur infiniment faible, la production d'entropie se réduit, au premier ordre près, à l'effet Joule, soit :

$$Ts_0 = J_0 E_0$$

où T est la température absolue, l'indice 0 désigne l'état initial.

Une perturbation de champ ΔE_2 appliquée sur une longueur x du cristal (fig. 6) entraîne sur la portion $(1-x)$ restante du cristal, une modification ΔE_1 du champ telle que :

$$\Delta E_1(1-x) + \Delta E_2 x = 0,$$

(le cristal est alimenté à tension constante). Les courants, (qui ne sont pas égaux dans les deux portions du cristal tant qu'on n'a pas atteint un état stationnaire) deviennent :

$$J_1 = J_0 + \frac{dJ}{dE} \Delta E_1$$

$$J_2 = J_0 + \frac{dJ}{dE} \Delta E_2$$

et la nouvelle production d'entropie est telle que :

$$Ts = E_1 J_1 (1-x) + E_2 J_2 x$$

La différence de production d'entropie s'écrit alors :

$$T\Delta s = \frac{1-x}{x} \frac{dJ}{dE} (\Delta E_1)^2.$$

Cette formule montre que, quel que soit le signe de ΔE_1 , Δs a toujours le signe de dJ/dE , c'est-à-dire le signe de la résistance différentielle.

Ainsi, si dJ/dE est négatif (résistance différentielle négative), Δs est négatif : la production d'entropie est plus faible dans le cas du solide hétérogène que dans le cas du solide homogène. D'après le principe de la production minimale d'entropie, la formation des domaines est alors favorisée. On retrouve ici les résultats obtenus par des considérations purement électriques.

Le principe de la production minimale d'entropie permet, en plus, de préciser quels sont les champs

dans les deux régions du cristal [6]. Lorsque l'état stationnaire est atteint, les courants J_1 et J_2 sont égaux et l'on a :

$$Ts = J[E_A(1-x) + E_c x] = J \cdot E_0$$

où E_A est le champ dans la région à champ faible, E_c est le champ dans le domaine de champ intense, x est la longueur du domaine de champ intense.

L'état stationnaire la plus stable est défini, là encore, par la condition de production minimale d'entropie, c'est-à-dire ici par la condition : J minimal.

Dans cet état, le point représentatif de la phase à champ élevé est alors confondu avec le point V, où la caractéristique (J, E) a sa tangente horizontale. Les coordonnées J_v et E_v de ce point sont ordinairement appelées courant et champ de « vallée ». Le point de fonctionnement a de la phase à faible champ s'obtient alors en coupant la caractéristique (J, E) par l'horizontale d'ordonnée J_v (fig. 5).

4. Discussion

Le traitement thermodynamique précédent suppose que :

— les charges d'espace aux bords du domaine de champ intense n'occupent que des régions infiniment minces. Cela implique que le champ dans le domaine est constant (fig. 6). En fait, l'expérience montre que, dans les cas concrets, le champ n'est pas constant dans le domaine : il a, en général, une allure triangulaire [25], indiquant que les charges d'espace occupent pratiquement tout le volume du domaine.

— l'état stationnaire est atteint, c'est-à-dire qu'après la formation du domaine, les courants et les champs ont eu le temps de s'ajuster aux valeurs imposées par le nouvel équilibre, et que les charges d'espace ont atteint leur valeur permanente en chaque point.

Dans la pratique, ces conditions ne sont pas rigoureusement vérifiées, car on constate que les domaines se déplacent [3] dans le cristal : un point du cristal est successivement soumis à un champ faible, puis

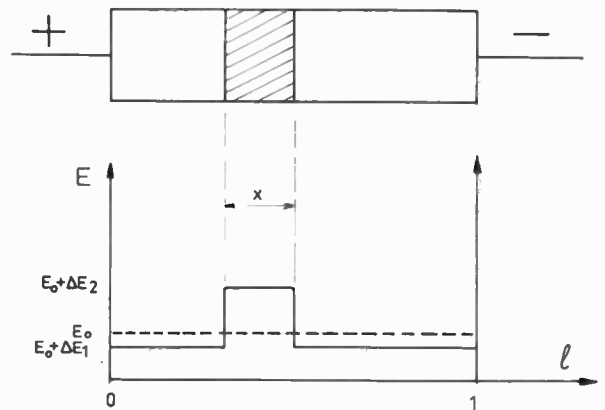


FIG. 6.

à un champ intense, puis à nouveau à un champ faible. Dans l'arséniure de gallium de haute résistivité, par exemple, le temps de relaxation diélectrique est de l'ordre de $100 \mu s$, de sorte que seuls les domaines à propagation lente seront justiciables de ce traitement thermodynamique.

Il faut enfin signaler, dans le cas pratique des domaines en mouvement, l'existence d'un courant supplémentaire, dû au déplacement des charges d'espace associées au domaine. Nous n'en avons pas tenu compte dans l'analyse thermodynamique où l'on suppose les domaines immobiles.

L'analyse thermodynamique, qui ne décrit que l'état stationnaire, ne nous indique donc, en toute rigueur, que les conditions de stabilité et d'équilibre le plus probable. Néanmoins elle fournit un ordre de grandeur acceptable des diverses grandeurs physiques, auquel il sera possible de se référer dans l'étude des domaines lents (voir 2^e partie, § 5).

5. Différents régimes de fonctionnement d'un cristal présentant une résistance différentielle négative

Le diagramme de la figure 5 permet de déterminer les différents régimes de fonctionnement du dispositif suivant la valeur de la tension appliquée au cristal.

1^{er} cas : $E_0 > E_s$. Le cristal est toujours instable, et il y a formation et propagation d'un domaine de champ intense. Ce domaine disparaît en arrivant à une électrode et il est alors remplacé par un autre domaine qui naît à l'électrode opposée, et ainsi de suite. Plus on augmente le champ, plus la largeur du domaine de champ intense augmente, le champ restant en principe constant dans chacune des phases.

2^e cas : $E_0 < E_a$. Le cristal est toujours stable. Le cristal ne présente qu'une seule phase et le champ est réparti de façon homogène.

3^e cas : $E_a < E_0 < E_s$. Le comportement du cristal dépend de son « passé électrique ». Deux cas peuvent se présenter :

— ou bien la tension a été appliquée progressivement sans dépasser le point S : le cristal est stable. Aucun domaine ne prend naissance ni ne parcourt le cristal, et le champ est réparti de façon homogène.

— ou bien un domaine a été créé artificiellement (par exemple en dépassant, un bref instant, le point S). Ce domaine se propage alors comme dans le premier cas. Mais lorsqu'il disparaît en arrivant à une électrode, aucun autre domaine ne le remplace et le cristal est désormais stable avec un champ homogène, jusqu'à ce qu'une cause extérieure vienne créer artificiellement un nouveau domaine.

Pour ces valeurs du champ électrique ($E_a < E_0 < E_s$), un domaine de champ intense ne peut apparaître spontanément, mais un domaine existant déjà peut continuer à se propager.

6. Nature et origine physique des domaines de champ intense

Un domaine de champ intense est une région où, malgré la présence d'un champ électrique très élevé, le courant est le même que dans le reste du cristal où le champ est faible. La zone de champ intense est donc une zone de haute résistivité.

Les phénomènes de résistance différentielle, négative avec formation de domaines ont surtout été observés jusqu'ici dans les semiconducteurs de type N ; nous nous bornerons donc à raisonner sur des électrons.

On sait que la densité de courant J , dans un matériau de type N, est donnée par l'expression :

$$J = E\sigma = \mu n E e$$

où σ est la conductibilité électrique,

μ est la mobilité des électrons,

n est la concentration en électrons,

e est la charge électronique élémentaire.

Les causes susceptibles de faire décroître J quand E augmente sont soit des causes agissant sur μ , soit des causes agissant sur n . De nombreux mécanismes peuvent modifier faiblement μ ou n , mais insuffisamment pour donner lieu à une résistance négative. En effet, l'expression de J montre que l'obtention d'une résistance négative nécessite non seulement que μ (ou n) décroisse, mais que le produit μE (ou nE) décroisse aussi. La mobilité μ (ou la concentration en électrons n) doit donc décroître, quand on augmente le champ électrique, plus vite que $1/E$. Peu nombreux sont les mécanismes capables de donner lieu à une décroissance aussi rapide de μ ou de n . A l'heure actuelle, on en connaît quatre :

1) Le couplage électron-phonon dans les cristaux piézoélectriques, responsable des oscillations acousto-électriques et des domaines de champ intense qui leur sont associés : les ondes acoustiques empruntent de l'énergie aux électrons lorsque ceux-ci ont tendance à dépasser la vitesse du son, ce qui a pour effet de freiner les électrons et de limiter pratiquement leur vitesse à celle du son [8] [9]. La création et la propagation de domaines par ce mécanisme ont été mises en évidence par R. VEILEX dans l'arséniure de gallium [7].

2) Le « transfert électronique interbande », c'est-à-dire le passage, sous l'effet du champ électrique, des électrons de conduction d'une bande à forte mobilité vers une bande à faible mobilité. Ce mécanisme est responsable de l'effet de Gunn [2], phénomène d'oscillations à très haute fréquence accompagnées de la propagation de domaines, qui a été observé dans l'arséniure de gallium. Il faut noter que ce mécanisme nécessite une structure particulière de la bande de conduction, qui ne se rencontre que dans quelques semiconducteurs [18].

3) L'extraction par le champ de porteurs minoritaires piégés qui, en se recombinant aux porteurs

majoritaires présents, réduisent leur durée de vie, et, par voie de conséquence, leur concentration [26]. Ces instabilités nécessitent la présence de porteurs minoritaires, donc d'une injection par les contacts ou d'une illumination du cristal [27]. Elles ont été observées dans le sélénium [28] et dans le sulfure de cadmium [27].

4) « L'effet de barrière » [12] qui est dû à la présence d'impuretés répulsives et qui tend à dépeupler la bande de conduction et à augmenter aussi la résistivité du cristal. Cet effet ne fait intervenir que des

porteurs majoritaires. Il ne nécessite donc ni injection, ni illumination, et il semble être, à l'heure actuelle, le mécanisme le plus général pour provoquer des phénomènes de résistance négative dans les semiconducteurs. Mis en évidence dans l'arséniure de gallium en 1962 [3], il a été observé depuis dans le germanium dopé à l'or [5] et dans le silicium [11].

Dans l'arséniure de gallium de type N et de haute résistivité, il donne lieu à des domaines de champ intense qui se déplacent très lentement et pour lesquels les conditions d'équilibre thermodynamique sont assez bien réalisées.

2^e PARTIE

LES INSTABILITÉS « LENTES » DANS LES SEMICONDUCTEURS

1. Manifestation du phénomène

Ces instabilités lentes ayant été observées pour la première fois dans l'arséniure de gallium, nous les décrirons dans ce matériau. Elles se présentent de façon similaire dans les autres semiconducteurs où elles ont été observées.

Lorsqu'on soumet un monocristal d'arséniure de gallium de type N et de haute résistivité à un champ électrique continu, la caractéristique (I , V) présente une partie ohmique qui s'étend depuis zéro jusque vers des champs de quelques centaines de volts par centimètre. Si l'on continue à augmenter la tension appliquée au cristal, la caractéristique (I , V) présente une étroite zone courbée où le courant croît moins

vite que ne l'indiquerait la loi d'Ohm (fig. 7). La pente de la courbe diminue progressivement et lorsque la pente s'annule, le cristal change totalement de comportement.

Soient, comme précédemment, E_s ce champ de seuil, et V_s la tension appliquée correspondante. Pour des tensions appliquées supérieures ou égales à V_s , on constate que le courant dans le cristal est non plus continu mais périodique [3]. L'allure du courant est représentée sur la figure 8 : le courant présente alternativement des paliers de valeur élevée (AB , EF) et des paliers de valeur faible (CD) séparés par des fronts raides (BC , DE). La profondeur de modulation est variable avec les échantillons, mais reste de l'ordre de 50 % à 70 %. La période du phénomène dépend des dimensions de l'échantillon et dépend fortement de la température. Par exemple, pour un échantillon de longueur 9,5 mm, pour lequel $V_s = 740$ V, la période va de 0,7 s à 50 °C à 100 s à -5 °C. Par contre, la tension de seuil dépend de la température.

On peut, par une méthode oscillographique de spot volant, visualiser, grâce aux propriétés photo-électriques de l'arséniure de gallium, la répartition du champ électrique à chaque instant dans le cristal [13]. Alors que le champ est régulièrement réparti dans le cristal tant qu'on reste dans le domaine de comportement ohmique (fig. 9a), la carte du champ se modifie considérablement en régime oscillant (fig. 9b) : le

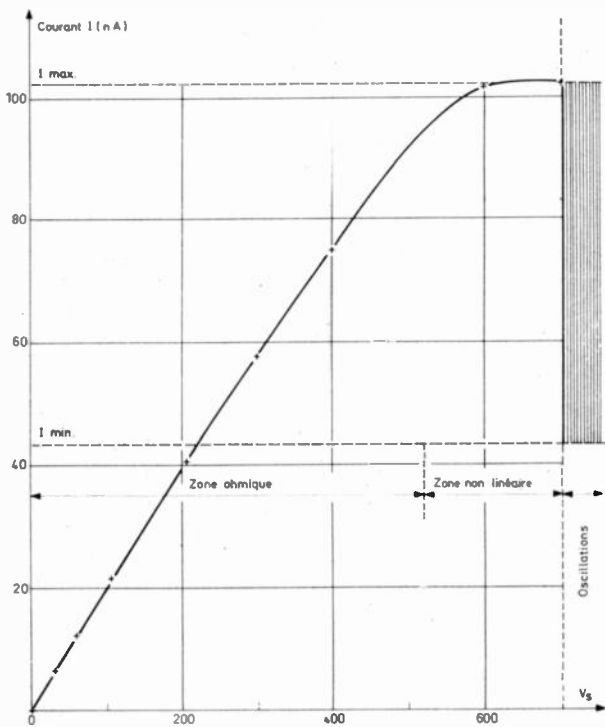


FIG. 7. — Courbe $I = f(V)$ pour de l'arséniure de gallium de haute résistivité.

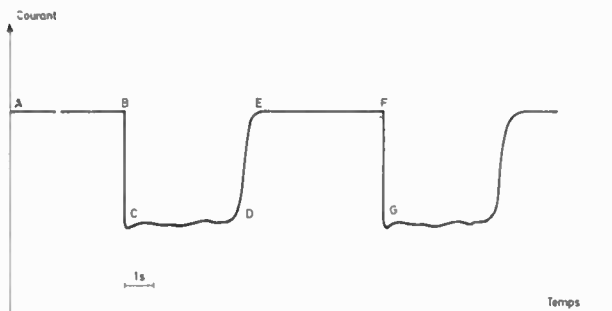


FIG. 8. — Courant en fonction du temps dans un cristal d'arséniure de gallium de haute résistivité en cours d'oscillation.

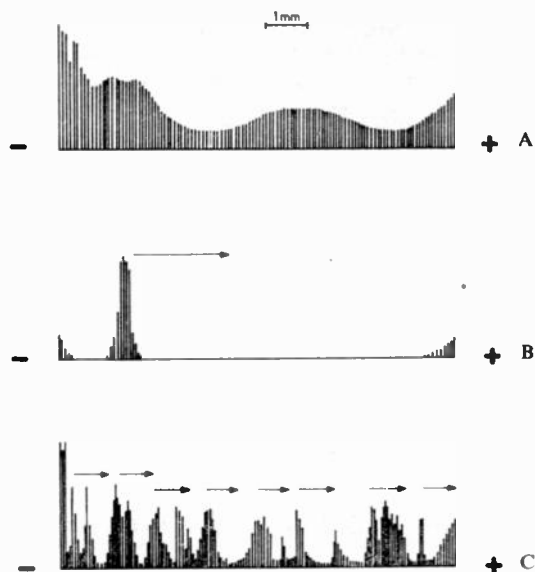


FIG. 9. — Analyse photoélectrique d'un cristal d'arséniure de gallium de haute résistivité.

- A. — En dessous du seuil des oscillations
- B. — En cours d'oscillation (un seul domaine)
- C. — En cours d'oscillation (plusieurs domaines).

courant étant à sa valeur élevée (*AB* fig. 8), on constate que le champ augmente soudain au contact négatif. Il s'en détache alors un « domaine » de champ intense qui chemine lentement vers l'anode (fig. 9*b*). Au moment où cette « vague » se détache, le courant décroît brusquement (*BC*) et se maintient à une faible valeur (*CD*) durant tout le parcours de la vague.

Lorsque celle-ci atteint l'anode, le courant remonte (*DE*) à sa valeur initiale. Après une certaine période d'attente, une nouvelle « vague » de champ intense se détache de la cathode et le cycle recommence.

2. Propriétés des domaines « lents »

Ces domaines « lents » présentent les différents régimes de fonctionnement examinés plus haut dans le cas général d'une résistance différentielle négative avec instabilité du courant :

- pour $V > V_s$, naissance spontanée et propagation d'un seul domaine, d'autant plus large que la tension appliquée est plus élevée (pour des tensions très élevées, on peut observer [3] la propagation simultanée de plusieurs domaines (fig. 9*c*),

- point $V_a < V < V_s$, propagation sans naissance spontanée,

- point $V < V_a$, comportement ohmique du cristal.

On constate que la présence du contact négatif n'est pas nécessaire à la naissance du domaine : celui-ci peut naître à en n'importe quel point du cristal pourvu que le champ électrique y soit plus élevé qu'ailleurs [13]. Cela montre qu'on a affaire à une résistance différentielle négative volumique.

Les mesures d'effet Hall (constante de Hall $= \frac{1}{R_H}$) et de conductivité (fig. 10) montrent que l'application

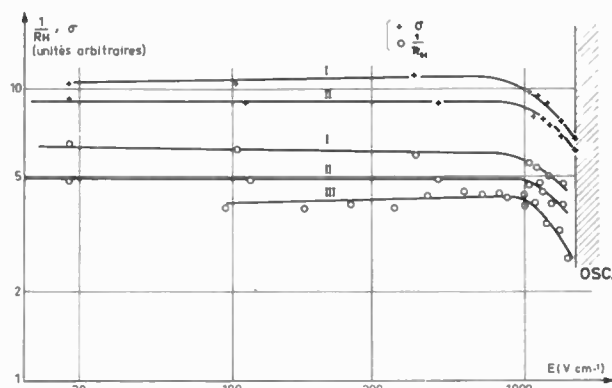


FIG. 10. — Effet Hall et conductivité en fonction du champ électrique.

d'un champ électrique élevé provoque une diminution de la concentration n en électrons libres, sans modification de la mobilité [13] [14]. Comme on pouvait s'y attendre, on constate que les instabilités se produisent dès que n décroît plus vite que $1/E$ (fig. 10).

L'entretien de ces domaines de champ intense fait intervenir des phénomènes lents : en effet, on peut couper la tension appliquée au cristal pendant un certain temps (30 à 50 ms à 20 °C dans l'arséniure de gallium de haute résistivité) sans que le domaine ne « meure » [13] ; on constate qu'il réapparaît au même endroit et continue sa propagation dès qu'on réapplique la tension au cristal. Des temps aussi longs montrent que l'entretien des domaines fait intervenir autre chose que des électrons libres (comme dans l'effet Gunn ou dans les oscillations acousto-électriques). Seule une capture par des pièges profonds peut rendre compte de temps aussi longs : c'est le temps d'attente d'un électron dans le piège. Les temps

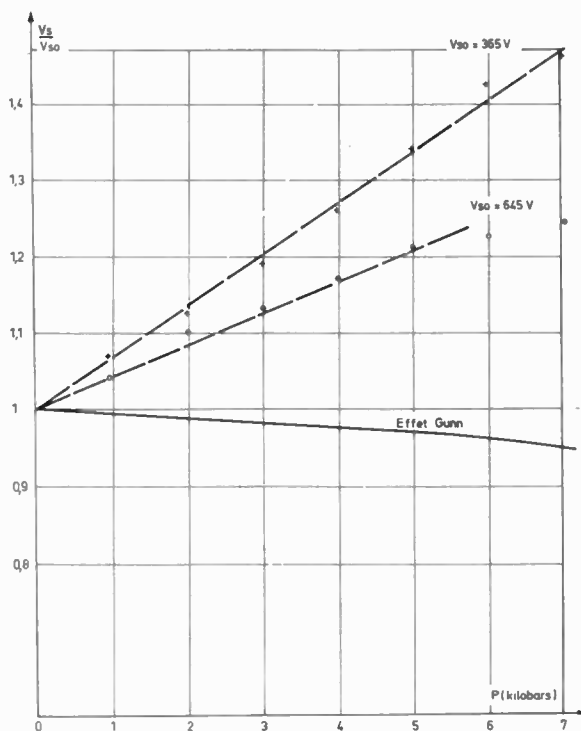


FIG. 11. — Variation du champ de seuil avec la pression. Comparaison avec l'effet Gunn.

mesurés dans l'arséniure de gallium permettent de chiffrer la profondeur du niveau associé au piège dans ce matériau : 0,5 à 0,7 eV en-dessous de la bande de conduction, valeur confirmée par la mesure de la vitesse des domaines en fonction de la température, qui indique une profondeur des pièges de $0,65 \pm 0,05$ eV [13].

Ces oscillations lentes se différencient de l'effet Gunn non seulement par l'ordre de grandeur des temps mis en jeu dans les transitions électroniques (de l'ordre de 10^{-11} s dans l'effet Gunn, 50 ms dans les oscillations lentes), mais aussi par le comportement du champ de seuil sous l'influence de la pression hydrostatique (dans le cas présent, le champ de seuil croît avec la pression [13] comme le montrent les courbes A et B de la figure 11, alors qu'il décroît dans le cas de l'effet Gunn [15]), et surtout enfin par le mécanisme qui cause la résistance différentielle négative : transfert interbande modifiant la mobilité dans le cas de l'effet Gunn, capture sur des centres répulsifs (effet de barrière) modifiant la concentration en électrons libres dans le cas des domaines lents.

3. L'effet de barrière : étude qualitative

Cet effet est lié aux propriétés de capture des électrons par des centres pièges (impuretés) chargés négativement.

La section efficace de capture d'un atome neutre vis-à-vis d'un électron est de l'ordre de sa section géométrique (10^{-15} cm²). Aucune force électrostatique ne venant, en première approximation, modifier la trajectoire de l'électron incident au voisinage de cet atome, on conçoit que sa section efficace de capture varie peu avec E .

Il n'en est pas de même pour un centre chargé négativement : le centre est entouré d'une barrière de potentiel répulsive (fig. 12) et seuls les électrons d'énergie suffisante pour franchir cette barrière pourront être capturés. Le centre présente donc une faible section efficace de capture aux électrons lents (10^{-17} cm² à la température ambiante). Sa section efficace croît avec l'énergie des électrons incidents et tend, pour des électrons très « chauds », vers la section efficace de l'atome neutre [16].

Par ailleurs, les diverses concentrations électroniques, dépendent des sections efficaces de capture. On sait, en effet que, pour un niveau situé dans la moitié supérieure de la bande interdite, la population résulte d'un équilibre dynamique entre le flux de montée des électrons vers la bande de conduction, et le flux de descente de cette bande vers le niveau.

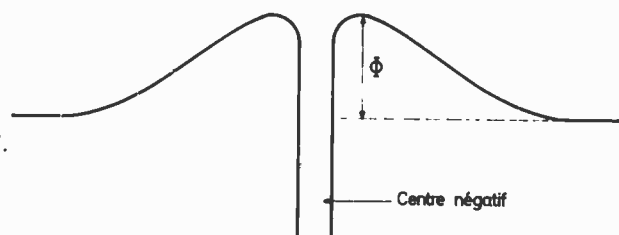


FIG. 12. — Potentiel au voisinage d'une impureté répulsive.

Dans le cas des impuretés répulsives, la probabilité de descente croît avec l'énergie des électrons de conduction ou, si l'on veut, avec la facilité avec laquelle ils peuvent franchir la barrière répulsive et être piégés. Le flux de descente croît donc avec le champ électrique. La probabilité de montée, par contre, ne dépend pas de l'énergie des électrons de conduction puisque l'électron qui est dans le piège est au « repos » à la température du réseau : elle est donc indépendante du champ électrique. L'effet du champ électrique est donc d'augmenter le flux de descente sans changer le flux de montée, ce qui a pour effet de dépeupler la bande de conduction. Par manque d'électrons libres, la région du cristal concernée par cet effet devient résistante, augmentant par là même le champ électrique local et rendant le phénomène auto-amplificateur.

4. L'effet de barrière : étude quantitative

A champ électrique nul et à l'équilibre, le flux de montée égale le flux de descente :

$$g_0 N_{T_0}^- = S_0 n_0 N_{T_0}^0$$

où g est la probabilité de montée du centre piège vers la bande de conduction,

S est la probabilité de capture d'un électron de la bande de conduction par un centre-piège (g et S sont des probabilités par unité de temps)

n est la concentration en électrons libres,

N_T^0 est la concentration en centres pièges non occupés.

N_T^- est la concentration en centres pièges remplis.

Le suffixe 0 se rapporte à l'état d'équilibre à champ nul.

En présence d'un champ électrique, l'état stationnaire devient :

$$g N_T^- = S n N_T^0$$

Comme $g = g_0$ (voir paragraphe précédent), on en déduit :

$$\frac{n}{n_0} = \frac{N_T^-}{N_{T_0}^-} \frac{N_{T_0}^0}{N_T^0} \frac{S_0}{S}$$

Dans l'arséniure de gallium de haute résistivité, matériau compensé, n est $\ll N_T$ [17]. Nous supposons de plus que $n \ll N_{T_0}^-$ et $N_{T_0}^0$, c'est-à-dire que le niveau de Fermi est au voisinage du niveau d'énergie du piège étudié. En posant $\Delta n = n_0 - n$, on a :

$$\frac{n}{n_0} = \frac{S_0}{S} \left[1 + \frac{\Delta n}{N_{T_0}^-} + \frac{\Delta n}{N_{T_0}^0} \right] \text{ soit : } \boxed{\frac{n}{n_0} \approx \frac{S_0}{S}}$$

Appliquons ce résultat à un cas concret : l'arséniure de gallium de haute résistivité ($n_0 = 10^8$ électrons par cm³) et contenant 10^7 impuretés chargées négativement par cm³, dont 50 % par exemple sont

peuplées d'électrons à champ nul. En prenant

$$\frac{S_0}{S} = \frac{1}{10}, \text{ on trouve :}$$

$$n = 10^7 = \frac{n_0}{10},$$

$$N_T^- = 5 \cdot 10^{16} + 9 \cdot 10^7 \approx N_{T_0}^- ,$$

$$N_T^0 = 5 \cdot 10^{16} - 9 \cdot 10^7 \approx N_{T_0}^0 .$$

On constate, sur cet exemple, que la résistivité de l'échantillon est multipliée par 10, alors que le taux d'occupation du niveau d'impuretés n'est pas altéré. Ce résultat ne dépend pratiquement pas de la concentration en impuretés [13], jusqu'à des concentrations aussi faibles que 10^{10} cm^{-3} . On voit ainsi que des traces d'impuretés suffisent à provoquer le phénomène de résistance négative. De même, on s'attend à le voir apparaître, dans le cas pratique où $N_T = 10^{17} \text{ par cm}^3$, pour toute résistivité du matériau comprise entre la résistivité intrinsèque ($10^9 \Omega \cdot \text{cm}$) et $400 \Omega \cdot \text{cm}$ environ [13]. Ce raisonnement tout à fait général s'applique d'ailleurs à n'importe quel semiconducteur et montre l'étendue des possibilités offertes par ce mécanisme pour déclencher des phénomènes de résistance différentielle négative.

Ces phénomènes de résistance négative ont été observés non seulement dans l'arséniure de gallium [3] [18] [19] [21] [22] et le sulfure de cadmium [20] où des centres pièges répulsifs sont présents de façon non intentionnelle, mais aussi dans des semiconducteurs comme le germanium [5] (dans lequel des impuretés répulsives Au^- ont été volontairement diffusées) ou comme le silicium dopé au cobalt [11].

5. Modèle de la barrière répulsive dans l'arséniure de gallium

Dans les calculs précédents, nous avons choisi arbitrairement $S_0/S = 1/10$, mais ce choix n'est qu'illustratif, S dépendant de E et de la répartition en énergie des électrons de conduction du semiconducteur. Pour préciser la loi de variation de S en fonction de E , il faut choisir un modèle de barrière répulsive (barrière de potentiel coulombienne due à la présence sur le centre d'une ou plusieurs charges négatives avant capture), chercher quelle est la hauteur effective de la barrière (pour les électrons de grande énergie, la barrière coulombienne est très mince et est par conséquent franchie par effet tunnel, même si l'électron n'a pas assez d'énergie pour passer au-dessus d'elle), et calculer enfin, pour chaque valeur de E , quel est le pourcentage d'électrons de conduction susceptible de franchir cette hauteur effective de barrière, c'est-à-dire d'être piégé par l'impureté.

C'est un problème d'électrons chauds et, dans ce domaine, les calculs sont très difficiles en raison des nombreuses grandeurs encore inconnues régissant les phénomènes de transport dans les semiconducteurs

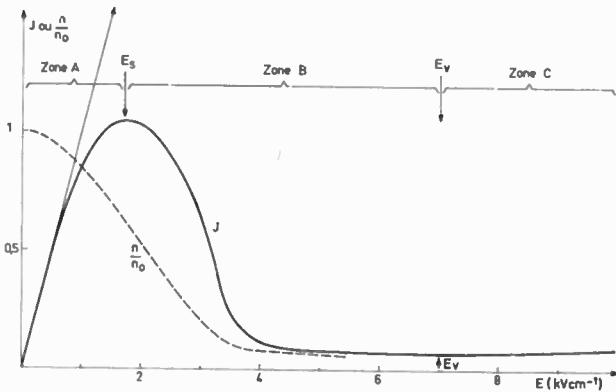


FIG. 13. — Courbe $J = f(E)$ calculée pour $\Phi = 80 \text{ meV}$

aux champs électriques élevés. Néanmoins, dans l'arséniure de gallium, l'introduction d'hypothèses simplificatrices sur la forme de la barrière et surtout sur la distribution en énergie des électrons de conduction (les électrons « chauffés » par le champ électrique sont supposés thermalisés et leur température est supposée déterminée uniquement par la diffusion polaire [23] [24]) a permis le calcul de la hauteur effective de la barrière répulsive, puis le calcul point par point de la courbe $n/n_0 = f(E)$ et de la caractéristique (J, E) des cristaux (fig. 13) [13]. La comparaison entre les concentrations électroniques calculées (courbe en trait plein de la figure 14) et les valeurs expérimentales obtenues par mesure de résistivité et d'effet Hall montre un excellent accord. De même, la valeur du champ de seuil E_s calculée ($1\,750 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) ne diffère que de 10 % de la valeur expérimentale ($1\,500$ à $1\,600 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$). Quant au champ et au courant dans le domaine, les considérations thermodynamiques de la première partie montrent qu'ils doivent être égaux au courant et au champ de vallée de la courbe (J, E) calculée. Là encore, courant et champ mesurés ne diffèrent que d'un facteur 2 des valeurs obtenues par application du principe de la production minimale d'entropie au modèle utilisé.

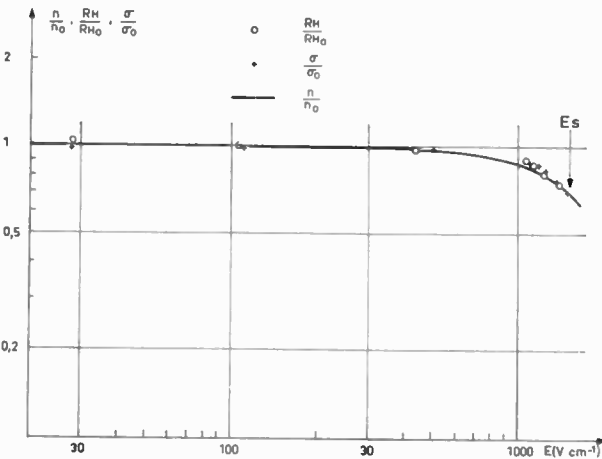


FIG. 14. — Nombre de porteurs de charges en fonction du champ électrique. Comparaison entre courbe théorique et points expérimentaux.

6. Conclusion

Il apparaît sur cet exemple que des modèles très simplifiés, comme c'est le cas du modèle précédent, peuvent rendre compte des phénomènes d'instabilité à basse fréquence dans les semiconducteurs et que le principe de la production minimale d'entropie, s'il n'est pas rigoureusement applicable (puisque'il néglige les régions de charge d'espace associées aux domaines, qu'il suppose le cristal thermalisé et l'état stationnaire atteint), fournit néanmoins un ordre de grandeur acceptable pour le courant et le champ dans le domaine.

Néanmoins, si ces modèles thermodynamiques fournissent une indication sur l'état stationnaire le plus probable, ils ne donnent pas de renseignements sur les propriétés dynamiques de ces instabilités : vitesse de nucléation des domaines et surtout vitesse de propagation des domaines.

Peu de théories existent encore à ce sujet : le problème est, en effet, très complexe car la propagation d'un domaine est une suite d'événements transitoires et les hypothèses simplificatrices de l'état stationnaire ne peuvent être conservées. Les calculs diffèrent suivant les approximations faites [29] [30] et suivant

les mécanismes physiques qui causent le ralentissement des électrons [29] [10], mais l'accord avec l'expérience est en général très grossier [13]. D'ailleurs, l'élaboration d'un modèle physique est difficile car les différents paramètres agissant sur la vitesse des domaines sont très mal connus. Souvent même, comme c'est le cas dans l'arséniure de gallium, la nature même de l'impureté répulsive est inconnue.

Il apparaît donc que l'étude de ces mécanismes complexes est rendue difficile par la présence de phénomènes transitoires et par le peu de pureté des matériaux où ces phénomènes ont été observés. Néanmoins l'effet de barrière, en raison de la lenteur des domaines qui lui sont associés, constitue un outil de choix pour aborder l'étude des propriétés dynamiques des domaines de champ intense. Les mesures sont en effet grandement facilitées par la faible vitesse de propagation de ceux-ci (on peut, par exemple, aisément mesurer la répartition instantanée du champ dans un domaine, ou suivre un domaine au cours de sa propagation). Enfin la généralité du mécanisme permet d'envisager son application à de nombreux semiconducteurs, à condition de pouvoir y introduire une impureté susceptible de prendre l'état de charge requis.

Bibliographie

- [1] McWHORTER A.L. et REDIKER R.H. — *Proc. Inst. Radio Engrs*, N.Y., 47, p. 1207 (1959).
- [2] GUNN J.B. — *IBM Journal of Research and Development*, 8, 2, pp. 141-159 (1964).
- [3] BARRAUD A. — *C.R. Acad. Sci. Paris*, t 256, pp. 3632-3635 (1963).
- [4] NORTHROP D.C. et al. — *Solid State Electronics*, Vol 7, pp. 17-30 (1964).
- [5] RIDLEY B.K., PRATT R.G. — *Physics Letters*, 4, p. 300 (1963).
- [6] RIDLEY B.K. — *Proc. Phys. Soc.*, 82, pp. 954-966 (1963).
- [7] VEILEX R. et al. — *Phys. Rev. Letters*, 9, 3, pp. 87-90 (1962).
- [8] SMITH R.W. — *Internat Jour. of Solid State Communications*, 3, 12, pp. 413-415 (1965).
- [9] QUENTIN G., THUILLIER J.M. — *Solid State Communications*, 4, pp. 3-7 (1966).
- [10] DÖHLER G. — *Phys. stat. sol.*, 24, p. 331 (1967).
- [11] MOORE J.S. et al. — *J.A.P.*, vol 37, 5, p. 2009 (1966).
- [12] RIDLEY B.K., et WATKINS T.B. — *Proc. Phys. Soc. London*, 78, p. 710 (1961).
- [13] BARRAUD A. — Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris (17 octobre 1967).
- [14] BARRAUD A. — *C.R. Acad. Sci. Paris*, t. 261, pp. 4373-4376 (1966).
- [15] HUTSON A.R. et al. — *Phys. Rev. Letters*, Vol. 14, pp. 639-641 (1965).
- [16] RIDLEY B.K. — *J. Phys. Chem. Solids*, 22, pp. 155-158 (1961).
- [17] ALLEN J.W. — *Nature*, 187, p. 403 (1960).
- [18] McWHORTER A.L., FOYT A.G. — *IEEE Trans. on Electron Devices*, ED 13, 1, p. 79 (1966).
- [19] KARKHANIN Y.I., TRETYAK O.V. — *Fiz. Tverdogo Tela*, 7, 11, p. 3451 (1965).
- [20] BOËR K.W. — *Jour. Chem. Solids*, 22, pp. 123-128 (1961).
- [21] DAY G.F. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 10, 3, p. 383 (1965).
- [22] HEEKS J.S. — *IEEE Trans. on Electron Devices*, ED. 13, 1, pp. 68-79 (1966).
- [23] BUTCHER P.N., FAWCETT W. — *Proc. Phys. Soc.*, 86, pp. 1205-1219 (1965).
- [24] STRATTON R. — *Proc. Roy. Soc. London*, 246 A, pp. 406-422 (1958).
- [25] McCUMBER D.E., CHYNOWETH A.G. — *IEEE Trans. on Electron Devices* ED 13, 1, pp. 4-21 (1966).
- [26] DÖHLER G. — *Phys. Stat. Sol.*, 19, p. 555 (1967).
- [27] POLKE M. et HASTLER K. — *Phys. Stat. Sol.*, 9, p. 851 (1965).
- [28] KIESS H. — *Phys. Stat. Sol.*, 4, p. 107 (1964).
- [29] RIDLEY B.K. — *Phys. Letters*, Vol. 16, 2, p. 105 (1965).
- [30] BONCH-BRUEVICH V.L. — *Fizika Tverdogo Tela*, 8, 6, p. 1753 (1966).

Amplification acoustique et effet acoustoélectrique

dans les semiconducteurs piézoélectriques

C. HERVOUET - J.-P. ROPÉ

RTC - La Radiotechnique - Compelec

1. Introduction :

Forces exercées entre les électrons et le réseau cristallin. Courant électrique.

Soit un cristal parfait constitué par la répétition périodique dans l'espace d'un motif cristallin, ce motif pouvant être formé d'un ou plusieurs atomes ou ions. Considérons des électrons de masse m_0 (masse de l'électron libre) dans ce cristal. Soumis au potentiel périodique du cristal, ces électrons se comportent comme s'ils étaient libres, mais avec une masse m différente de m_0 et qu'on appelle masse effective. Les équations du mouvement des électrons dans un cristal parfait sont donc celles d'électrons libres mais de masse m .

La périodicité du potentiel du réseau peut être détruite par la présence d'impuretés neutres ou ionisées, par l'existence de dislocations, ou plus simplement par les vibrations thermiques qui, par leur nature désordonnée, rompent évidemment la symétrie de translation du cristal.

Cette rupture de symétrie est, bien sûr, très faible (l'amplitude des vibrations thermiques du réseau est en effet petite devant la distance entre deux motifs cristallins plus proches voisins, et le nombre d'impuretés et de dislocations est très inférieur au nombre d'atomes du réseau) ; elle est suffisante cependant pour limiter la vitesse des électrons dans le réseau et modifier l'équation du mouvement des électrons en y ajoutant un terme de « viscosité ». Cette équation s'écrit alors, pour un électron de vitesse $\vec{v}$:

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \frac{m\vec{v}}{\tau} \quad (1)$$

* Cette étude est sous contrat DRME.

Elle exprime bien que l'accélération de l'électron est égale à la somme de toutes les forces exercées sur l'électron. $\vec{F}$ est en effet la force due aux champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ et le terme $-m\vec{v}/\tau$ représente la force exercée sur l'électron par le réseau. La quantité τ , homogène à un temps, est approximativement le temps moyen entre deux « collisions » des électrons avec le réseau. (Par loi de l'action et de la réaction, la force exercée par un électron sur le réseau est $+m\vec{v}/\tau$).

Dans la suite, nous ne ferons intervenir que des champs électriques. Comme la densité de courant $\vec{J}$ est égale par définition à :

$$\vec{J} = nq\vec{v}$$

où n est le nombre de porteurs (électrons ou trous) par unité de volume, et q leur charge en valeur algébrique ($-|q|$ pour les électrons, $+|q|$ pour les trous), nous pouvons écrire :

$$nq\tau \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{nq^2\tau}{m} \vec{E} - \vec{J}$$

Si la vitesse varie à la pulsation ω , on voit que le terme de gauche est négligeable devant $\vec{J}$ si $\omega\tau \ll 1$. Nous supposons que cette condition sera toujours réalisée dans la suite. Dans ce cas, on a :

$$\vec{J} = nq\mu\vec{E} \quad (2)$$

où $\mu = q\tau/m$ est par définition la mobilité (algébrique ici) des porteurs. Pour des électrons cette mobilité sera donc négative. Cette équation traduit la loi

d'Ohm bien connue. Elle exprime le fait que la vitesse moyenne des électrons, après plusieurs « collisions », est proportionnelle à $\vec{E}$. Entre deux collisions, la vitesse des électrons est en effet égale à leur vitesse d'agitation thermique, en module. Par suite, le libre parcours l des électrons, qui est par définition le chemin qu'ils parcourent entre deux collisions, est égal au produit de cette vitesse thermique par le temps τ .

Si le champ $\vec{E}$ n'est pas homogène dans tout le cristal, mais varie notablement sur une distance λ , la relation (2) entre $\vec{J}$ et $\vec{E}$ ne sera valable que si $\lambda \gg l$.

Nous ne pouvons en effet moyenner la vitesse des électrons sur plusieurs distances l en supposant $\vec{E}$ constant que si $\vec{E}$ varie très peu sur plusieurs libres parcours des électrons.

Nous utiliserons plus loin la relation (2) pour des champs variant sinusoidalement dans l'espace et dans le temps avec une longueur d'onde λ et une pulsation ω . Cela limitera la validité de notre calcul à des longueurs d'onde et à des pulsations telles que $\lambda \gg l$ et $\omega\tau \ll 1$.

2. Forces exercées entre les électrons et le réseau, siège d'une vibration acoustique cohérente. Piézoélectricité

Nous venons de voir que le réseau exerce une force sur les électrons et que c'est cette force qui limite la vitesse des électrons dans le réseau. Cette force est due soit à la présence de défauts de réseau (impuretés, dislocations) soit aux vibrations thermiques désordonnées du réseau. Nous allons nous intéresser, dans la suite, aux forces exercées sur un électron par une onde acoustique se propageant dans le réseau cristallin. Ces forces sont différentes de celles exercées par les vibrations thermiques du réseau pour deux raisons. La première est qu'il existe généralement dans un réseau deux types de vibrations thermiques, soit acoustiques, soit optiques, et que ces dernières n'agissent pas sur les électrons de la même manière que les précédentes. La seconde est que les vibrations thermiques sont désordonnées, alors qu'une onde acoustique se propageant dans un cristal est ordonnée.

Considérons donc une onde acoustique de pulsation ω et de longueur d'onde λ (ou de nombre d'ondes $k = 2\pi/\lambda$) se propageant dans la direction Ox . Le déplacement local du cristal au point x et à l'instant t est donc égal à la partie réelle de :

$$\vec{U} = \vec{U}_0 e^{j(kx - \omega t)}.$$

Pour une onde acoustique, la relation de dispersion reliant ω et k est $\omega = v_s k$, v_s étant la vitesse du son.

Cette onde acoustique n'agira sur les électrons que si un couplage se fait entre les deux, c'est à-dire si une force créée par l'onde acoustique agit sur les électrons.

Deux types de forces nous viennent alors à l'esprit :

— Des forces dues au fait que le réseau a localement

une vitesse instantanée égale à $\delta\vec{U}/\delta t$, différente de zéro (les vibrations thermiques donnent une vitesse nulle)

— Des forces dues à des champs électriques ou magnétiques si l'onde est couplée à de tels champs.

Le premier type de forces entraîne un effet négligeable dans les semiconducteurs, mais qui peut être important dans les métaux. C'est l'effet de « collision-drag » : localement les électrons ont, après une collision sur le réseau, en l'absence de tout champ électrique ou magnétique, une vitesse instantanée égale à $\delta\vec{U}/\delta t$. Nous négligerons cet effet puisque nous nous intéressons essentiellement aux semiconducteurs.

Le deuxième type de forces est celui auquel nous nous intéressons désormais exclusivement.

Parmi les divers mécanismes susceptibles de coupler une onde acoustique à un champ électrique, il en est un particulièrement simple : la piézoélectricité. Rappelons brièvement de quoi il s'agit : une contrainte mécanique appliquée à un corps piézoélectrique y crée non seulement une déformation, mais aussi un champ électrique. Réciproquement, un champ électrique appliqué à un corps piézoélectrique y crée une déformation et une contrainte. Cet effet se traduit par deux relations linéaires reliant entre eux, de manière tout à fait générale, les tenseurs de contrainte $\vec{T}$, de déformation $\vec{S}$, les vecteurs champ et induction électriques $\vec{E}$ et $\vec{D}$.

On peut montrer que, pour certaines directions cristallines, ces relations tensorielles se simplifient considérablement et prennent une allure scalaire. Par exemple dans l'arséniure de gallium (cristal cubique) dans la direction $[1, 1, 1]$ que nous pouvons prendre pour axe Ox , on a alors des relations :

$$T_{xx} = c \frac{\delta U_x}{\delta x} - e E_x$$

$$D_x = \varepsilon E_x + e \frac{\delta U_x}{\delta x}$$

reliant, d'une part la projection sur Ox , T_{xx} , de la contrainte s'exerçant sur une face perpendiculaire à Ox , à la déformation longitudinale $\delta U_x/\delta x$ et au champ longitudinal E_x , d'autre part l'induction longitudinale D_x à E_x et $\delta U_x/\delta x$.

Nous supposons par la suite avoir affaire à des ondes acoustiques soit purement longitudinales soit purement transversales, couplées à des champs et inductions électriques purement longitudinaux, de manière à ce que des relations du type

$$\left. \begin{aligned} T &= c \frac{\delta U}{\delta x} - e E_x \\ D_x &= \varepsilon E_x + e \frac{\delta U}{\delta x} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

soient valables.

Remarquons au passage que ces équations considèrent le réseau comme un milieu continu, et ne sont donc valables, quand on les applique à des ondes acoustiques, que si leur longueur d'onde λ est très supérieure au paramètre du réseau (ce qui sera toujours le cas pour celles que nous étudierons).

3. Amplification d'une onde acoustique dans un semiconducteur piézo-électrique

Si nous injectons dans un semiconducteur piézoélectrique une onde acoustique telle que le déplacement local du réseau soit de la forme $\text{Re } U e^{j(kx - \omega t)}$, nous aurons couplé à cette vibration une contrainte T_s , un champ E_{sx} et une induction D_{sx} , modulés, eux aussi, en $e^{j(kx - \omega t)}$. La modulation de l'induction électrique entraînera la modulation du nombre de porteurs dans le cristal, si celui-ci est conducteur, par la relation de Gauss (dans la suite nous n'écrirons pas les indices x) :

$$\frac{\delta D_s}{\delta x} = (n - n_0) q \quad (4)$$

n_0 représentant le nombre de porteurs à l'équilibre en l'absence de toute onde acoustique, n celui en présence d'une onde acoustique. La charge $-n_0 q$ est en effet celle, par unité de volume, des ions du réseau même en présence d'une onde acoustique, puisque les ions sont fixés au réseau. Ceci n'est vrai, en toute rigueur, que pour une onde acoustique transversale qui ne comprime ni ne dilate le réseau. Pour une onde longitudinale, la charge des ions est $-n_0 q \left(1 - \frac{\delta U}{\delta x}\right)$ mais

cette modulation de la densité des ions est négligeable devant celles des électrons qui, eux, ne sont pas liés rigidement au réseau. C'est pourquoi nous n'en tiendrons pas compte. Nous pourrions donc écrire :

$$n = n_0 + \text{Re } n_s e^{j(kx - \omega t)}.$$

Si nous nous souvenons maintenant que la densité de courant est reliée au champ électrique par l'équation (2), nous allons pouvoir calculer D_s , E_s et n_s . En effet, si nous appliquons une tension continue à notre échantillon, le champ électrique s'écrira $E = E_0 + \text{Re } E_s e^{j(kx - \omega t)}$, E_0 étant le champ continu local. Reportant alors les expressions de n et E dans l'équation (2), nous obtenons :

$$J = (n_0 + \text{Re } n_s) q \mu (E_0 + \text{Re } E_s) - q D_a \text{Re } \frac{\delta n_s}{\delta x}. \quad (5)$$

Nous avons volontairement omis ici les exponentielles pour ne pas alourdir l'équation. Le terme en $\delta n_s / \delta x$ exprime la partie du courant de conduction due à la diffusion des porteurs des endroits de forte vers ceux de faible densité de porteurs. D_a est appelé coefficient de diffusion (il est pris ici en valeur algébrique et est négatif pour les électrons, positif pour les trous).

Si nous ne retenons de l'expression du courant que les termes linéaires en exponentielle, nous obtenons l'expression du courant lié à l'onde acoustique :

$$J_s = n_0 q \mu (\text{Re } E_s) + (\text{Re } n_s) q \mu E_0 - q D_a \left(\text{Re } \frac{\delta n_s}{\delta x} \right). \quad (6)$$

Il nous est possible maintenant de calculer D_s , n_s et E_s en combinant astucieusement les équations ci-dessus et en tenant compte de l'équation de continuité du courant. Ayant alors les expressions de D_s , n_s et E_s , qui sont évidemment linéaires en U , il suffit de les reporter dans l'équation de mouvement du réseau pour calculer le coefficient α d'amplification de l'onde. Cette équation s'écrit tout simplement (force = masse $\times$ accélération) :

$$\rho \frac{\delta^2 U}{\delta t^2} = \frac{\delta T}{\delta x} + n_s q E_x.$$

Ici ρ est la masse volumique du cristal et T , rappelons-le, la contrainte. Le premier terme $\delta T / \delta x$ est la force habituelle due à l'inhomogénéité de la contrainte. Le deuxième terme, qui n'existe que pour une onde longitudinale, est égal à la somme de la force due à l'action du champ électrique sur les ions contenus dans un volume unité $-n_0 q E_{sx}$ et à celle des électrons sur le réseau $n \frac{mv}{\tau}$ d'après la remarque faite après l'équation (1) sur la force de viscosité. Remarquons tout de suite que ce terme joue un rôle négligeable. En effet, ce n'est pas l'action directe des électrons sur le réseau qui joue un grand rôle dans le phénomène d'amplification des ondes acoustiques que nous étudions, mais l'action indirecte par l'effet piézoélectrique traduit par l'équation (3).

L'effet important des électrons est d'influencer la modulation de E_s qui elle-même réagit sur les propriétés élastiques du réseau d'après les équations (3).

Le calcul du gain α se fait simplement en remplaçant k par $k - j\alpha$ dans les équations, car l'onde est alors en $e^{\alpha x} e^{j(kx - \omega t)}$. On obtient :

$$\alpha = - \frac{e^2}{2\epsilon c v_s} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Omega^2}. \quad (7)$$

Ici v_s est la vitesse du son ($\omega = v_s k$ pour une onde acoustique),

$$\gamma = 1 - \frac{\mu E_0}{v_s}, \quad \Omega = \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D},$$

avec $\omega_c = \frac{n_0 q \mu}{\epsilon}$, pulsation de relaxation diélectrique

$$\text{et } \omega_D = \frac{v_s^2}{D_a}.$$

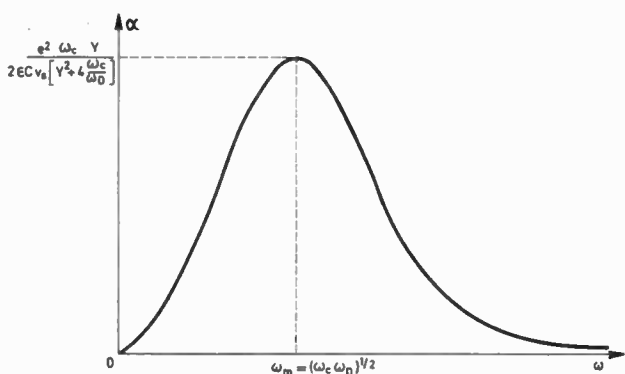


FIG. 1. — Gain piézoélectrique α en fonction de la pulsation à γ donné.

Le lecteur désireux de trouver le calcul complet pourra en prendre connaissance dans la référence [1]. Le même principe de calcul est utilisé dans l'article de M. GOUVERNELLE publié dans ce numéro, pp

Quelles conclusions pouvons-nous tirer de la formule de gain α ? Le gain varie avec la pulsation ω , et, à valeur du paramètre γ donnée, il présente un maximum pour une fréquence $\omega_m = (\omega_c \omega_D)^{1/2}$. Pour les physiciens du solide, nous dirons que cette pulsation correspond à la longueur d'onde d'écran de DEBYE L_d . Ainsi, pour une longueur d'onde inférieure à celle d'écran, les champs électriques alternatifs liés à l'onde acoustique ne sont pas écrantés par les porteurs de charge. Comme le « piégeage » des charges dans les creux de potentiel de l'onde acoustique est le phénomène fondamental de l'amplification piézoélectrique, on conçoit que si $\lambda < L_d$ l'amplification diminue à mesure que λ décroît puisqu'alors la diffusion des porteurs joue un rôle de plus en plus grand.

La figure 1 donne l'allure de la variation de α en fonction de ω .

Deuxième conclusion importante ; le signe du gain α est celui de $-\gamma$, c'est-à-dire que α est positif si $\mu E_0 > v_s$, et dans ce cas on a réellement un gain, alors que si $\mu E_0 < v_s$, α est négatif et on a une perte. En particulier, on a perte quand on n'applique pas de champ électrique à l'échantillon, ce qui est logique puisque, dans ce cas, aucune énergie n'est fournie de l'extérieur pour amplifier l'onde. La figure 2 donne l'allure de la courbe $\alpha(\gamma)$ à ω donné.

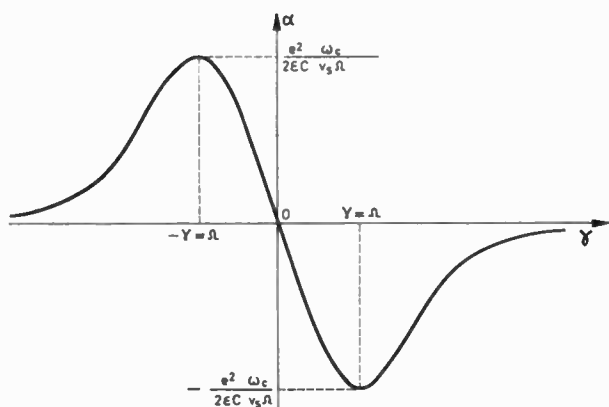


FIG. 2. — Gain piézoélectrique α en fonction de γ à ω donné.

Le résultat le plus important de cette discussion est donc que, dans un semiconducteur piézoélectrique, il est possible d'amplifier des ondes acoustiques si l'on applique un champ électrique tel que $\mu E_0 > v_s$.

Pourquoi nous limitons-nous aux semiconducteurs, alors qu'a priori rien, dans le phénomène, ne nous empêche de l'appliquer aux métaux ? C'est tout simplement que les métaux possédant des densités de porteurs beaucoup plus grandes que les semiconducteurs, pour une vitesse moyenne des porteurs égale à la vitesse du son, la densité de courant y serait énorme, et telle que le métal serait détruit par fusion. Il est donc impossible d'amplifier des ondes acoustiques par ce processus, dans les métaux.

Jusqu'à présent, nous ne nous sommes intéressés qu'à l'amplification ou à l'atténuation d'une onde acoustique par interaction avec les électrons. Il ne faut cependant pas oublier qu'une onde acoustique injectée dans un isolant non piézoélectrique s'y atténue par interaction avec les vibrations thermiques et les défauts du réseau cristallin. Ces interactions provoquent une atténuation de l'onde qui peut être caractérisée par un coefficient $\beta(\omega)$ dépendant de la fréquence. Si $\frac{1}{2} \rho \left(\frac{\delta U}{\delta t} \right)^2 = \frac{1}{2} \rho \omega^2 U^2$ est l'énergie acoustique contenue dans l'unité de volume, le flux $\varphi(\omega)$ d'énergie acoustique, qui se propage à la vitesse du son v_s , est :

$$\varphi(\omega) = \frac{1}{2} \rho \omega^2 U^2 v_s. \quad (8)$$

Le coefficient $\beta(\omega)$ est défini par :

$$\beta(\omega) = - \frac{1}{\varphi(\omega)} \frac{d\varphi(\omega)}{dt v_s}. \quad (9)$$

Par suite, le gain net du flux acoustique dans un semiconducteur piézoélectrique est égal au gain dû au couplage piézoélectrique, moins le coefficient d'atténuation :

$$\frac{d\varphi}{dt} = (2\alpha - \beta) v_s \varphi. \quad (10)$$

Le gain calculé α est, en effet, celui de l'amplitude de l'onde ; ceci explique le facteur 2 dans l'expression précédente. C'est un gain par unité de longueur, or pendant le temps dt l'onde qui va à la vitesse du son s'amplifie sur une longueur $v_s dt$, d'où (10).

Sur la figure 3, nous avons représenté les courbes $2\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ pour des ondes acoustiques se propageant dans l'arséniure de gallium dans la direction $[1, 1, 0]$. On voit immédiatement que pour une valeur donnée du paramètre γ , c'est-à-dire du champ électrique, il y a gain net seulement pour une bande de fréquence ω_1, ω_2 centrée autour de ω_m définie précédemment.

Quelles sont les limites de validité du calcul que nous venons de résumer ? Nous n'avons utilisé que des formules linéarisées en négligeant les termes non liné-

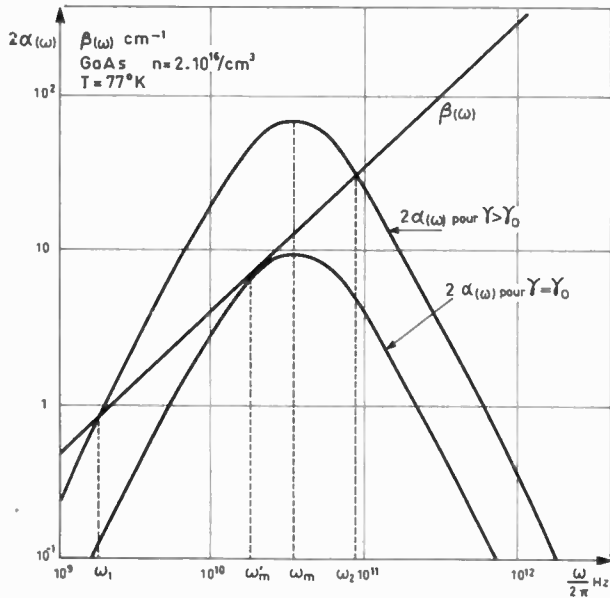


FIG. 3. — Gain piézoélectrique α et atténuation phonon-phonon β en fonction de la pulsation ω . La valeur γ_0 correspond au champ E_0 tel que le gain acoustique total est nul.

aires à fréquence nulle et à fréquence double. La formule du gain α est donc valable aux faibles signaux.

Intéressons-nous maintenant à l'effet non linéaire produit sur la composante continue J_0 du courant. D'après (5), elle s'écrit :

$$J_0 = n_0 q \mu E_0 + q \mu \operatorname{Re} \frac{n_s E_s^*}{2} = n_0 q v_e. \quad (11)$$

Par définition de J_0 , v_e est la vitesse moyenne d'entraînement des porteurs. Le terme non ohmique de cette égalité est appelé courant acoustoélectrique. Tant qu'on est dans la limite des faibles signaux, ce terme est très faible et il est en U^2 , c'est-à-dire qu'il est proportionnel au flux acoustique φ dont nous avons déjà parlé. La théorie montre que ce courant acoustoélectrique J_{ae} peut toujours se mettre sous la forme :

$$J_{ae} = -2\mu \frac{\alpha \varphi}{v_s}. \quad (12)$$

Cette relation est toujours valable, même en régime non linéaire, à condition d'exprimer le gain par sa vraie formule et non par celle calculée plus haut dans l'approximation linéaire. Bien que nous ne sachions pas calculer la formule de α en non linéaire, l'équation (12) nous sera utile par la suite. Elle nous apprend en particulier que, quand il y a réellement gain piézoélectrique ($\alpha > 0$), quel que soit le type de porteurs, le courant acoustoélectrique est de sens opposé à la partie ohmique du courant. Inversement, si $\alpha < 0$, le courant acoustoélectrique est de même sens que la partie ohmique du courant. Tout ceci est facile à vérifier à partir des formules (7) et (12), mais attention au signe des quantités algébriques !

Revenons maintenant à l'expression du gain α . Nous avons vu que celui-ci est positif quand $\mu E_0 > v_s$. Tant que le courant acoustoélectrique est négligeable,

cette inégalité est équivalente d'après (11) à $v_e > v_s$. Dans un matériau parfait, sans pertes acoustiques (à basse température où $\beta(\omega) \simeq 0$), on a donc amplification acoustique dès que la vitesse d'entraînement des porteurs est supérieure à la vitesse du son, et atténuation dans le cas contraire.

De même, si le coefficient $e^2/2\epsilon c v_s$ qui apparaît en facteur dans l'expression du gain piézoélectrique α est suffisamment fort, une petite valeur de γ peut être suffisante pour donner au gain 2α une valeur très supérieure aux pertes β . Par suite, dans ce cas-là aussi, on a amplification pratiquement dès que la vitesse moyenne des porteurs v_e est égale à la vitesse du son v_s . C'est le cas de matériaux tels que le sulfure de cadmium CdS, le tellure Te, l'oxyde de zinc ZnO.

4. Amplification de certaines vibrations acoustiques thermiques. Effet acoustoélectrique

Nous n'avons jusqu'ici parlé des vibrations thermiques du réseau qu'en termes méprisants, en les considérant comme des empêcheuses de tourner en rond. Soit elles exerçaient une force de viscosité sur les électrons, limitant ainsi l'action du champ électrique (loi d'Ohm), soit elles atténuaient les ondes acoustiques injectées dans un cristal. Nous allons maintenant utiliser certaines d'entre elles.

Nous avons montré, en effet, que nous pouvions amplifier des ondes acoustiques de polarité convenable (longitudinale ou transversale) se propageant dans certaines directions, en appliquant un champ électrique suffisamment élevé. Parmi toutes les vibrations thermiques du réseau, il en est évidemment de polarité et de direction de propagation convenable, telles qu'elles sont couplées piézoélectriquement à des champs électriques. Il est donc possible de les amplifier.

En première approximation, le calcul fait plus haut pour l'amplification d'une onde acoustique seule est encore valable. Nous pouvons donc dire que l'application d'un champ électrique dans une direction bien choisie permet d'amplifier toutes les vibrations thermiques de polarité et direction de propagation convenables, comprises dans la bande de fréquence $[\omega_1, \omega_2]$ mentionnée plus haut.

D'après la figure 3, nous voyons que, pour une valeur de champ électrique donné, le spectre de fréquence amplifié est théoriquement très étroit et centré autour d'une fréquence ω'_m . Par suite, l'expression du courant donné en (5) pour une seule fréquence est encore valable :

$$J_0 = q \mu \left(n_0 E_0 + \operatorname{Re} \frac{n_s E_s^*}{2} \right).$$

Nous en déduisons que l'amplification de certaines vibrations thermiques du réseau par application d'une tension donnée va créer un courant acoustoélectrique dans un échantillon si le produit coefficient d'amplification par unité de longueur $\times$ longueur de l'échantillon est suffisamment grand.

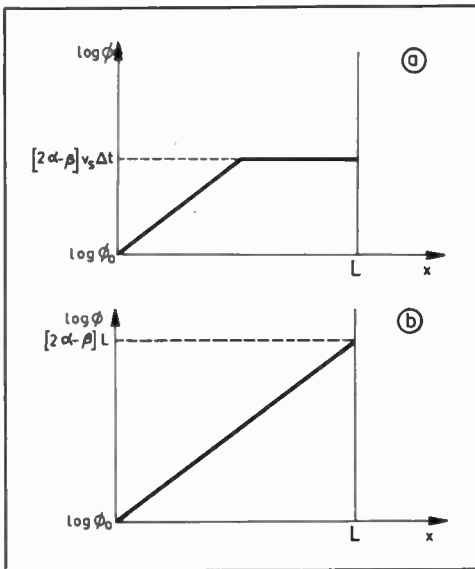


FIG. 4.

a) Répartition des phonons dans l'échantillon au bout d'un temps $\Delta t < L/v_s$. — b) Répartition des phonons dans l'échantillon au bout d'un temps $\Delta t \geq L/v_s$.

Dans un échantillon homogène, le champ électrique E_0 est homogène tant que la loi d'Ohm est suivie, c'est-à-dire tant que le courant acoustoélectrique est négligeable. Par suite, le gain α est le même sur toute la longueur de l'échantillon. Comme, d'autre part, les pertes acoustiques traduites par le coefficient β sont elles aussi les mêmes dans tout le matériau, il s'en suit que si à partir de l'instant $t = 0$, nous appliquons une tension continue constante, la répartition du flux d'énergie acoustique dans l'échantillon a l'allure donnée sur les figures 4a et b ; pour l'obtenir, il suffit d'intégrer la formule (10) en faisant $dx = v_s dt$. Du moins cette répartition est-elle valable tant que le courant acoustoélectrique est négligeable.

Quand ce n'est plus le cas, que se passe-t-il ? Admettons que le résultat donné par la théorie linéaire est encore valable et que le gain est fonction du paramètre $\mu E_0/v_s - 1$. Rappelons-nous que nous sommes à tension constante V , c'est-à-dire que L étant la longueur de l'échantillon :

$$\int_0^L E_0(x, t) dx = V.$$

D'autre part, la densité de courant est homogène dans tout l'échantillon, c'est-à-dire que :

$$n_0 q \mu \left[E_0(x, t) + \frac{J_{ae}(x, t)}{n_0 q \mu} \right] = F(t).$$

Comme nous l'avons déjà vu, quand α est positif le courant acoustoélectrique J_{ae} est de signe opposé au courant ohmique. Nous pouvons en déduire que là où J_{ae} est élevé en valeur absolue le champ E_0 est lui aussi élevé ; là où J_{ae} est faible, E_0 est faible. Nous avons donc tendance à avoir une répartition inhomogène du champ électrique. A tension appliquée constante, celui-ci a tendance à croître en valeur absolue là où le flux

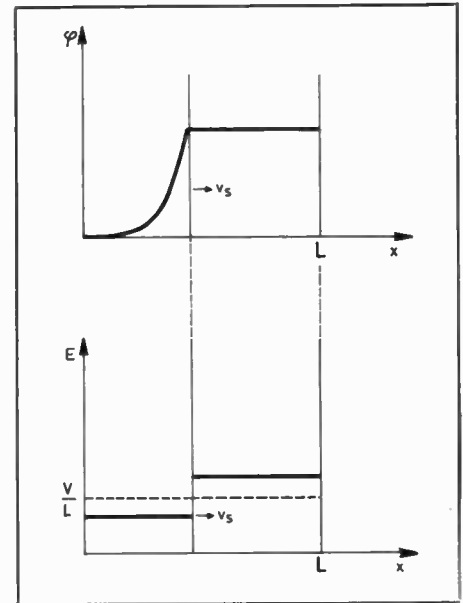


FIG. 5.

acoustique est élevé. Comme le gain α augmente avec la valeur absolue du champ, cette réaction en chaîne entraîne la formation d'une zone de fort champ électrique et d'une autre de bas champ électrique, comme il est indiqué sur la figure 5. La région gauche où le flux acoustique prend naissance a un courant acoustoélectrique négligeable (comme son flux acoustique) : elle est ohmique. Comme son champ électrique est inférieur au champ électrique moyen constant V/L appliqué, le courant qui circule dans l'échantillon est inférieur à la valeur ohmique correspondant au champ V/L .

Résumons-nous. A $t = 0$ nous appliquons une tension constante ; le flux acoustique est partout égal au flux thermique, il est très faible ; la loi d'Ohm est suivie, le courant vaut $n_0 q \mu V/L$. Au bout d'un certain temps, la distribution de flux est telle qu'un courant acoustoélectrique apparaît dans la partie droite de l'échantillon. Le courant commence alors à diminuer, il se forme un domaine de haut champ électrique. Cependant le front arrière de ce domaine se propage à la vitesse du son, comme le montre la figure 5. Le courant continue à décroître alors que le champ électrique croît dans la région de haut champ. Cet état transitoire peut cesser de deux façons :

— ou bien l'arrière du domaine arrive au bout de l'échantillon et, dans ce cas, le courant remonte à sa valeur ohmique, puisque le flux acoustique est alors faible dans tout l'échantillon, donc J_{ae} aussi.

— ou bien il y a saturation du phénomène ; le courant reste constant, grâce à un processus non linéaire qui, jusqu'à présent, n'a jamais été bien expliqué, jusqu'à ce qu'il remonte à sa valeur ohmique quand l'arrière du domaine atteint l'extrémité droite de l'échantillon.

Plus la tension V appliquée est élevée, plus le deuxième processus a tendance à l'emporter sur le premier, et ceci de plus en plus tôt par rapport à l'instant $t = 0$. La périodicité du phénomène est presque évidente puisque, dès que le domaine de fort champ a quitté

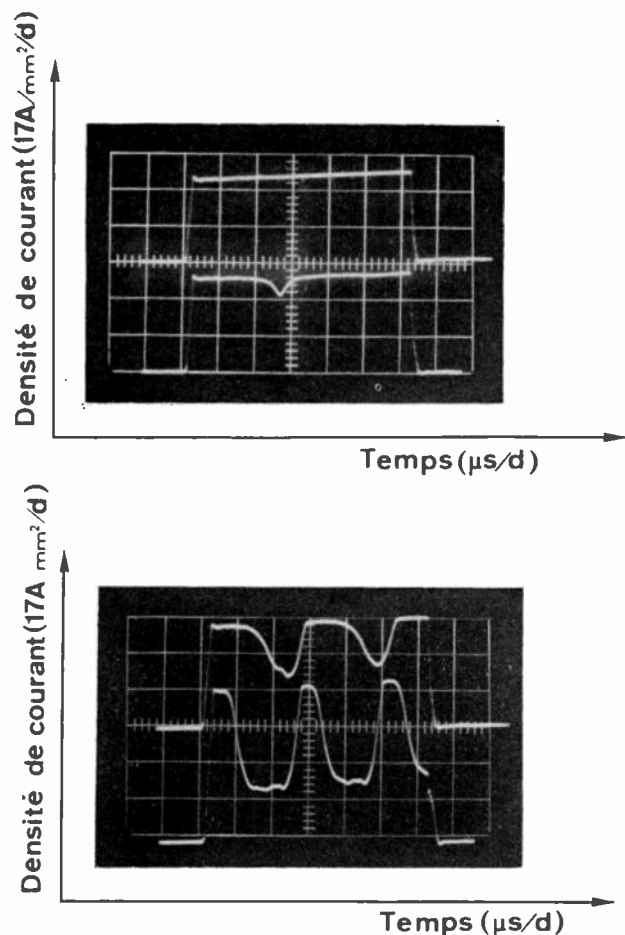


FIG. 6. — Courant en fonction du temps pour des valeurs croissantes de haut en bas de la tension appliquée.

l'échantillon, on est ramené aux mêmes conditions qu'à l'instant initial $t = 0$ (fig. 6).

Nous avons donc un oscillateur de courant à tension constante appliquée. Quelle est la période du phénomène ? L'arrière du domaine se propageant à la vitesse du son v_s , la période T est, bien sûr, égale à :

$$T = \frac{L}{v_s}$$

L étant la longueur de l'échantillon.

Quel est l'ordre de grandeur de cette période ? Pour que le phénomène ait lieu, il faut une longueur d'amplification suffisante ; elle est au minimum de l'ordre de 0,3 cm. Comme la vitesse du son dans les solides est de l'ordre de 3×10^5 cm. s⁻¹, la période est de l'ordre de la microseconde. Notre oscillateur a donc des fréquences de l'ordre du mégahertz. Il ne présente donc pas beaucoup d'intérêt comparativement aux diodes de Gunn qui, elles, fonctionnent à des fréquences de l'ordre de quelques gigahertz.

Nous avons dit que nous appliquons une tension constante à l'instant $t = 0$. Cependant il a fallu un certain temps de montée pour que la tension prenne sa valeur constante V . Pour que le raisonnement que nous avons fait soit valable, il faut évidemment que ce temps

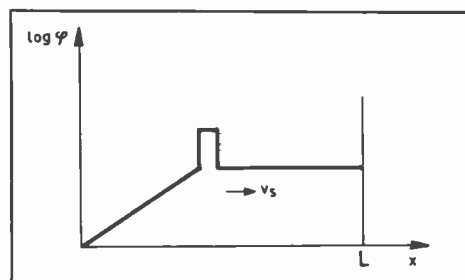


FIG. 7.

de montée soit très inférieur à la période T des oscillations. S'il n'en est pas ainsi, on peut montrer qu'il ne s'établit pas d'oscillation mais que le courant prend, après un intervalle de temps de l'ordre de T , une valeur inférieure à sa valeur ohmique. Nous nous contenterons d'affirmer ce résultat. La démonstration en est relativement longue sans toutefois présenter de difficultés majeures.

Il est cependant tout aussi évident qu'un temps de montée très court aura des répercussions sur le phénomène. En effet, dans ce cas, le choc électrique provoque un choc élastique et la création d'un flux acoustique au temps $t = 0$ à l'extrémité gauche de l'échantillon, supérieur au flux thermique qui existe alors dans tout l'échantillon. Par suite, la répartition du flux acoustique dans l'échantillon a l'allure donnée sur la figure 7 tant que le champ électrique est homogène. Un raisonnement analogue à celui fait précédemment montre alors qu'il se forme trois régions de champs électriques différents : une de champ faible à gauche, une de champ fort au centre, une de champ intermédiaire à droite. La région de gauche est ohmique, et pratiquement dans les expériences celle de droite l'est presque aussi, les champs à gauche et à droite du domaine central étant alors pratiquement égaux. Le domaine central parcourt l'échantillon à la vitesse du son. Dans la très grande majorité des expériences que nous avons faites dans le GaAs, c'est ce processus que nous avons observé à l'aide de sondes capacitatives placées en différents points des échantillons [2].

Si l'on définit le champ électrique de seuil comme le champ nécessaire pour voir apparaître un effet non linéaire au bout d'un temps $T = L/v_s$, on peut montrer théoriquement et expérimentalement que ce champ E suit une loi :

$$(E - E_0) L = Cte$$

E_0 étant le champ tel que le gain acoustique total dans l'échantillon est nul. La figure 8 est relative à un échantillon de GaAs de

$$\mu \approx 5\,800 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1} \quad n \approx 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

On peut montrer aussi qu'un champ magnétique B appliqué perpendiculairement à la direction de propagation des ondes acoustiques augmente l'amplification [3]. Il suffit de remplacer dans la formule du

gain $\propto$ le paramètre $\gamma = 1 - \frac{\mu E_0}{v_s}$ par $\gamma (1 + \mu^2 B^2)$

pour pouvoir, dans ce cas, calculer le gain piézoélectrique. Il est alors évident que plus la mobilité μ est grande, plus l'influence d'un champ B sera grande. Elle

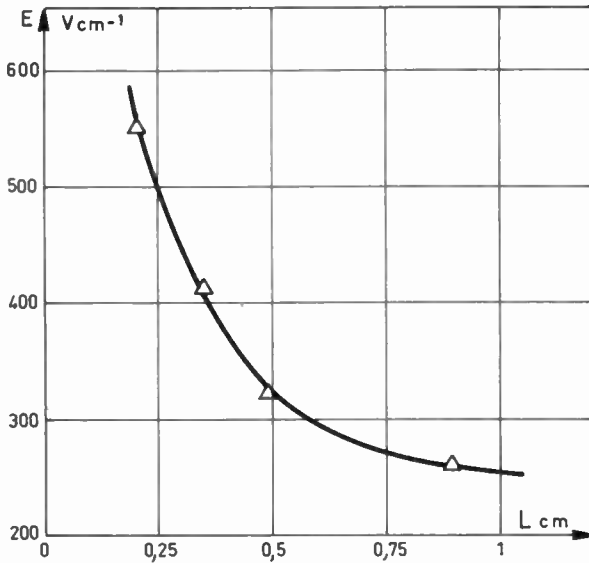


FIG. 8. — Variation du champ de seuil avec la longueur de l'échantillon.

est non négligeable dans GaAs, elle est prépondérante dans InSb où la mobilité $\mu \simeq 60 \text{ m}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ à 77 °K pour un matériau de $n_0 \simeq 10^{20} \text{ m}^{-3}$.

Le champ électrique de seuil est toujours réduit par un champ magnétique tel que μB est non négligeable. Cet effet est tel que, dans InSb, le champ de seuil s'abaisse presque à une valeur telle que $\mu E = V_s$, quand $B = 1$ Tesla.

Quel est l'ordre de grandeur des fréquences acoustiques amplifiées ? Elles sont centrées autour de la fréquence $\omega_m = (\omega_c \omega_D)^{1/2}$ soit avec les expressions données plus haut de ω_c et ω_D

$$\omega_m = qv_s \left(\frac{n_0}{\epsilon k_B T} \right)^{1/2} \quad (13)$$

en utilisant la relation valable pour un semiconducteur non dégénéré (dont les porteurs suivent la statistique classique de MAXWELL-BOLTZMANN) $D_a = k_B T \mu / q$ où k_B est la constante de Boltzmann et T la température en °K.

On voit que cette fréquence dépend essentiellement du nombre de porteurs et de la température. En effet, la vitesse du son est toujours de quelques $10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ dans tous les solides, de même la constante diélectrique des semiconducteurs utilisés est toujours d'environ 10^{-10} (en unités MKSA).

Ainsi pour le GaAs à 77 °K et pour $n_0 = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $\omega_m \simeq 2 \times 10^{11}$. Pour le même matériau à 300 °K et avec $n_0 \simeq 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $\omega_m \simeq 10^{10}$. Les fréquences acoustiques mises en jeu sont donc de quelques gigahertz.

5. Emission lumineuse associée à la disparition des domaines de haut champ électrique

Une émission lumineuse a été observée dans ZnO [4] CdS [5] et dans GaAs [6, 7]. Nous décrivons ici les

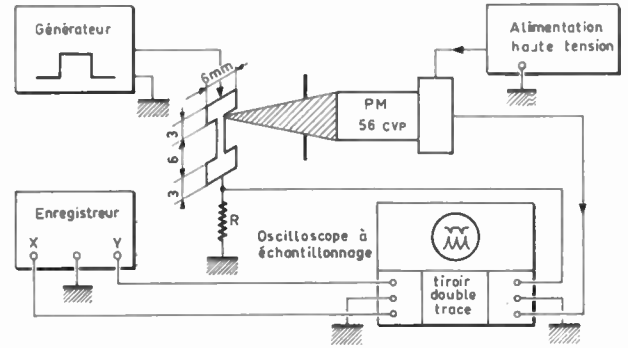


FIG. 9.

résultats d'expériences faites par BONNOT [6, 7] dans notre laboratoire.

Nos expériences ont été faites sur des échantillons en forme de I (fig. 9). La partie centrale du I a une longueur de 9 mm ou de 6 mm suivant le type d'échantillon utilisé. Les extrémités plus larges des échantillons sont pourvues de contacts ohmiques par alliage de billes d'étain. Cette forme a été choisie pour éliminer l'influence des soudures. En effet, dans une telle structure, les phénomènes prennent naissance dans la région centrale où le champ électrique est le plus élevé. Il est important d'éviter que le domaine se déclenche ou se détruise par une soudure, laquelle peut absorber une grande partie de la lumière associée à la disparition du domaine. De plus, cette forme d'échantillon permet une meilleure dissipation thermique.

Le dispositif expérimental utilisé est décrit, figure 9.

Les échantillons sont soumis à des impulsions de tension constante. Le taux de répétition de ces impulsions est variable de 10 à 100 coups par seconde. La longueur en temps des impulsions est de 2 à 10 μs . On mesure la tension totale V'_a appliquée et on en déduit le champ électrique appliqué dans la région centrale par la relation

$$E_a = \frac{V_a}{L} = \frac{V'_a - rI}{L}$$

où L est la longueur de l'échantillon, I , le courant qui traverse l'échantillon et r , la résistance équivalente des extrémités.

L'émission de lumière observée, tant à 77 qu'à 300 °K, possède les caractères suivants :

1. La radiation apparaît pour un certain champ électrique minimal appliqué. Ce champ de seuil E_0 dépend fortement du matériau mais il est toujours supérieur au champ de seuil E_1 d'établissement de l'oscillation ; de plus, E_0 ne correspond pas au champ E_s de saturation du courant : E_0 est supérieur ou égal à E_s (fig. 10 a et b).

2. L'émission de lumière se place dans le temps à la fin de l'oscillation de courant.

A la localisation en temps de l'émission de lumière correspond une localisation dans l'espace. Ceci a été vérifié en effectuant des photographies de l'échantillon

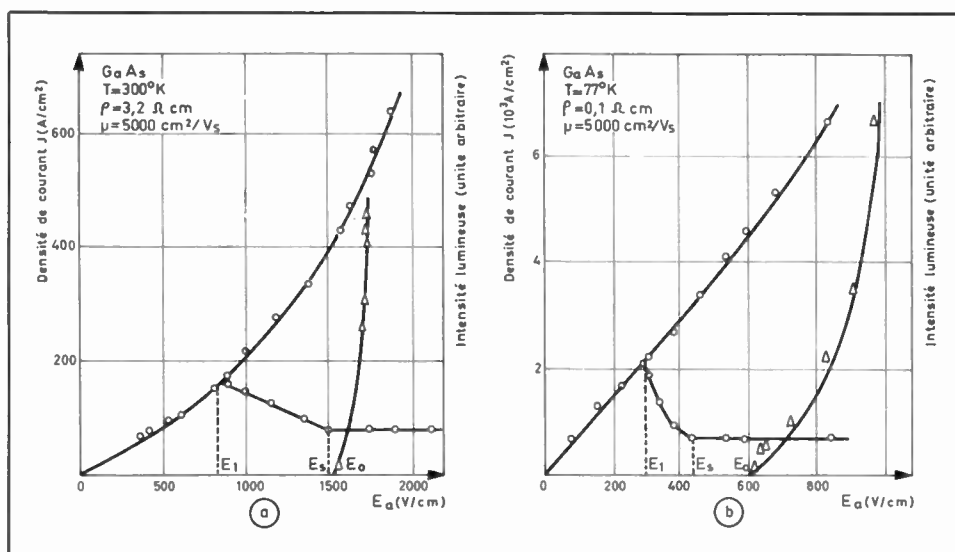


FIG. 10 a et b. — Variations de la densité de courant dans l'échantillon et de l'intensité de la lumière émise en fonction du champ électrique appliqué $\circ$. Caractéristique $J = f(E_a)$, Δ intensité lumineuse en fonction du champ appliqué E_a (E_a est le champ électrique moyen, appliqué sur la partie centrale de l'échantillon).

alors qu'il était en train d'émettre. On a ainsi montré que la lumière est émise à la barre du I correspondant à l'anode.

La longueur d'onde du rayonnement a été déterminée. Elle vaut $0,85 \mu\text{m}$ à 77°K et $0,93 \mu\text{m}$ à 300°K . Cette longueur d'onde correspond bien à la raie de recombinaison bande à bande.

Cette émission lumineuse est associée à la disparition du domaine. Il est remarquable de constater que le champ électrique dans le domaine croît considérablement [2], quand cette disparition côté anode de l'échantillon se produit. Il est fort probable qu'un mécanisme d'ionisation des porteurs est responsable de cette émission lumineuse. Ce point reste cependant à éclaircir.

6. Conclusion

Nous avons étudié l'amplification d'ondes acoustiques dans les semiconducteurs piézoélectriques. Nous avons montré qu'elle se produisait pour des vitesses des porteurs toujours supérieures à la vitesse du son.

L'importance du phénomène acoustoélectrique et des oscillations qui lui sont associées n'est pas tant de produire ces oscillations, mais plutôt de limiter l'amplification d'ondes acoustiques injectées dans le matériau par un transducteur. En effet, si la fréquence et le niveau de l'onde injectée sont tels que le bruit

thermique amplifié peut interagir de manière non linéaire avec celle-ci, l'amplification sera saturée.

Pratiquement, on observe que l'amplification se sature dès que l'effet acoustoélectrique, dû à l'amplification des phonons thermiques, réagit de manière sensible sur le courant.

Signalons, pour terminer, que l'amplification acoustique a été prédite par PEKAR [8] dans les semiconducteurs ferroélectriques, même dans leur phase paraélectrique, pourvu qu'on soit au voisinage de la température de Curie. Une analyse simple du phénomène par OGG [9] montre qu'il est tout à fait analogue à celui que nous avons décrit dans cet article.

Bibliographie

- [1] WHITE D.L. — *J. Appl. Phys.* 33, 2547 (1962)
- [2] ROPÉ J.P. — *Phys. St. Sol.* 21, 517 (1967)
- [3] HERVOUET C. — *Phys. St. Sol.*, 21, 117 (1967).
- [4] MAYER N.T., JORGENSEN M.H., and BALSLEV I. — *Solid State Commun.*, 3, 393 (1965).
- [5] YEE S.S. — *Appl. Phys. Letters* 9, 10 (1966).
- [6] BONNOT A. — *C.R. Acad. Sci. (France)* 263, 388 (1966)
- [7] BONNOT A. — *Phys. St. Sol.* 21, 525 (1967).
- [8] PEKAR S.I. — *Sov. Phys. Sol. St.* 22, 431 (1966).
- [9] OGG N.R. — *Phys. Letters* 24 A, 472 (1968).

Oscillations de courant dans les cristaux

de sulfure de cadmium à géométrie cylindrique

D. GOUVERNELLE * - E. DIEULESANT

*Laboratoires de Recherches Générales
C.F.T.H. - H.B.*

1. Introduction

Des oscillations de courant ont été souvent observées, ces dernières années, dans des semiconducteurs piézoélectriques [1 à 11]. Nous avons cherché à préciser, dans le cas du sulfure de cadmium, l'origine de ces oscillations. Au cours de l'étude, nous avons remarqué que des échantillons de géométrie particulière (cristal en forme de coin ou d'anneau) ne présentaient d'oscillations que pour une polarité définie de la tension appliquée.

Cette constatation nous a conduits à considérer l'amplification d'ondes acoustiques cylindriques [12]. L'étude théorique nous permet de montrer que l'amplification totale dépend du sens de la polarisation et que la tension critique, à partir de laquelle l'amplification a lieu, peut être inférieure à celle nécessaire pour un échantillon de forme parallélépipédique de même épaisseur.

La densité de phonons à l'anode du cristal, n'est pas la même suivant le sens de polarisation. L'augmentation de cette densité est plus forte dans le cas où les électrons se dirigent vers une zone de convergence des lignes de courant, c'est-à-dire vers une zone à champ élevé. La théorie est en accord sur ces faits avec les expériences qui montrent aussi que la présence d'oscillations de courant est liée à la propagation de domaines de haut champ et ne se manifeste que lorsqu'il existe un gradient de champ électrique élevé.

2. Théorie

Il est établi qu'une onde acoustique se propageant suivant certaines directions dans un cristal semi-

conducteur piézoélectrique, tel que le sulfure de cadmium, peut être atténuée ou amplifiée par application d'une tension électrique continue aux bornes du cristal.

HUTSON et WHITE [13, 14, 15] montrent que l'onde élastique dans un semiconducteur piézoélectrique est amplifiée lorsque la vitesse de déplacement des électrons est supérieure à la vitesse du son et que cette onde élastique est atténuée dans le cas contraire.

La théorie linéaire et unidimensionnelle de HUTSON et WHITE suppose les ondes acoustiques planes et le champ électrique continu constant. Elle ne peut s'appliquer dans le cas des cristaux en forme de coin que nous avons étudiés.

Nous avons donc été amenés à considérer un problème à deux dimensions avec une géométrie cylindrique. Les surfaces d'ondes sont des cylindres coaxiaux. Le champ électrique n'est plus constant, mais hyperbolique.

Nous négligeons les réflexions aux extrémités du cristal, pour pouvoir considérer seulement une onde progressive. L'axe optique du cristal (axe C, fig. 1) est parallèle à l'axe de révolution du cylindre. La conductivité est supposée uniforme. La tension extérieure est appliquée entre les deux surfaces cylindriques coaxiales.

2.1. Expression du potentiel et du champ électrique en régime ohmique

Dans ce cas, le semiconducteur piézoélectrique est assimilé à une résistance pure. Nous négligeons toutes les interactions électrons-phonons, ainsi que les propriétés piézoélectriques du matériau. La distribution de potentiel est analogue à celle existant entre les armatures d'un condensateur cylindrique.

* Actuellement au Laboratoire de Physique du Solide de la Faculté des Sciences de PARIS.

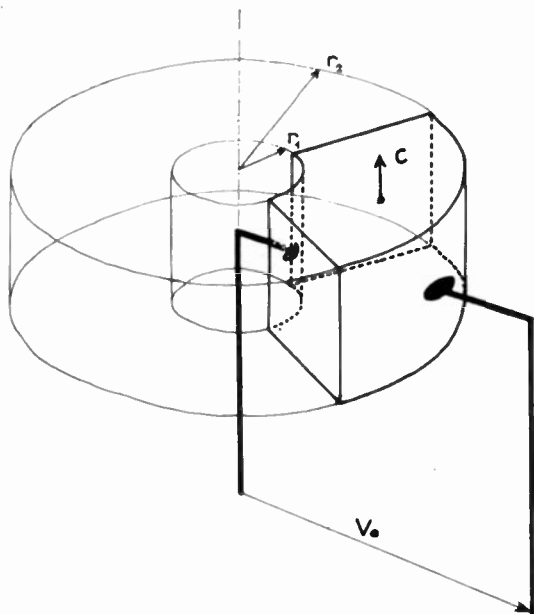


FIG. 1. — Le cristal peut avoir la forme du coin ou de l'anneau entier.

Les surfaces équipotentiels sont des cylindres coaxiaux. Compte tenu des conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \text{pour } r = r_1 & \quad \text{potentiel : } 0 \\ \text{pour } r = r_2 & \quad \text{potentiel : } V_0, \end{aligned}$$

le potentiel s'écrit :

$$V = \frac{V_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \frac{r}{r_1} \quad (1)$$

La dérivation de l'équation (1) donne le champ électrique E :

$$E = \frac{V_{01}}{r} \quad (2)$$

avec :

$$V_{01} = V_0 \left(\ln \frac{r_1}{r_2} \right)^{-1} \quad (3)$$

2.2. Equations générales

1) Equations de la piézoélectricité :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} - e_{ijk} E_k \quad (4)$$

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j + e_{ijk} S_{jk} \quad (5)$$

2) Equation fondamentale de la dynamique :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) - \nabla_k T_{ki} = 0 \quad (6)$$

3) Equation de continuité électrique :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \nabla_i J_i = 0 \quad (7)$$

4) Equation de Poisson :

$$\nabla_i D_i = Q \quad (8)$$

Ces formules générales doivent être explicitées pour être utilisables dans le cas particulier de la propagation d'ondes cylindriques transverses dans un cristal de sulfure de cadmium. Nous désignerons par les indices 1, 2, 3 les indices relatifs aux opérations sur r , θ , z , par exemple :

$$u_1 \leftrightarrow u_r \quad u_2 \leftrightarrow u_\theta \quad u_3 \leftrightarrow u_z$$

La forme des équations de la piézoélectricité demeure inchangée. Mais comme nous ne connaissons les valeurs des éléments des tenseurs que dans un système d'axes orthogonaux attaché au réseau cristallin, il est nécessaire de calculer les valeurs que prennent ces éléments dans le nouveau système de coordonnées cylindriques.

Nous supposons que seule se propage une onde cylindrique transverse, c'est-à-dire :

$$u_1 = u_2 = 0 \quad u_3 \neq 0 \quad (9)$$

En effet, seule cette onde est couplée piézoélectriquement au champ électrique appliqué :

$$E_1 \neq 0 \quad E_2 = E_3 = 0 \quad (10)$$

D'autre part, nous savons qu'une onde cylindrique reste cylindrique en se propageant, car les termes du tenseur d'élasticité sont indépendants de la direction de propagation pourvu que cette direction soit dans un plan perpendiculaire à l'axe optique du cristal.

La densité de courant électrique s'écrit, en posant $Q = -qn$:

$$J_1 = \sigma E_1 + qD \frac{\partial n}{\partial r} \quad (11)$$

avec :

$$\sigma = q \mu (n_0 + n) \quad (12)$$

où n_0 est la densité d'électrons à l'équilibre, et n la variation de cette densité lorsqu'on applique la tension.

Compte tenu du déplacement qui ne se fait que suivant l'axe optique du cristal, les seules déformations non nulles sont :

$$S_{13} = S_{31} = \frac{\partial u_3}{\partial r} \quad (13)$$

Par suite, le système d'équations définitif est :

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = c_{44} \frac{\partial^2 u_3}{\partial r^2} + \frac{c_{44}}{r} \frac{\partial u_3}{\partial r} - e_{15} \frac{\partial E_1}{\partial r} - \frac{e_{15}}{r} E_1 \quad (14)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r J_1) = q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (15)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rD_1) = -qn, \quad (16)$$

$$J_1 = q\mu(n_0 + n)E_1 + qD_n \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (17)$$

$$D_1 = e_{15} \frac{\partial u_3}{\partial r} - \varepsilon_{11} E_1. \quad (18)$$

Nous supposons le mouvement de particules harmonique et de la forme :

$$u_3 = u_{30} \exp j \left[\int_{r_0}^r k(x) dx - \omega t \right]. \quad (19)$$

Remarquons que la fonction $\int_{r_0}^r k(x) dx$ est une fonction de r . L'expression $k(x)$ est une fonction complexe de x (r_0 est un rayon de référence aussi petit que l'on veut). En effet, nous devons, u_{30} étant une constante, tenir compte du fait que nous avons une propagation d'ondes cylindriques et non d'ondes planes.

Nous supposons, de même, le champ électrique de la forme :

$$E_1 = \frac{V_{01}}{r} + E_1^* \exp j \left[\int_{r_0}^r k(x) dx - \omega t \right], \quad (20)$$

E_1^* étant la composante harmonique du champ électrique.

2.3. Calcul de l'atténuation des ondes cylindriques transverses

2.3.1. Composante harmonique du champ électrique

Dérivons l'équation (16) et identifions à (15), il vient :

$$\frac{\partial}{\partial r}(rJ_1) = -\frac{\partial^2}{\partial r \partial t}(rD_1). \quad (21)$$

En résolvant l'équation (21), nous obtenons le champ acoustoélectrique, c'est-à-dire le champ électrique associé à l'onde acoustique :

$$E_1^* = \frac{-jke_{15}u_{30}}{\varepsilon_{11}} \times \quad (22)$$

$$1 - \frac{\sigma}{\varepsilon_{11}} \frac{1}{j\omega(1+\delta) + \frac{D_n}{r^2}(1-\delta+\delta^2-\delta^3) - \mu \frac{V_{01}}{r^2}(1-\delta-\delta^2)}$$

où :

$$\delta = jkr \quad (23)$$

2.3.2. Equation de dispersion

Utilisant cette valeur de E_1^* dans l'équation d'onde (14), nous pouvons résoudre l'équation de dispersion :

$$\rho\omega^2 = C'k^2 \quad (24)$$

où C' est la constante élastique modifiée :

$$C' = c_{44} \frac{1+\delta}{\delta} \left[1 + \frac{e_{15}^2}{\varepsilon_{11}c_{44}} \times \frac{1}{1 - \frac{\frac{\sigma}{\varepsilon_{11}}(1+\delta)}{j\omega(1+\delta) + \frac{D_n}{r^2}(1-\delta+\delta^2-\delta^3) - \mu \frac{V_{01}}{r^2}(1-\delta-\delta^2)}} \right] \quad (25)$$

Il est intéressant de voir si le fait de rendre r_1 et r_2 infiniment grands, tout en conservant la différence $r_2 - r_1$ constante, nous permet de retrouver le cas des ondes acoustiques planes : la théorie de WHITE.

Faisons donc tendre $|\delta|$ vers l'infini :

$$C' \rightarrow c_{44} \left[1 + \frac{e_{15}^2}{\varepsilon_{11}c_{44}} \frac{1}{1 + \frac{j\sigma/\varepsilon_{11}\omega}{1 + \mu E_0 \left(\frac{k}{\omega} \right) + jD_n \omega \left(\frac{k}{\omega} \right)^2}} \right] \quad (26)$$

Cette valeur est bien celle calculée par WHITE.

2.3.3. Coefficient d'atténuation

La résolution de l'équation de dispersion (24) où k est complexe,

$$k = j\alpha + \frac{\omega}{V_s} \quad (27)$$

est une équation du sixième ordre. Si l'atténuation est petite, $|\alpha| \ll \omega/V_s$, le développement de (24) peut être simplifié en remplaçant k par ω/V_s dans l'expression (25). Cette condition implique que les dimensions de l'échantillon soient grandes devant la longueur d'onde.

Posons :

$$\omega_c = \frac{\sigma}{\varepsilon_{11}} \quad (28)$$

$$\omega_D = \frac{V_s^2}{D_n} \quad (29)$$

$$\theta = \frac{e_{15}^2}{\varepsilon_{11}c_{44}} \quad (30)$$

$$V_d = -\frac{\mu V_{01}}{r} \quad (31)$$

$$\gamma = 1 - \frac{V_d}{V_s} \quad (32)$$

ω_c est appelé la fréquence de relaxation diélectrique, ω_D la fréquence de diffusion et θ le carré du coefficient de couplage piézoélectrique.

Il vient, θ étant petit devant 1 :

$$\alpha = \frac{1}{2r} + \frac{\theta \omega_c}{2V_s} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} \quad (33)$$

Il apparaît un terme en $1/2r$ qui correspond à la propagation d'ondes cylindriques.

Ecrivons :

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_p \quad , \quad (34)$$

α_c désignant l'atténuation due à la propagation d'ondes cylindriques,

α_p désignant l'atténuation due au couplage électrons-phonons.

Localement, α_p est une expression analogue à celle calculée pour les ondes planes mais, dans le cas présent, la fonction de répartition du champ électrique n'est pas une constante ; la vitesse de l'électron et par suite γ sont des fonctions de la position de l'électron.

2.4. Atténuation des ondes acoustiques dans le cas d'un échantillon de dimensions finies

L'atténuation totale de l'échantillon s'obtient en intégrant le coefficient d'atténuation entre les limites de l'échantillon :

$$\alpha_{T_{1 \rightarrow 2}} = \int_{r_1}^{r_2} \alpha \, dr \quad (35)$$

Si nous développons l'équation (35) :

$$\alpha_{T_{1 \rightarrow 2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\theta \omega_c}{2V_s} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} \, dr \quad (36)$$

γ est une fonction de r puisque :

$$\gamma = 1 - \frac{V_d}{V_s} = 1 - \frac{\mu V_{01}}{r V_s} = 1 - \frac{\mu V_0}{r V_s \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (37)$$

2.4.1. Dissymétrie de l'atténuation

Nous appelons polarisation directe, la polarisation appliquée pour que les électrons aillent de l'électrode de grande dimension vers l'électrode la plus petite, polarisation inverse le cas contraire. Nous avons établi la formule (36) de l'atténuation pour la polarisation inverse. Il s'en déduit :

$$\alpha_{T_{2 \rightarrow 1}} = \alpha_{T_{1 \rightarrow 2}} - \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (38)$$

L'atténuation des ondes acoustiques dans le sens $2 \rightarrow 1$ est inférieure à l'atténuation dans le sens $1 \rightarrow 2$.

2.4.2. Calcul du coefficient d'atténuation

$$\text{Posons :} \quad \frac{r_2}{r_1} = K \quad (39)$$

La résolution de l'équation (36) donne :

$$\begin{aligned} \alpha_{T_{1 \rightarrow 2}} = & \frac{1}{2} \ln K + \frac{\theta \omega_c}{2V_s} \frac{r_2 - r_1}{1 + \Omega^2} \\ & + \frac{\theta \omega_c}{2V_s^2 (1 + \Omega^2)^2} \frac{\mu V_0}{\ln K} \left[\ln K + \ln \sqrt{\frac{\gamma_2^2 + \Omega^2}{\gamma_1^2 + \Omega^2}} \right. \\ & \left. + \frac{2\Omega}{\Omega^2 - 1} \left(\text{arctg} \frac{\gamma_2}{\Omega} - \text{arctg} \frac{\gamma_1}{\Omega} \right) \right] \quad (40) \end{aligned}$$

2.4.3. Application numérique

Nous avons, en utilisant un ordinateur, tracé successivement dans le cas de la polarisation inverse :

— La courbe de gain en fonction de la tension

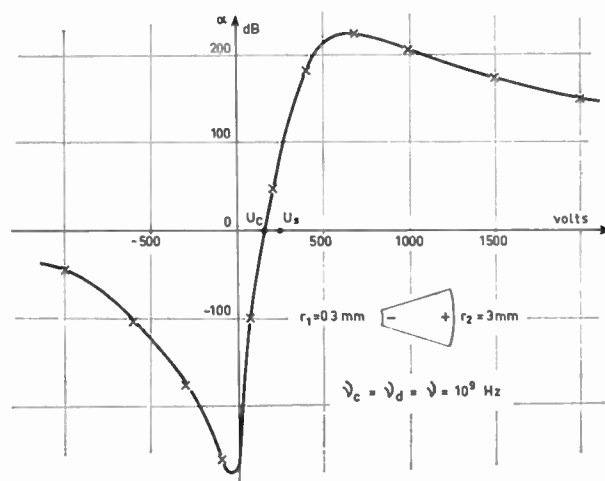


FIG. 2

appliquée (fig. 2) pour :

$$r_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}, \quad K = 10$$

$$\nu_D = \nu_c = \nu = 10^9 \text{ Hz}$$

— La courbe de gain en fonction de la fréquence à différentes tensions de polarisation (fig. 3) pour :

$$r_1 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}, \quad K = 10$$

$$\nu_D = \nu_c = \nu = 10^9 \text{ Hz}$$

— La courbe de gain en fonction du facteur de forme K (fig. 4) pour :

$$r_2 - r_1 = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\nu_D = \nu_c = \nu = 10^9 \text{ Hz}$$

— La courbe de la tension critique pour laquelle $\alpha_T = 0$ en fonction du facteur de forme K (fig. 5) pour :

$$r_2 - r_1 = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$\nu_D = \nu_c = \nu = 10^9 \text{ Hz}$$

Cette courbe montre que la tension U_c de seuil d'amplification pour un cristal en forme de coin est inférieure à la tension U_s de seuil d'amplification pour un cristal parallélépipédique de même épaisseur.

2.5. Densité d'énergie acoustique

Soit W_0 la densité acoustique dans tout le cristal due à l'agitation thermique.

Si le cristal est piézoélectrique, l'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \text{div}(W V_s) = \beta_p W V_s, \quad (41)$$

avec :

$$\beta_p = -\frac{\theta \omega_c}{V_s} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \Omega^2}. \quad (42)$$

En posant :

$$\beta = -\frac{1}{r} + \beta_p. \quad (43)$$

L'équation (41) s'écrit :

$$\frac{\partial W}{\partial t} + V_s \frac{\partial W}{\partial r} = \beta V_s W. \quad (44)$$

En intégrant l'équation (44) dans les deux cas suivants :

1. Propagation de l'onde acoustique de r_1 vers r_2 (polarisation inverse); nous appellerons W_{12} la densité d'énergie acoustique ;

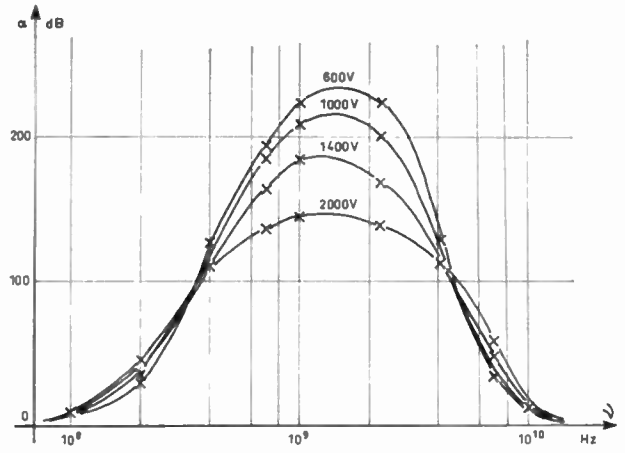


FIG. 3. — Gain en fonction de la fréquence

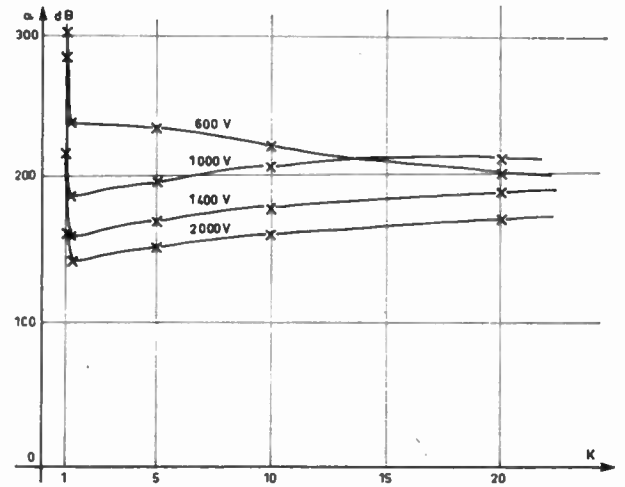


FIG. 4

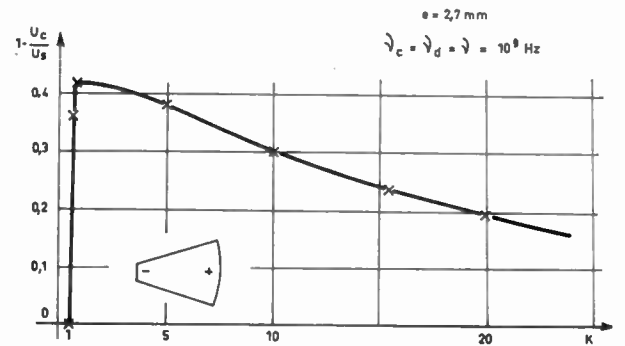


FIG. 5. — Comparaison entre les tensions de seuil d'amplificateur U_c et U_s .

2. Propagation de l'onde acoustique de r_2 vers r_1 avec polarité positive en r_1 (polarisation directe); nous appellerons W_{21} la densité d'énergie acoustique. L'équation (44) reste la même à condition de changer V_s en $-V_s$ et de considérer le coefficient d'amplification β correspondant,

nous trouvons le rapport entre les densités d'énergie acoustique à l'anode pour les deux cas de polarisation :

$$\frac{W_{21}(r_1)}{W_{12}(r_2)} = K^2 \quad (45)$$

et par conséquent :

$$W_{21}(r_1) > W_{12}(r_2) \quad (46)$$

Cette différence dépend uniquement du facteur de forme K .

Si $K = 10$:

$$\frac{W_{21}(r_1)}{W_{12}(r_2)} = 100 \quad (47)$$

La densité d'énergie acoustique étant plus grande dans le cas de la polarisation directe (sens $2 \rightarrow 1$), nous pouvons nous attendre à observer d'abord, dans ce sens, des phénomènes non linéaires, par exemple la formation de domaines.

2.6. Conductivité différentielle négative

D'après l'équation (44), il se crée, en un temps dt , un accroissement de densité d'énergie acoustique :

$$dW = W\beta_p V_s dt \quad (48)$$

La densité de courant totale s'écrit :

$$J = \sigma E - \mu\beta_p W \quad (49)$$

Lorsqu'il y a amplification, le courant acousto-électrique est tel qu'il diminue le courant ohmique σE .

Par suite, nous pouvons écrire la conductivité différentielle :

$$\sigma_{diff12} = \sigma - \mu \left[\frac{d\beta_{p12}}{dE_{21}} + \frac{\beta_{p12}^2 r^2}{V_{01}} - \frac{\beta_{p12} r}{V_{01}} \right] W_{12} \quad (50)$$

et :

$$\sigma_{diff21} = \sigma - \mu \left[\frac{d\beta_{p12}}{dE_{21}} - \frac{\beta_{p12}^2 r^2}{V_{01}} - \frac{\beta_{p12} r}{V_{01}} \right] W_{12} \quad (51)$$

Posons :

$$\sigma_{diff12} = \sigma - \mu A(r) W_{12} \quad (52)$$

$$\sigma_{diff21} = \sigma - \mu B(r) W_{21} \quad (53)$$

Il vient :

$$B(r) - A(r) = -\frac{2\beta_{p12}^2 r^2}{V_{01}} > 0 \quad (54)$$

$B(r)$ est donc toujours supérieur à $A(r)$. D'autre part, si nous supposons :

$$\frac{d\beta_{p12}}{dE_{21}} > 0 \quad \text{et} \quad \beta_{p12} > 0 \quad (55)$$

ce qui est vérifié pour certaines valeurs du champ électrique, $B(r)$ est positif. La conductivité différentielle devient négative si $A(r)W_{12}$ ou $B(r)W_{21}$ est positif et assez grand, en particulier si la densité d'énergie acoustique est assez grande. Il conviendrait, pour être rigoureux, de comparer en chaque point du cristal $B(r)W_{21}$ et $A(r)W_{12}$. Toutefois, nous avons démontré précédemment qu'au voisinage de l'anode, W_{21} est supérieur à W_{12} .

Près de l'anode, on a donc :

$$B(r)W_{21} > A(r)W_{12} \quad (56)$$

La conductivité différentielle deviendra vraisemblablement négative, en premier lieu, dans le cas de la polarisation directe. Nous devons nous attendre à observer, dans ce cas, la formation de domaines donnant lieu à des phénomènes oscillatoires.

3. Expériences

Toutes les expériences ont été effectuées avec des cristaux de sulfure de cadmium photoconducteurs, taillés de façon à ne coupler que les ondes transverses avec les électrons.

La résistivité dans l'obscurité est supérieure à $10^4 \Omega \cdot m$; elle peut décroître jusque vers $2 \Omega \cdot m$, à la lumière ;

La mobilité des électrons est de l'ordre de :

$$\mu = 2 \cdot 10^{-2} m^2/Vs.$$

3.1. Préparation des échantillons

Les échantillons de CdS à l'état brut nous parviennent sous forme de cube de 1 cm de côté. Nous repérons par examen aux rayons X, la direction de l'axe C , et rectifions s'il y a lieu une des faces du cube, de façon à ce qu'elle soit rigoureusement perpendiculaire à l'axe optique du cristal. Le cube est alors débité en tranches d'épaisseur de l'ordre du millimètre, parallèles à cette face. Après polissage des grandes faces, les plaquettes sont taillées en forme de coin, de façon à ce que l'axe C soit parallèle à l'axe du dièdre ainsi formé (fig. 6).

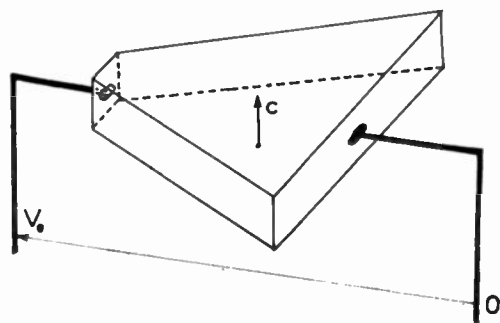


FIG. 6. — Cristal en « coin »

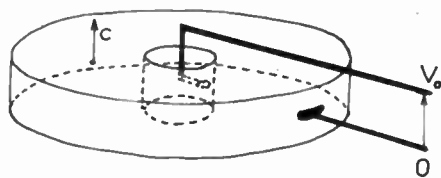


FIG. 7. — Cristal en « anneau »

Pour pouvoir étudier une géométrie rigoureusement cylindrique, nous avons réalisé par la suite un cylindre à surface parfaitement polie, d'axe parallèle à l'axe C. Ce cylindre a été découpé en tranches, d'épaisseur voisine du millimètre. Chaque rondelle a été percée en son centre, soit à l'aide d'un outil à ultrasons ou à l'aide d'un foret diamanté tournant à grande vitesse et fortement refroidi. La pastille est ensuite polie de façon que ses deux faces principales soient planes et parallèles. Leur diamètre est de l'ordre de 4 à 6 mm, le trou intérieur étant de l'ordre de 0,6 mm (fig. 7).

Les contacts sont réalisés, soit par électrolyse, soit par diffusion d'indium en phase vapeur dans une ampoule scellée.

3.2. Résultats

Les expériences ont porté sur les cristaux de sulfure de cadmium des deux formes décrites mais les phénomènes observés sont identiques.

3.2.1. Observation en régime ohmique

Le relevé de potentiel a été effectué le long d'un rayon du cylindre tous les 100 μ . La mesure est effectuée sur le palier de l'impulsion relevée à l'aide de la sonde. Nous avons observé dans les deux cas de polarisation que les deux relevés étaient parfaitement superposables et conformes à la théorie prévoyant une courbe de potentiel logarithmique et une courbe de champ électrique hyperbolique (fig. 8 et 9).

3.2.2. Etude de la polarisation directe

La polarisation directe, par définition, correspond à un déplacement des électrons de l'électrode de plus grande dimension vers celle de plus petite dimension. Dans ce cas, et seulement dans ce cas, des oscillations de courant sont observées (fig. 10).

Nous avons examiné à différentes tensions de polarisation la répartition du potentiel le long de l'échantillon. Puis, par affinité, nous avons fait coïncider les extrémités des relevés pour analyser la déformation de ces caractéristiques (fig. 11). Lorsque la tension augmente, la pente croît du côté de l'électrode positive qui est l'électrode de plus petite dimension. La distribution s'éloigne de plus en plus de la distribution linéaire. Connaissant le potentiel, il est aisé de déduire la distribution du champ électrique dont dépend directement la vitesse des électrons.

Les caractéristiques courant-tension sont tracées pour trois instants différents d'échantillonnage (fig. 12).

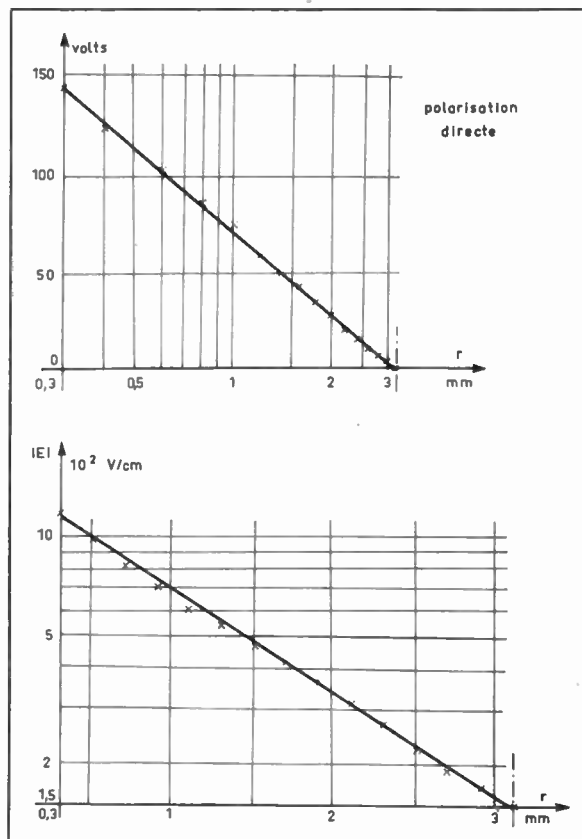


FIG. 8. — Polarisation directe

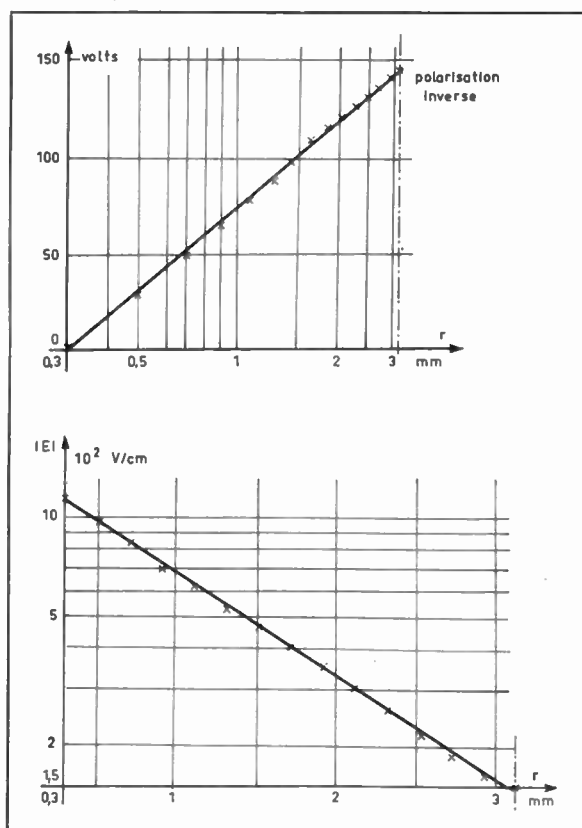


FIG. 9. — Polarisation inverse

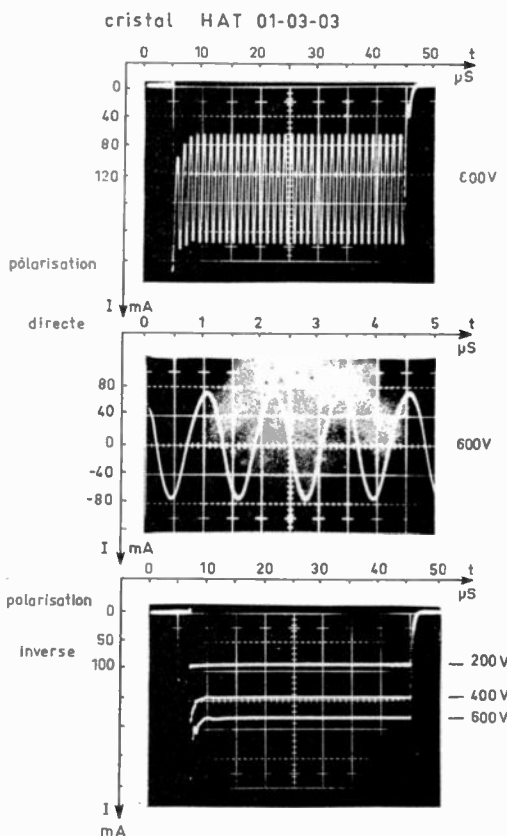


FIG. 10

— La caractéristique linéaire correspond au fonctionnement ohmique. Nous « échantillons » en un instant t_1 très proche du début de l'impulsion de tension.

— Les deux autres caractéristiques correspondent à un point d'échantillonnage sur les maximums et les minimums des oscillations de courant (instants t_2 et t_3).

La tension critique pour avoir des oscillations d'amplitude constante dans l'échantillon étudié est

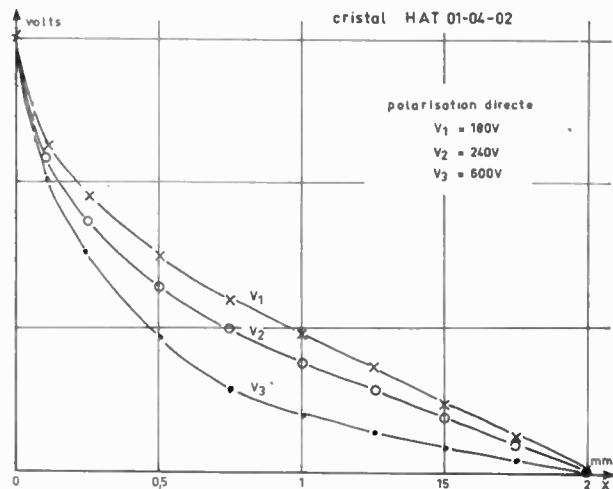


FIG. 11

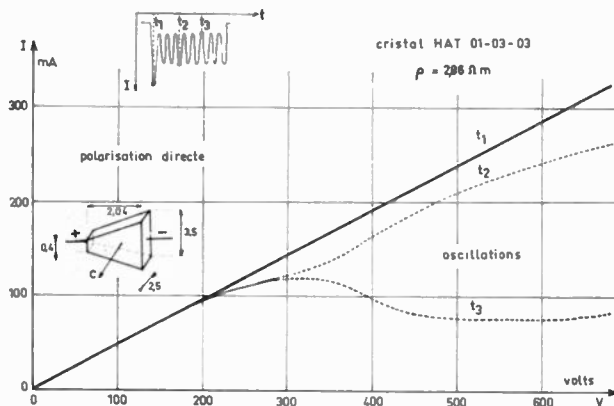


FIG. 12

de l'ordre de 280 V ; elle est peu supérieure à la tension d'apparition des premiers phénomènes non linéaires.

La figure 13 montre l'évolution de la forme de l'impulsion de courant. La période des oscillations est pratiquement indépendante de la tension appliquée et correspond à un temps de transit d'une onde acoustique à travers l'échantillon (fig. 14), mais varie faiblement en fonction de l'éclairement. Cette variation de fréquence correspond vraisemblablement à la variation des temps d'établissement des phénomènes non linéaires [16].

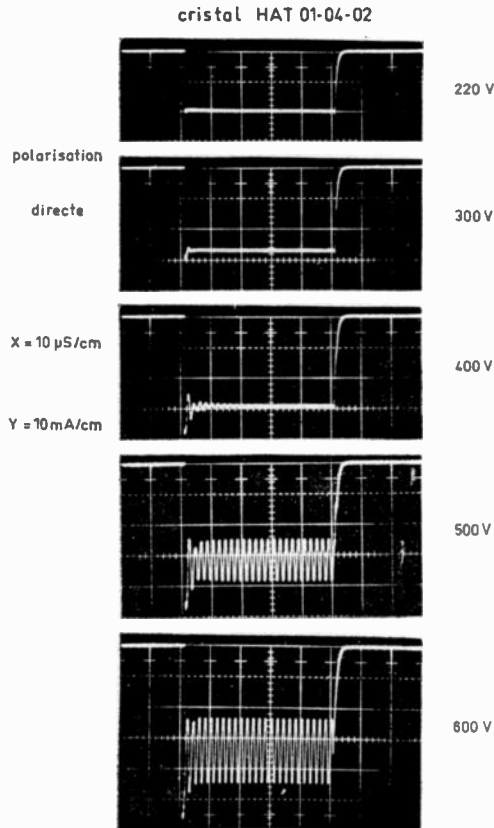


FIG. 13

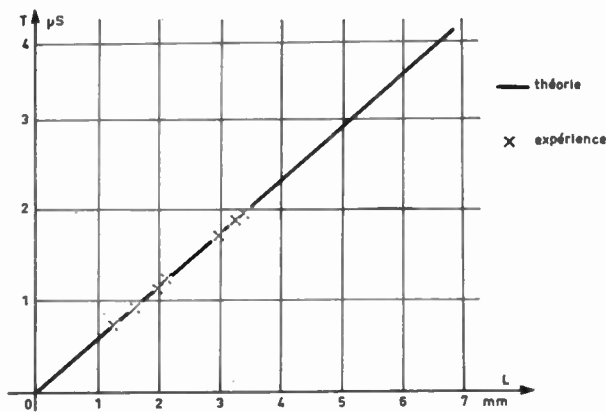


FIG. 14. — Période des oscillations en fonction de la longueur du cristal.

3.2.3. Etude de la polarisation inverse

Cette fois, les électrons se déplacent de l'électrode de plus petite dimension vers l'électrode de plus grande dimension. Aucune oscillation de courant n'apparaît, et l'impulsion de courant se présente sous une forme classique avec un palier de saturation (fig. 15).

Les mêmes observations que dans le cas précédent sont effectuées. La déformation des caractéristiques de relevé de potentiel a lieu dans le sens contraire

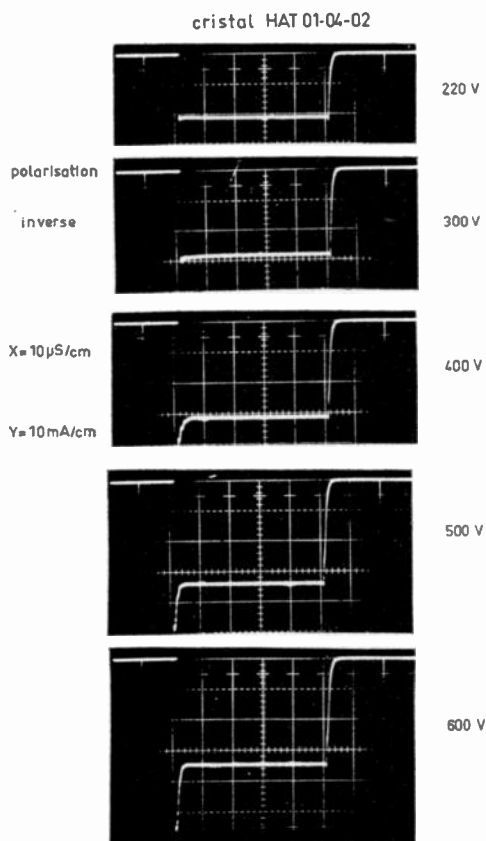


FIG. 15

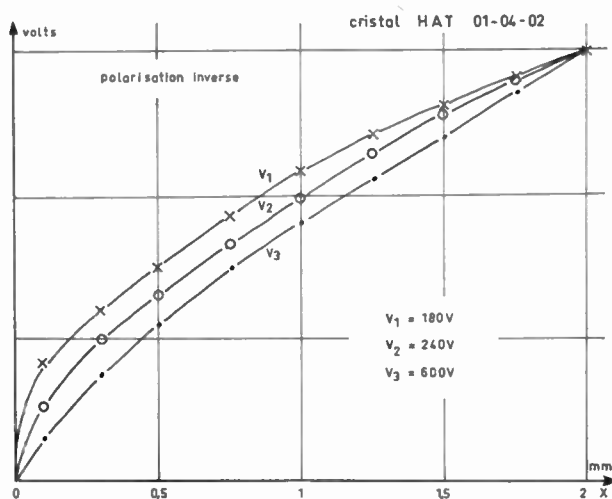


FIG. 16

(fig. 16). En effet, du côté de l'anode, la densité de phonons est toujours plus grande, par suite, le champ acoustoélectrique est plus intense ; donc, la pente du relevé de potentiel doit augmenter. Mais dans ce cas, la distribution de potentiel se rapproche de plus en plus d'une distribution linéaire. Le champ électrique tend à devenir plus uniforme et s'oppose à toute formation de domaines. On peut donc s'attendre à ce qu'aucune oscillation de courant ne se manifeste.

Les caractéristiques courant-tension (fig. 17) ne présentent que deux courbes intéressantes :

- La caractéristique linéaire correspond toujours au fonctionnement ohmique.
- La deuxième correspond à un point d'échantillonnage sur la partie saturée.

Nous avons remarqué expérimentalement que l'augmentation de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon, donc du champ électrique à l'intérieur du cristal, ne provoque aucune oscillation, même lorsque le champ atteint, en tous les points du

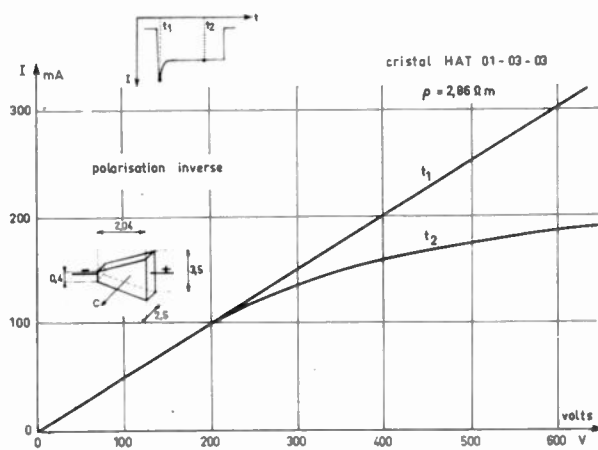


FIG. 17

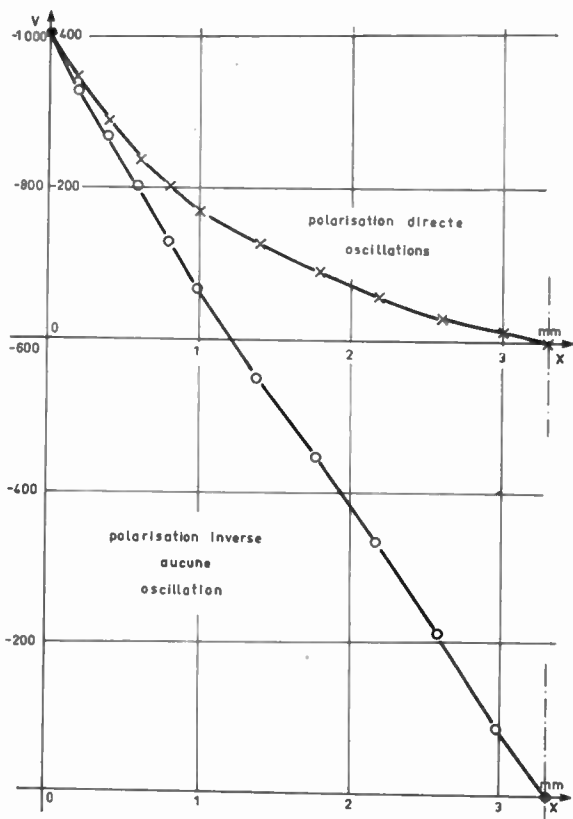


FIG. 18

crystal, une valeur supérieure au champ électrique correspondant, dans le cas de la polarisation directe, à l'apparition des oscillations (fig. 18).

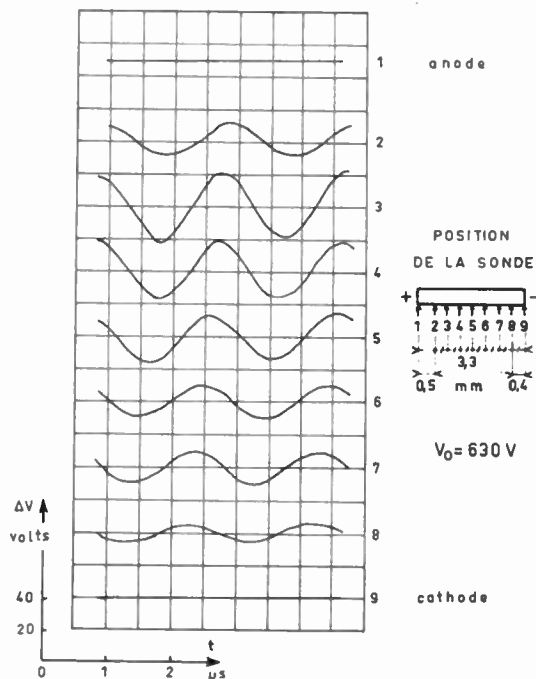


FIG. 19. — Modulation du potentiel le long du cristal

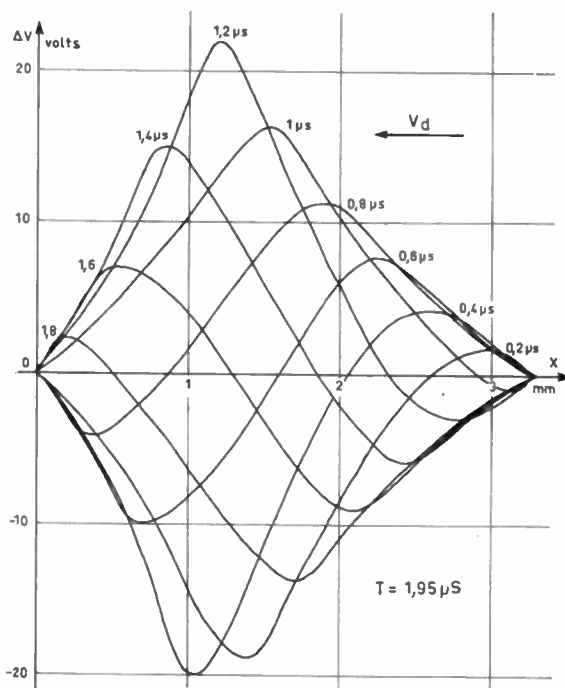


FIG. 20. — Modulation du potentiel le long du cristal

3.2.4. Mesure de la vitesse des domaines

Dans le cas de la polarisation directe, en régime d'oscillation, un relevé de potentiel analogue à ceux effectués précédemment permet d'observer un décalage des maximums et minimums de la modulation du potentiel en chaque point de l'échantillon (fig. 19). Si nous ne portons que l'écart par rapport à la valeur moyenne du potentiel au point considéré, en fonction du temps et de la position, nous obtenons un réseau de courbes (fig. 20). Nous constatons alors que la période du phénomène observé est égale à $1,95 \mu\text{s}$ qui est aussi la période des oscillations de courant pour l'échantillon étudié, d'épaisseur égale à $3,32 \text{ mm}$. Le champ qui est la dérivée en chaque point des courbes de potentiel se présente sous une forme analogue. La déformation progressive et continue des écarts du potentiel par rapport à la valeur moyenne se propage à une vitesse égale à la vitesse des ondes transverses dans le sulfure de cadmium, soit 1750 m/s . Les oscillations de courant sont donc liées à la propagation de domaines.

4. Conclusion

Les oscillations de courant liées à la propagation de domaines de haut champ, observées sur des cristaux de sulfure de cadmium en forme de coin ou d'anneau, sont de grande amplitude, stables et reproductibles. Elles n'existent que pour une polarisation bien déterminée de la tension appliquée ; l'anode doit être l'électrode de plus petite dimension. Le rapport des dimensions entre les électrodes doit être supérieur à 5.

Le calcul théorique de l'amplification d'ondes acoustiques cylindriques s'applique bien au cas présent, car les ondes transverses dont la polarisation est suivant l'axe *C* se propagent en restant cylindriques dans un plan perpendiculaire à cet axe.

Les résultats du calcul permettent de comprendre le rôle de la polarité : le gain acoustique ainsi que la densité de phonons dépendent du sens de déplacement des électrons. La non-linéarité du relevé de potentiel doit s'accroître dans le cas où les oscillations existent, et décroître dans le cas contraire. Les expériences confirment ces déductions.

Ainsi, suivant le sens de la polarité, un cristal de sulfure de cadmium taillé en forme de coin ou d'anneau, peut se comporter soit comme oscillateur pratiquement sinusoïdal, soit comme amplificateur stable. Il apparaît, d'autre part, qu'un cristal ayant cette forme, utilisé comme amplificateur d'ondes acoustiques, aurait l'avantage de reculer les phénomènes de saturation dus à une augmentation trop importante de la densité d'énergie acoustique.

Bibliographie

- [1] GUNN J.B. — *I.B.M. Journal*, p. 141 (1964).
- [2] OKADA et MATINO. — *Jap. J. App. Phys.*, 3, 11, p. 698 (1964).
- [3] BUCHY F., et BAUDUIN Ph. — *Revue Générale de l'Electricité* p. 1027, (sept. 1966).
- [4] BAUDUIN Ph. — *Phys. Lett.* 23, 1, p. 12 (1966).
- [5] KIKUCHI. — *Jap. J. Ap. Phys.*, 3, 8, p. 448 (1964).
- [6] YAMAMOTO. — *Jap. J. Ap. Phys.* 5, 5, p. 351 (1966).
- [7] HAYDL W.H., et QUATE C.F. — *Rapport n° 1446*.
- [8] KROEMER et YEE S. — *PIEE*, p. 1763 (1965).
- [9] BRAY R., KUMAR, ROSS, SLIVA P.O. — *Conference on the Physics of Semiconductors (Japan, 1966)*.
- [10] LEROUX HUGON. — *Communication aux Journées d'Etudes sur les Phonons, Grenoble (avril 1966)*.
- [11] LEROUX HUGON. — *Journal de Physique*, 28, p. 5 (1967).
- [12] GOUVERNELLE D. — *Thèse d'Electronique. Oscillations de courant dans les semi-conducteurs piézoélectriques à géométrie cylindrique (Paris, avril 1968)*.
- [13] HUTSON A.R., et WHITE D.L. — *J.A.P.*, 33, p. 40 (1962).
- [14] HUTSON A.R., McFEE J.H., WHITE D.L. — *Phys. Rev. Lett.*, 7, (1961).
- [15] WHITE D.L. — *J.A.P.*, 33, 8, p. 2547 (1962).
- [16] AUTIN B. — *Thèse de physique Théorique - Phénomènes acousto-électriques transitoires dans le CdS — (Paris 1967)*.

Expériences d'amplification par effet acoustoélectrique

E. DIEULESAINT - J.E. SCHMITT - R. TORGUET

Laboratoires de Recherches Générales
C.F.T.H - H.B

1. Introduction

WEINREICH [1] a pressenti le premier, en 1956, la possibilité d'amplifier des ondes acoustiques dans un cristal semiconducteur au moyen d'électrons mis en mouvement à une vitesse supérieure à celle du son, mais l'effet trop faible de « potentiel de déformation » qu'il entendait utiliser ne lui permit pas d'atteindre expérimentalement son but. HUTSON et WHITE [2] eurent l'idée d'examiner le cas des cristaux non seulement semiconducteurs, mais encore piézoélectriques dans lesquels le couplage électrons-phonons est plus important. Avec McFEE [3], ils réussirent, en 1961, à mettre en évidence, dans un cristal de sulfure de cadmium, l'amplification d'ondes acoustiques de fréquence 45 MHz avec un gain de 38 dB. Depuis, de nombreux laboratoires se sont intéressés à ce sujet en cherchant, en particulier, à travailler à fréquence plus élevée. BLÖTEKJAER et QUATE [4], par exemple, ont effectué, en 1964, une expérience à 500 MHz fournissant un gain acoustique de l'ordre de 25 dB. BAUMBERGER et VU HUY DAT [5] ont décrit une expérience à 620 MHz avec un gain acoustique de 13 dB.

Nous étudions, dans notre laboratoire, depuis la fin de 1965, l'amplification au-delà de 500 MHz. Nous avons obtenu [6] des gains acoustiques supérieurs à 40 dB dans la gamme de fréquences 500 à 1 000 MHz et un gain net [7], c'est-à-dire une amplification, par interaction, supérieure à l'ensemble des pertes, sur une largeur de bande de 100 MHz centrée à 700 MHz.

L'objet de cet article est de préciser les conditions expérimentales dans lesquelles ces derniers résultats ont été acquis. Après avoir rappelé le principe de l'amplification, nous décrivons la structure de deux dispo-

sitifs qui se différencient par la nature des transducteurs et nous présentons les résultats obtenus.

2. Principe

Le dispositif (fig. 1) comprend essentiellement un cristal semiconducteur et piézoélectrique A portant à ses extrémités deux électrodes et deux cristaux « transducteurs » Q_1 et Q_2 .

Dans le cristal A , les porteurs sont mis en mouvement, par application d'une tension extérieure V . Quand leur vitesse est légèrement supérieure à celle du son, ils cèdent de l'énergie à l'onde longitudinale de champ électrique qui se propage dans le sens de leur déplacement et qui est engendrée, suivant la taille du cristal A , par une onde acoustique longitudinale ou transversale. L'amplification de l'onde, qui a lieu tout au long de son parcours dans le cristal est analogue à celle qui résulte, dans un tube à onde progressive, de l'interaction de l'onde, ralentie par l'hélice, avec le faisceau d'électrons animés d'une vitesse convenable.

La transformation ondes électromagnétiques - ondes acoustiques et la transformation inverse, nécessaires pour l'amplification d'ondes électromagnétiques, sont réalisées par les transducteurs Q_1 et Q_2 disposés à l'entrée et à la sortie du cristal semiconducteur et qui peuvent être, suivant la fréquence, des

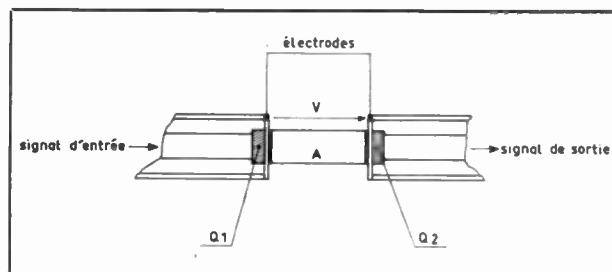


FIG. 1. — Amplificateur.

* Travail effectué avec l'assistance de la DRME.

disques ou des barreaux de quartz collés, excités par le champ électrique créé dans une cavité, ou bien des films déposés directement par évaporation sous vide sur le cristal *A* ou sur des supports intermédiaires disposés à l'extrémité de lignes coaxiales.

Si le cristal *A* est photoconducteur (cas du CdS), il est possible de régler, par illumination, la densité des porteurs.

3. Structure des amplificateurs

Les expériences décrites ont été réalisées en ondes acoustiques longitudinales, à la température ambiante et en régime d'impulsions pour éviter un échauffement excessif du cristal.

Les premières expériences avaient pour but de mettre en évidence et d'évaluer le gain acoustique d'un cristal de sulfure de cadmium sans se préoccuper spécialement du rendement des transducteurs constitués de deux quartz massifs. L'amplificateur est alors constitué d'un monocristal de CdS placé entre les deux bâtonnets de quartz dont les extrémités libres sont insérées dans des cavités coaxiales (fig. 2).

Les expériences suivantes avaient pour objectif la réalisation d'un amplificateur à gain électronique net et elles ont été effectuées avec un amplificateur muni de transducteurs à couche mince, comme il est indiqué sur la figure 3. Chaque transducteur est disposé sur une ligne de propagation acoustique indépendante, si bien qu'il est possible de mesurer, à part, les caractéristiques du transducteur.

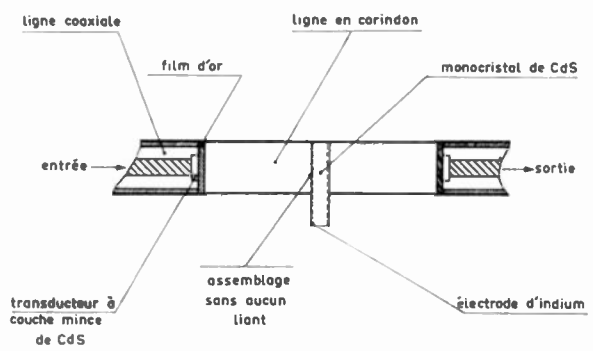


FIG. 3. — Structure de l'amplificateur à transducteurs à couches minces.

3.1. Transducteurs massifs

De façon générale, les transducteurs peuvent être caractérisés par leur rendement de conversion, leur bande passante et l'amplitude des modes parasites qu'ils engendrent.

Les transducteurs massifs sont constitués de quartz ayant la forme de bâtonnets de 20 mm de longueur et de 6 × 6 mm² de section. Leurs extrémités sont polies. Ces quartz, utilisés pour la création et la réception des ultra-sons se propageant suivant le mode longitudinal, sont taillés suivant la coupe *X*. Ces transducteurs ont un rendement très faible, d'une part parce que le champ électrique excite dans diverses tranches du quartz des vibrations qui, étant en opposition de phase, se compensent mutuellement, d'autre part,

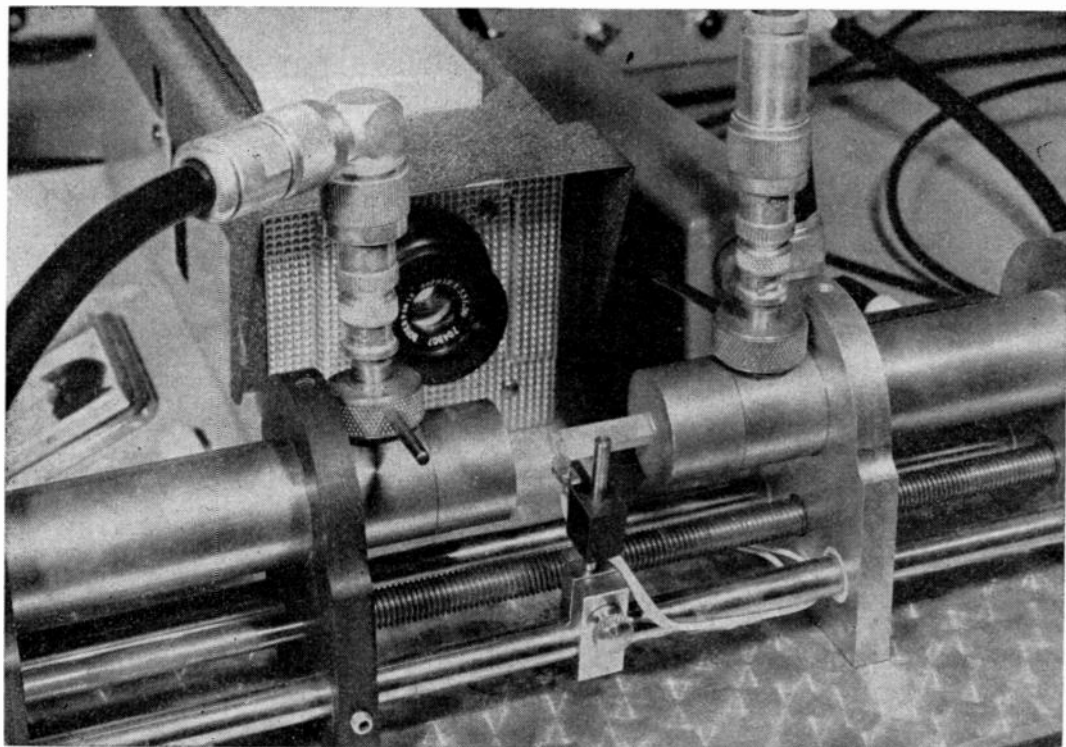


FIG. 2. — Amplificateur à CdS à transducteurs massifs : le monocristal de CdS est placé entre les deux bâtonnets de quartz dont les extrémités libres sont insérées dans des cavités coaxiales. Le projecteur sert à régler la résistivité du cristal.

parce que le champ électrique, à cause des dimensions du quartz, est insuffisant. Ce dernier inconvénient est compensé par l'emploi de cavités à haute surtension, mais alors la bande passante du circuit est très étroite,

On sait qu'il est possible d'obtenir un champ électrique plus élevé avec des disques minces de quartz. Mais la plus petite épaisseur pratiquement utilisable vibre sur le mode fondamental à 30 MHz. Aux fréquences plus élevées, il faut exciter un tel disque sur un harmonique. Le rendement décroît rapidement et la bande passante sur chaque harmonique reste de quelques MHz seulement. Le collage de ces disques est, par ailleurs, très délicat et entraîne une atténuation importante.

Le rendement de conversion des transducteurs massifs est mesuré en insérant le bâtonnet de quartz entre deux cavités coaxiales et en relevant, pour chaque fréquence, la puissance appliquée P_1 à la première cavité et la puissance P_2 transmise à la seconde cavité.

En désignant par P_A , P_B les puissances acoustiques à l'origine et à l'extrémité du bâtonnet de quartz, on peut écrire :

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_A}{P_1} \times \frac{P_B}{P_A} \times \frac{P_2}{P_B}$$

ou en considérant les logarithmes de ces rapports :

$$A_0 = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$$

A_0 représente l'atténuation totale, α_2 l'atténuation dans le quartz, α_1 et α_3 définissent les rendements de conversion exprimés en dB de chaque extrémité du bâtonnet de quartz jouant le rôle de transducteur.

Les cavités sont réglées pour que :

$$\alpha_1 = \alpha_3$$

d'où :

$$A_0 = 2\alpha_1 + \alpha_2$$

En mesurant la différence d'amplitude entre les échos successifs créés par réflexion de l'impulsion incidente sur les extrémités de la ligne de quartz, on déduit la valeur de α_2 .

Soit A_1 l'atténuation pour le premier écho :

$$A_1 = 2\alpha_1 + 3\alpha_2$$

$$\alpha_2 = \frac{A_1 - A_0}{2}$$

La valeur de α_1 est finalement : $\alpha_1 = \frac{A_0 - \alpha_2}{2}$.

Nous avons réalisé des cavités coaxiales, d'impédance caractéristique 90 Ω , accordables par des pistons à contacts. Le coefficient de surtension en charge de chaque cavité est environ 150 et peut être réglé par une antenne à enfoncement variable. Le rendement de conversion α_1 mesuré dans ces cavités est égal à 25 dB

pour la bande 500 - 750 MHz. Le coefficient d'atténuation α_2 est compris entre 2 et 5 dB/cm dans la même bande, mais il dépend beaucoup de la qualité du quartz utilisé.

La largeur de bande instantanée d'un tel transducteur est faible et dépend du coefficient de surtension de la cavité :

$$\Delta F = \frac{F}{Q}$$

Pour le milieu de la bande considérée, c'est-à-dire 650 MHz, la bande passante est de l'ordre de 4 MHz.

Il s'ensuit que la largeur des impulsions utilisables doit être supérieure à 300 ns. D'autre part, l'excitation de ces transducteurs par le champ électrique de la cavité « réentrante » donne naissance à des ondes transversales non désirées. Leur niveau se situe à 15 dB au-dessous du niveau d'ondes longitudinales.

3.2. Transducteurs à couches minces

Le transducteur bien adapté aux fréquences voisines de 1 GHz est un disque piézoélectrique, ayant une épaisseur de l'ordre du micron, placé entre deux électrodes métalliques. Ce transducteur est lié rigidement au matériau dans lequel s'effectue la propagation des ondes acoustiques.

Un tel transducteur est réalisé en évaporant successivement une couche métallique qui sert d'électrode et une couche de sulfure de cadmium. L'autre électrode est constituée par un conducteur appliqué sur la couche de sulfure de cadmium.

Le substrat utilisé est un bâtonnet de corindon de section carrée 6 mm x 6 mm et de longueur 20 mm.

Alors que le dépôt métallique (or par exemple) couvre toute la face du bâtonnet, la couche de sulfure de cadmium est limitée à un disque de diamètre 3 mm. La couche de sulfure de cadmium est réalisée par la méthode dite de DE KLERK [8] ou méthode des trois températures : le soufre et le cadmium sont évaporés simultanément dans des creusets séparés. Les températures des creusets de soufre et de cadmium sont réglées en sorte que les pressions de vapeur partielles correspondent à la formation du composé stoechiométrique sur le substrat, si celui-ci est porté à la température convenable.

L'oxyde de zinc peut aussi être déposé par une méthode analogue, en évaporant du zinc en présence d'oxygène [9]. Mais la méthode est relativement compliquée. Nous avons choisi de réaliser les dépôts d'oxyde de zinc par pulvérisation cathodique à haute fréquence.

L'utilisation des transducteurs à couche mince présente de nombreux avantages. Ils se placent directement à l'extrémité d'une ligne coaxiale classique ; ils fonctionnent dans une bande de fréquences plus large, pour le même rendement de conversion, que les transducteurs massifs, et si l'axe cristallographique de la couche est bien perpendiculaire à la surface plane sur laquelle ils sont évaporés, ils ne créent pratiquement pas de mode parasite c'est-à-dire d'ondes transverses. Ils peuvent être déposés sur différents substrats, d'où

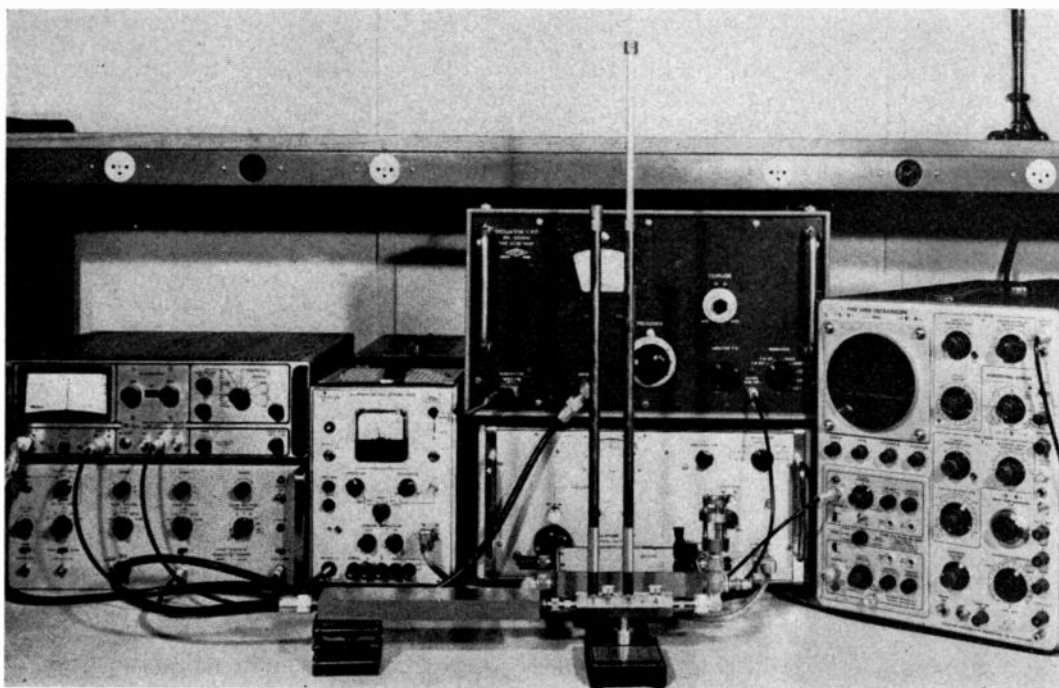


FIG. 4. — Dispositif de mesure, par la méthode des échos, des caractéristiques des transducteurs à couches minces.

le choix possible, pour la ligne de propagation, d'un matériau à faibles pertes aux fréquences désirées. Toutefois, la reproductibilité des caractéristiques dépend, en grande partie, des états de surface.

La qualité du transducteur est évaluée en mesurant, par la méthode des échos, d'une part les pertes totales entre le niveau appliqué et le niveau du premier écho, et d'autre part les pertes de transmission de la ligne en comparant les niveaux de deux échos consécutifs. Cette méthode approchée reste valable si le rendement de conversion est inférieur à -10 dB. Le banc de mesures est représenté sur la figure 4.

L'adaptation d'impédance entre le générateur hyperfréquence et le transducteur est effectuée pour chaque point de mesure. Les courbes des figures 5 et 6 repré-

sentent la réponse, en fonction de la fréquence, de deux transducteurs respectivement à couche mince de CdS et à couche mince de ZnO. La bande utile de fréquences est définie par l'épaisseur de la couche.

3.3. Le cristal

Généralement, les caractéristiques des plaquettes de sulfure de cadmium utilisées sont les suivantes :

- Epaisseur : $0,2$ cm, section de l'ordre du cm^2
- Axe cristallographique : perpendiculaire aux grandes faces
- Résistivité égale ou supérieure à $10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ dans l'obscurité et $10^3 \Omega \cdot \text{cm}$ avec éclaircissement

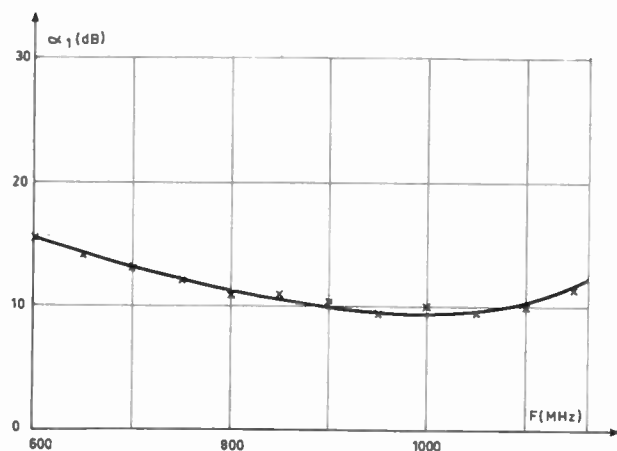


FIG. 5. — Pertes de conversion en fonction de la fréquence, d'un transducteur à couche mince de sulfure de cadmium.

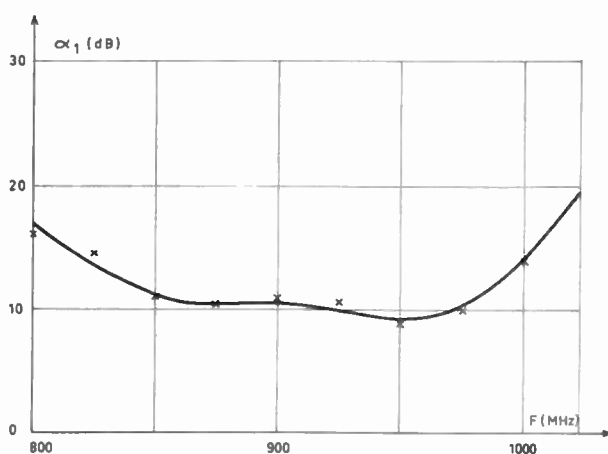


FIG. 6. — Pertes de conversion en fonction de la fréquence, d'un transducteur à couches minces d'oxyde de zinc.

— Mobilité égale ou supérieure à 200 cm²/V·s à la température ambiante.

Les électrodes nécessaires pour obtenir un champ électrique uniforme à l'intérieur du cristal sous l'effet d'une tension extérieure sont déposées sur le cristal de sulfure de cadmium, soit par évaporation sous vide, soit par diffusion d'indium en phase vapeur sous tube scellé.

La qualité des contacts est contrôlée par l'examen de la répartition du potentiel le long du chant du cristal, à l'aide d'une sonde. Si les contacts ne sont pas ohmiques, la courbe de potentiel présente, en général, une chute brusque près des électrodes. Il arrive que la courbe *I(t)*, réponse du cristal à une impulsion de tension à temps de montée très bref, présente certaines anomalies [10].

Les trois éléments : lignes de propagation supportant les deux transducteurs et le cristal, doivent être assemblés aussi étroitement que possible, afin de minimiser les pertes au niveau des jonctions. Des essais d'assemblages ont été réalisés à l'aide de résine époxy de différents types. Quel que soit le produit utilisé, les pertes mesurées excèdent toujours 10 dB.

Nous avons, par la suite, supprimé tout liant. Malgré la nature différente des matériaux, nous avons réussi à obtenir une adhérence satisfaisante. La rigidité mécanique est renforcée en plaçant aux joints un congé de vernis. L'atténuation mesurée n'a jamais excédé, à chaque jonction, quelques décibels (de 2 à 5) pour un bon assemblage.

4. Résultats

Le gain acoustique est obtenu en comparant, à l'aide d'un amplificateur logarithmique à grande dynamique (100 dB) associé à un atténuateur étalonné, le signal de sortie lorsque le cristal est dans l'obscurité et le signal de sortie lorsque le cristal est éclairé et soumis à la tension extérieure.

Les courbes des figures 7 et 8 correspondent à l'amplificateur à transducteurs massifs représenté sur la figure 2. Les électrodes aux bornes du cristal de CdS, d'épaisseur 0,3 cm et de section 0,5 cm², sont constituées d'une couche d'indium déposée par évaporation sous vide et recouverte d'un film d'or. Les deux quartz de longueurs respectives 2 et 3 cm sont collés au cristal avec une résine époxy. Les pertes totales dans l'obscurité sont de l'ordre de 100 dB.

La figure 7 représente, en fonction de la tension appliquée, pour différentes résistivités réglées par variation d'éclairement, le gain acoustique mesuré à la fréquence de 650 MHz. Pour une résistivité de 2 400 Ω·cm, le gain acoustique atteint une valeur de 45 dB. Les courbes devraient en principe, couper l'axe des abscisses au même point. L'effet de piégeage des porteurs par les impuretés et défauts du réseau du cristal peut être en partie responsable de ces écarts par rapport à la théorie [11]. La figure 8 représente, pour le même échantillon, le gain acoustique maximal en fonction de la fréquence. Le décalage du gain, selon la résistivité, se fait dans le sens prévu par la théorie.

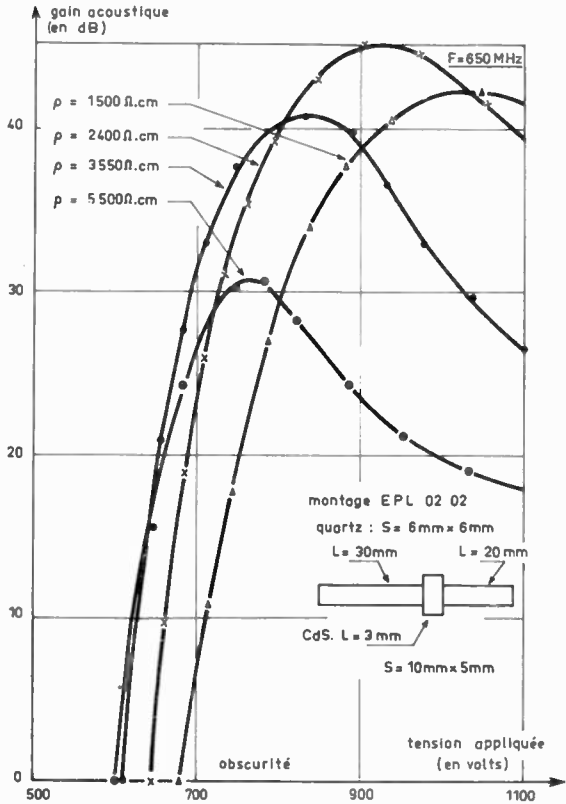


FIG. 7. — Courbe de gain acoustique en fonction de la tension appliquée aux bornes du cristal pour différentes valeurs de la résistivité (cas des transducteurs massifs).

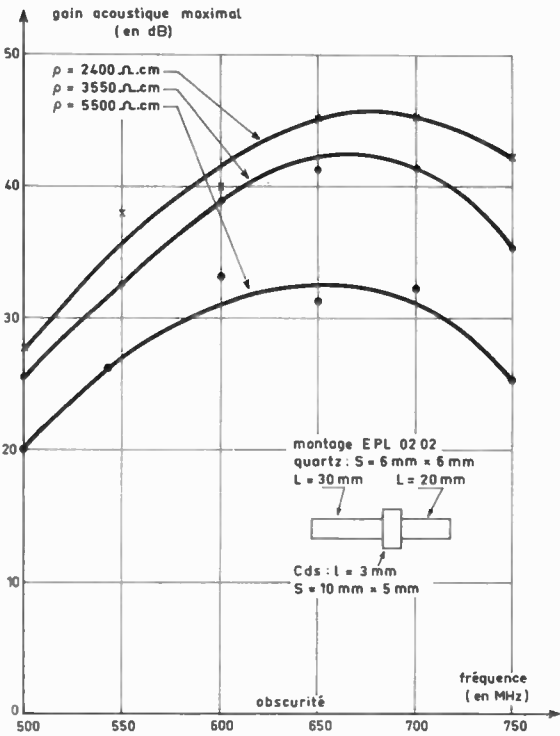


FIG. 8. — Courbe de gain acoustique maximal en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la résistivité (cas des transducteurs massifs).

Les courbes des figures 9 et 10 se rapportent à l'amplificateur à transducteurs à couches minces représenté sur la figure 11, et dont la structure est donnée sur la figure 3.

Le monocristal de CdS a une section de 1 cm² et une épaisseur de 0,2 cm. Les lignes en corindon ont une longueur de 2 cm et une section carrée de 0,6 cm de côté. Les transducteurs ont la forme d'un disque de 0,3 cm de diamètre et de 4,5 μ d'épaisseur.

L'assemblage entre les lignes et le cristal est réalisé sans utilisation d'aucun liant. Le dispositif ne présente plus que 60 dB de pertes dans l'obscurité, si bien que, le gain acoustique étant supérieur à l'ensemble des pertes, un gain global net est mis en évidence (fig. 10) entre 650 et 750 MHz. Ce gain est de l'ordre de 5 dB à 700 MHz. La comparaison entre les figures 9 et 10 montre que les transducteurs réduisent la bande passante. Les caractéristiques des transducteurs de cet amplificateur sont moins favorables à ce point de vue que celles plus récentes présentées sur les figures 5 et 6. Des courbes semblables à celles de la figure 11 ont été très souvent obtenues avec des échantillons différents et des valeurs maximales de gain net plus élevées (> 10 dB) ont été atteintes. Toutefois, la largeur de l'impulsion hyperfréquence amplifiée est toujours limitée à quelques dixièmes de microsecondes, par exemple à 0,3 μs. Cette limitation semble imputable aux ondes transversales de bruit thermique qui, pour être amplifiées, exigent une tension inférieure à celle nécessaire à l'amplification des ondes longitudinales et qui saturent l'amplificateur. C'est d'ailleurs là une des raisons qui conduisent à étudier l'amplification en ondes transversales, mais la réalisation de transducteurs à bon rendement pour ondes transversales soulève encore des difficultés.

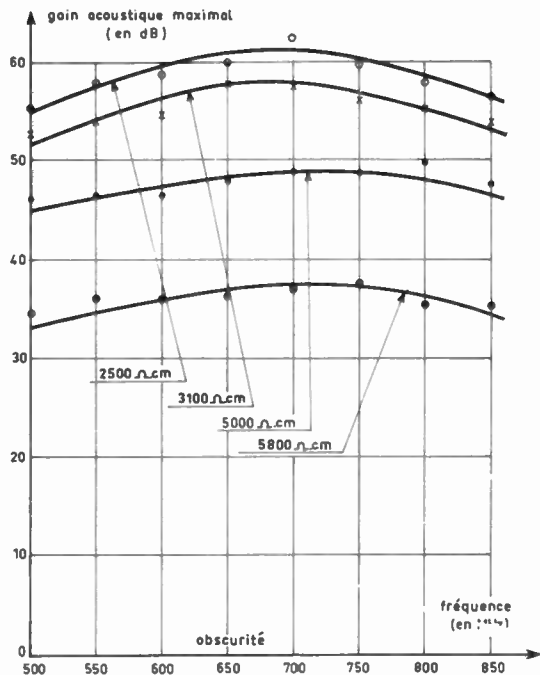


FIG. 9. — Courbe de gain acoustique maximal en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la résistivité (cas des transducteurs à couches minces).

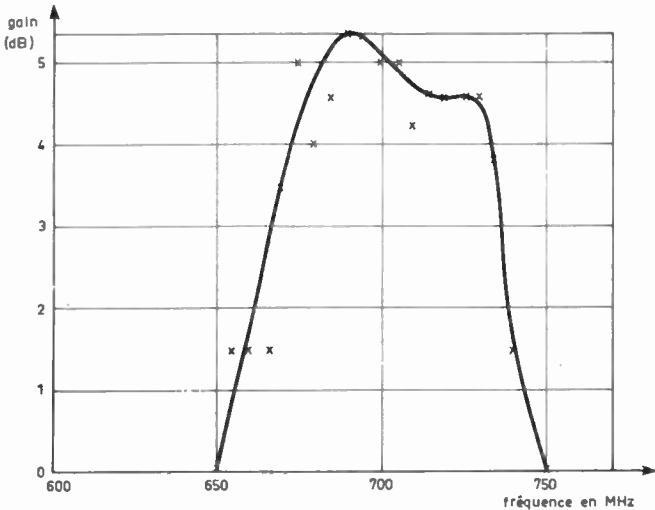


FIG. 10. — Courbe du gain électronique net en fonction de la fréquence (cas des transducteurs à couches minces).

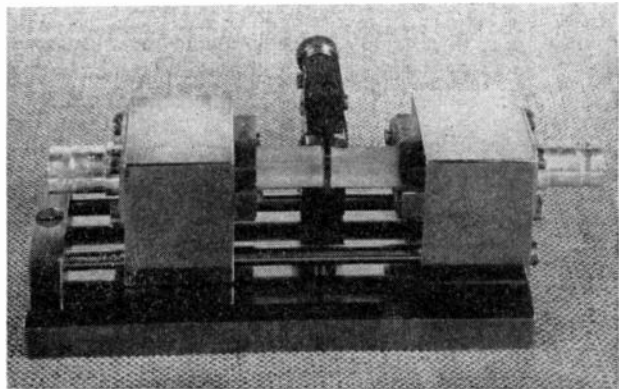


FIG. 11. — Amplificateur à CdS à transducteurs à couches minces. Le monocristal de CdS est placé entre les deux lignes en corindon qui portent les transducteurs.

5. Conclusion

Il est possible d'obtenir, par effet acoustoélectrique dans un cristal semiconducteur et piézoélectrique tel que le sulfure de cadmium, l'amplification d'ondes acoustiques longitudinales de fréquence voisine de 1 GHz avec des gains acoustiques supérieurs à 40dB.

L'utilisation de transducteurs à couches minces à meilleur rendement que les transducteurs massifs et de l'assemblage sans liant qui réduit les pertes aux jonctions, a permis de réaliser des amplificateurs présentant un gain global net de plusieurs décibels.

L'étude de ces dispositifs n'a d'ailleurs pas pour but essentiel de conduire à la réalisation d'amplificateurs hyperfréquences qui peuvent être construits dès maintenant avec des transistors, mais à l'élaboration de systèmes utilisant, en particulier, la propriété des ondes acoustiques de se déplacer dans les solides, à des vitesses faibles devant celle de la lumière. A titre d'exemple, on peut citer la ligne à retard à pertes compensées.

Bibliographie

- [1] WEINREICH G. — Acoustodynamic effects in semi-conductors. *Phys. Rev.*, vol. 104, p. 321, 1956.
- [2] HUTSON A.R. and WHITE D.L. — Elastic wave propagation in piezoelectric semi-conductors. *J. Appl. Phys.*, vol. 33, p. 40, 1962.
- [3] HUTSON A.R., McFEE J.H. and WHITE D.L. — Ultrasonic amplification in CdS. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, p. 237, 1961.
- [4] BLOTEKJAER K. and QUATE C.F. — The coupled modes of acoustic waves and drifting carriers in piezoelectric crystals. *Proc. I.E.E.E.*, vol. 52, p. 360, 1964.
- [5] BAUMBERGER C. et VU HUY DAT R. — Expériences d'amplification acoustique aux fréquences élevées. *L'Onde Electrique*, n° 464, p. 1285, nov. 1965.
- [6] DIEULESAINT E., SCHMITT J. et AUTIN B. — Amplification d'ondes acoustiques dans un cristal de sulfure de cadmium. *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 264, pp. 313-315 (23 janvier 1967).
- [7] CAHEN O., DIEULESAINT E., SCHMITT J. et TORGUET R. — Amplificateur à cristal de sulfure de cadmium. *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 265, p. 340, 7 août 1967.
- [8] de KLERK J. and KELLY E.F. — Vapor deposited thin films piezoelectric transducers. *Rev. Soc. Instr.*, vol. 36, p. 506, April 1965.
- [9] MALBON R.M., WALSH D.J. and WINSLOW D.K. — Zinc-oxide film microwave acoustic transducers. *Appl. phys. Lett.*, vol. 10, n° 1, 1 January 1967.
- [10] AUTIN B., CAHEN O., DIEULESAINT E., GOUVERNELLE D., TAVERNIER J. et BAUDUIN P. — Two-step current saturation in CdS crystals. *Phys. Stat. Sol.* 22, K135 (1967).
- [11] ISHIGURO T., UCHIDA I., SUZUKI T. and SASAKI Y. — Ultrasonic amplification characteristics and nonlinearity in CdS. *I.E.E.E. Convention Record*, 12, p. 93, 1964.

L'effet Gunn

P. GUÉTIN

RTC - La Radiotechnique Compelec

1. Introduction

Depuis la découverte du transistor, un des principaux objectifs des laboratoires de développement a été d'augmenter leur fréquence de fonctionnement. En fait, les progrès accomplis dans cette voie ont été relativement lents et la technologie ne permet guère de dépasser quelques GHz, si bien qu'il faut avoir recours à la multiplication de fréquence (varactors) au détriment de l'encombrement et du prix de revient.

Cependant, au cours des dernières années, on a assisté à l'apparition de deux dispositifs qui ont complètement changé l'aspect du problème et ont fait pénétrer les semiconducteurs dans le domaine des ondes centimétriques et millimétriques. Les diodes à avalanche et les générateurs à effet Gunn possèdent les avantages suivants : faibles dimensions, solidité, fonctionnement à la température ambiante, tension d'alimentation faible. L'effet Gunn, qui fait l'objet de cet article, apparaît parce que certains matériaux présentent une résistance différentielle négative au-delà d'un champ électrique donné. C'est un effet de volume indépendant des contacts et de l'état de surface du matériau.

Nous allons décrire successivement : l'origine de la résistance différentielle négative, la formation des domaines de haut champ électrique, les caractéristiques essentielles de l'effet Gunn et les résultats expérimentaux obtenus avec de l'arséniure de gallium.

2. La caractéristique courant-tension de l'arséniure de gallium

Dans un semiconducteur de type n , la densité de courant due aux porteurs de charge (électrons) est donnée par :

$$\vec{j} = \sum_{v=0}^{\infty} n_e v \quad (1)$$

n , nombre d'électrons de vitesse v , dépend de la façon dont les porteurs sont distribués en énergie. S'il n'y a pas de champ électrique appliqué, $\vec{j} = 0$ parce que les vitesses sont aléatoires et leur composante globale,

nulle. v représente, dans ce cas, la vitesse d'agitation thermique des électrons due à leurs interactions avec le réseau cristallin qui se trouve à la température T . Appliquons un faible champ électrique. Les électrons ont tendance à dériver en sens inverse du champ appliqué et $\vec{j}$ prend une certaine valeur que l'on calcule d'après (1) et qui peut s'écrire également :

$$\vec{j} = n e \vec{v}_d \quad (2)$$

où n est le nombre total d'électrons dans la bande de conduction et $\vec{v}_d$; vitesse de dérive, n'est autre que la vitesse moyenne des porteurs dans la direction du champ appliqué. Le courant étant proportionnel au champ électrique, on a :

$$\vec{v}_d = \mu \vec{E} \quad (3)$$

μ étant la constante de proportionnalité que l'on appelle mobilité électronique et qui dépend du mode d'interaction des électrons avec les vibrations du réseau ou avec les impuretés présentes dans le cristal. μ dépend en outre de la masse effective des électrons qui diffère de leur masse dans le vide parce qu'ils sont soumis au potentiel périodique des ions du réseau. On sait que cette masse effective dépend de la courbure de $\varepsilon(k)$: variation de l'énergie des électrons avec leur vecteur d'onde associé. $\varepsilon(k)$ est appelé généralement structure de bande pour se souvenir qu'il existe des bandes d'énergies permises ou interdites d'après les calculs de la mécanique quantique.

La relation (3) traduit le fait qu'il existe un équilibre entre le moment gagné par les électrons dans le

champ électrique et le moment cédé au réseau cristallin.

Si le champ électrique appliqué augmente, l'énergie gagnée par les électrons augmente également. Puisque l'électron dissipe une partie de son énergie dans le réseau environnant, son énergie moyenne doit être plus importante que celle du réseau pour qu'il reste en régime permanent. Dans la mesure où l'on peut parler de la température des électrons, ce qui, dans beaucoup de cas, n'est pas une façon trop inexacte de voir les choses, on peut dire que la température des électrons devient supérieure à celle du réseau (« électrons chauds ») et la différence entre ces deux températures fait que l'énergie se dissipe. Les électrons devenant de plus en plus chauds, interagissent d'autant plus avec les vibrations du réseau cristallin si bien que leur mobilité diminue avec le champ électrique. La caractéristique du courant électrique en fonction de la tension appliquée présente des déviations à la loi d'Ohm dès que le champ électrique dépasse quelques centaines de volts par cm. Ce phénomène d'électrons chauds est observé dans tous les semiconducteurs mais il est d'un intérêt secondaire dans le cas de l'arséniure de gallium où les phénomènes résultant de la structure de bande ont des conséquences autrement plus importantes. La structure de la bande de conduction est représentée figure 1. Il existe, en premier lieu, un minimum central dont la courbure donne une masse effective $m^*_1 = 0,068 m$, m étant la masse de l'électron dans le vide. On observe qu'il existe aussi des minimums secondaires dans les directions cristallines, 100, $\bar{1}00$, 010, ... et situés 0,36 eV plus haut en énergie. La courbure de la bande conduit à une masse effective m^*_2 d'environ 0,4 m c'est-à-dire plus grande que m^*_1 . A bas champ électrique et à la température ambiante, il y a n_1 électrons autour de A et n_2 électrons autour de B mais le rapport n_1/n_2 est de $2,5 \cdot 10^4$, c'est-à-dire que le peuplement des vallées supérieures B est négligeable. Par contre, si le champ électrique augmente, de plus en plus d'électrons acquièrent une énergie cinétique qui se rapproche de 0,36 eV. Pour passer en B, il faut non pas changer l'énergie mais essentiellement le moment cristallin de l'électron et ceci s'accomplit grâce à l'intervention des phonons (ou quanta d'énergie de vibration du réseau cristallin). Si l'on se souvient que la vitesse d'un électron est proportionnelle à $d\varepsilon/dk$, tout électron qui aboutit

au minimum B a une vitesse nulle, alors que son énergie cinétique était de 0,36 eV quand il était encore dans la bande centrale. Le premier effet du transfert de charge est donc une transformation de l'énergie cinétique en énergie potentielle. Du fait du champ électrique appliqué, les électrons ne restent pas en B mais acquièrent à nouveau une certaine vitesse qui dépend de la mobilité dans les minima secondaires. Du fait de l'inégalité $m^*_2 > m^*_1$, on montre que la mobilité μ_2 est inférieure à μ_1 soit $\mu_2 = 100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_1 = 8\,000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Par suite d'après (3) pour un même champ appliqué, la vitesse d'un électron autour de B est inférieure à la vitesse d'un électron autour de A. La vitesse globale est donnée par :

$$\vec{v}_d = \frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \vec{E}. \quad (4)$$

En se servant des valeurs des mobilités citées plus haut, on voit que, pendant le transfert c'est-à-dire quand n_2 augmente suffisamment vite au détriment de n_1 , grâce au champ électrique, $\vec{v}_d$ diminue. La densité de courant proportionnelle à $\vec{v}_d$ diminue également d'après (2), c'est-à-dire que le matériau présente une résistance différentielle négative à partir d'un champ électrique tel que le transfert commence à être appréciable jusqu'à une valeur du champ pour laquelle toutes les charges électriques sont dans les minimums secondaires.

En résumé, un fort champ électrique appliqué à l'arséniure de gallium entraîne :

- a) une déviation à la loi d'Ohm,
- b) un changement d'énergie cinétique en énergie potentielle,
- c) une modification de la mobilité des porteurs de charges.

Si on veut obtenir la courbe $\vec{v}_d(E)$, il faut déterminer les variations de n_1 et n_2 avec le champ électrique, sachant que $n_1 + n_2 = n$ (densité de porteurs libres dans le minimum central de la bande de conduction à champ appliqué nul). RIDLEY, WATKINS [1] et HILSUM [2] avaient traité cette question avant même la découverte de l'effet Gunn et le problème essentiel est de savoir comment les électrons sont distribués en énergie pour une certaine valeur du champ appliqué. Bien que des approximations soient nécessaires pour mener à bien le calcul, il apparaît que la courbe $v(E)$ (1) calculée par BUTCHER et FAWCETT [3, 4] est en bon accord avec les vérifications expérimentales. Cette courbe est tracée sur la figure 2. Le seuil de la résistance différentielle négative (RDN) est de 3,25 kV/cm et la RDN se prolonge jusqu'à 25 kV/cm environ. Au-delà, on pourrait s'attendre à ce que v augmente linéairement avec E , avec la pente μ_2 . En fait, la mobilité dans les minimums supérieurs diminue de façon très sensible avec le champ électrique ce qui explique la saturation de la courbe $v(E)$ une fois le transfert d'électrons effectué.

(1) Nous avons supprimé l'indice d de la vitesse pour simplifier l'écriture.

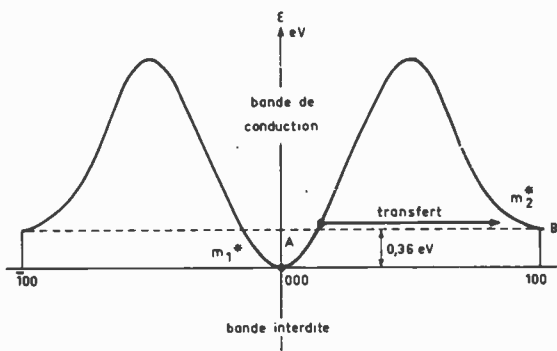


FIG. 1. — Structure de la bande de conduction de l'arséniure de gallium.

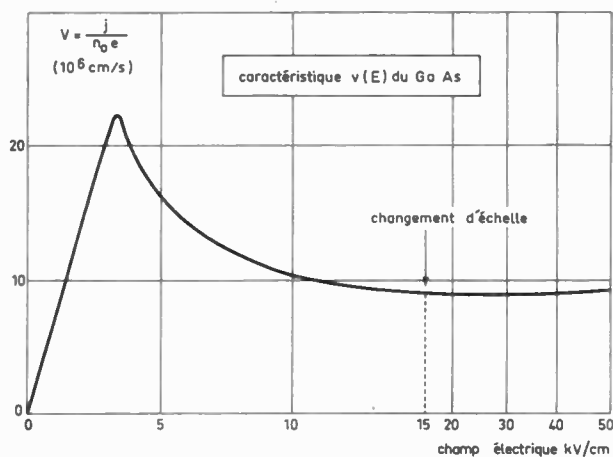


FIG. 2. — Caractéristique $v(E)$ de l'arséniure de gallium.

Le seuil de la RDN est indépendant de l'orientation du champ électrique par rapport aux axes cristallins, du fait de l'existence de six minimums équivalents. La vérification expérimentale la plus convaincante de la courbe $v(E)$ présente un accord excellent avec la théorie [5]. Il était aussi nécessaire de vérifier que le mécanisme de transfert d'électrons est bien à l'origine de la RDN. Les expériences ont consisté à faire varier la différence d'énergie entre le minimum central de la bande de conduction et les minimums secondaires par pression hydrostatique [6] ou par la composition des alliages $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ [7]. Dans ces deux cas, le champ de seuil est diminué quand la différence d'énergie est abaissée.

Des composés autres que GaAs présentent une RDN à fort champ électrique : InP, CdTe, ZnSe, InAs sous pression.

Trois conditions sont nécessaires pour que cet effet apparaisse :

1° La différence d'énergie entre le minimum central et les minimums supérieurs de la bande de conduction doit être plus grande que l'énergie d'agitation thermique kT (environ 1/40 eV à la température ambiante),

2° La différence d'énergie doit être plus petite que la largeur en énergie de la bande interdite du matériau (1,4 eV pour l'arséniure de gallium). Dans le cas contraire, on peut s'attendre à une ionisation intrinsèque par avalanche et création de paires électrons-trous avant de pouvoir opérer le transfert d'une vallée à la suivante.

3° La mobilité électronique doit être plus faible dans les minimums secondaires que dans le minimum central.

Ces trois conditions ne sont pas toujours suffisantes. Nous pensons, en particulier, au cas où les échantillons d'effet Gunn sont suffisamment longs (plusieurs mm) pour donner naissance à une forte déviation à la loi d'Ohm due au couplage électrons-phonons pour un champ électrique inférieur au seuil de la RDN. (voir l'article de C. HERVOUET et J.P. ROPE dans ce même numéro, pp. 647 à 655).

Il existe d'autres mécanismes qui conduisent à l'existence d'une RDN (voir l'article de A. BARRAUD, pp. 638 à 646) mais l'intérêt primordial de celui qui vient d'être décrit est sa rapidité, les temps mis en jeu étant de l'ordre de 10^{-12} s. On conçoit dès lors que les instabilités de courant qui en résultent puissent avoir lieu à des fréquences très élevées. C'est le cas de l'effet Gunn.

3. La formation des charges d'espace

L'idée qui vient en premier à l'esprit est de tailler un barreau d'arséniure de gallium homogène et de souder deux contacts ohmiques aux extrémités. Dans ce cas, le champ électrique uniforme est simplement proportionnel à la tension appliquée. La densité de courant, à son tour, est proportionnelle à la vitesse de dérive moyenne des charges. En tout point du dispositif, la caractéristique courant-tension présente l'allure de la figure 2. L'échantillon, couplé à un circuit extérieur résonnant, peut exciter des oscillations à une fréquence déterminée par le circuit lui-même (et la capacité de l'échantillon) et indépendante du temps de transit des électrons dans le barreau de GaAs. C'est le mode LSA (voir article de G. CONVERT, P. MOUTOU et A. de BOUARD, pp. 685 à 693).

En pratique, nous allons voir qu'un milieu qui présente une RDN donne naissance à des charges d'espace qui croissent exponentiellement dans le temps et qui distordent le champ électrique à l'intérieur du matériau. Par conséquent, si la fréquence de résonance est trop basse ou si l'échantillon placé dans un circuit non résonnant est soumis à une tension continue d'une durée suffisamment longue, on aboutit à la formation d'un dipôle associé à un domaine de fort champ électrique caractéristique de l'effet Gunn.

Illustrons à présent le mécanisme de la formation des charges d'espace. Supposons qu'il y ait, en un endroit donné du matériau, une fluctuation de la densité électronique (fig. 3a). Le champ électrique calculé d'après l'équation de Poisson prend l'allure de la figure 3b. Si son amplitude reste toujours inférieure au seuil de la RDN, cela signifie que les vitesses des électrons représentées par des flèches en (a) sont proportionnelles à l'amplitude du champ. La charge d'espace dessinée schématiquement quelques instants après sa formation (courbe pointillée) a tendance à disparaître. Au contraire, la figure 4 illustre le cas où le champ électrique est toujours supérieur au champ de seuil. Aux valeurs les plus fortes du champ corres-

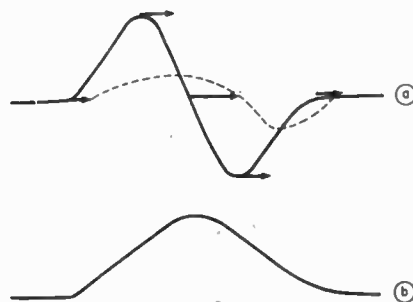


FIG. 3. — Atténuation d'une charge d'espace.

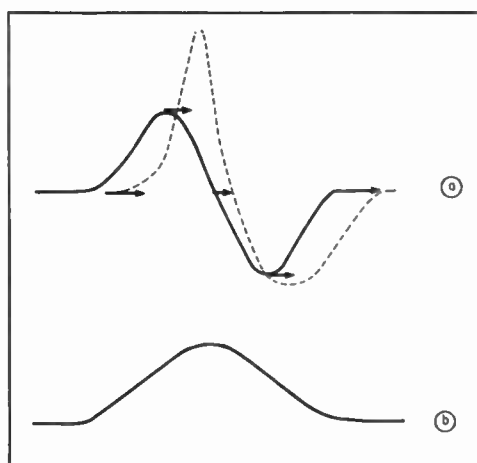


FIG. 4. — Accroissement d'une charge d'espace due à l'existence d'une résistance différentielle négative.

pondent les vitesses les plus faibles. La charge d'espace a tendance à s'accroître et le processus est instable. Si l'échantillon est alimenté à tension constante, le champ extérieur à la charge d'espace doit diminuer au fur et à mesure que la charge d'espace se développe et devient donc inférieur au champ de seuil si bien que la vitesse des électrons à l'extérieur du dipôle diminue. Au bout d'un certain temps, cette vitesse devient sensiblement égale à la vitesse moyenne de la charge d'espace et le phénomène se stabilise. Des charges d'espace de ce genre vont apparaître dans un oscillateur à effet Gunn polarisé au-dessus du seuil de la RDN mais l'une d'entre elles va l'emporter sur toutes les autres. En effet, lorsque la tension est appliquée brusquement à l'échantillon, un paquet d'électrons est injecté à la cathode (fig. 5a) et cette « couche d'accumulation » s'amplifie du fait de la présence du fort gradient de champ au voisinage de la soudure. La couche d'accumulation se détache de la cathode, croît au détriment des autres charges d'espace et donne lieu à une distorsion du champ électrique (fig. 5b). Le champ électrique compris entre la couche d'accumulation et l'anode correspond à des valeurs situées dans la zone de la RDN et cela explique pourquoi ce type de charge d'espace est instable. Mc

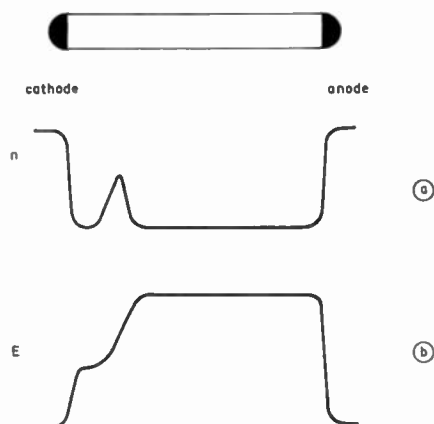


FIG. 5. — Couche d'accumulation initiale injectée à la cathode.

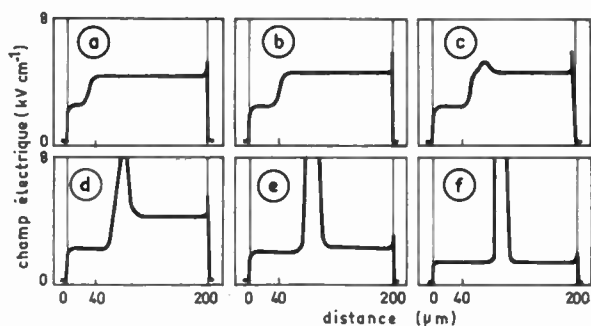


FIG. 6. — Formation du domaine de haut champ électrique (d'après McCUMBER et CHYNOWETH [8]).

CUMBER et CHYNOWETH [8] ont montré qu'en présence d'une petite inhomogénéité, il y avait formation d'une nouvelle charge d'espace adjacente à la couche d'accumulation initiale. Cette seconde charge correspond à un manque d'électrons et forme un dipôle avec la charge initiale. Peu à peu la configuration du potentiel dans l'échantillon prend l'allure d'un domaine de haut champ électrique (fig. 6). L'intégrale du champ sur la longueur de l'échantillon est égale à la tension appliquée, si bien que le champ extérieur au domaine est inférieur au champ de seuil de la RDN, empêchant ainsi la formation de nouveaux dipôles.

On voit ainsi que la cathode joue un rôle privilégié dans la formation du domaine et ceci d'autant plus que l'expérience a permis de constater qu'il y avait souvent une petite région plus résistive occasionnée par le contact et où le champ est plus élevé que dans le reste de l'échantillon. C'est donc la région cathodique qui atteint la première des champs au-delà du seuil de la RDN.

Il reste à examiner le problème du temps de croissance des charges d'espace. On peut écrire grossièrement que toute charge croît proportionnellement à $\exp(t/\tau_n)$ où

$$\tau_n = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{ne|\mu_n|} \quad (5)$$

τ_n est la valeur absolue du temps de relaxation diélectrique dans la zone de la RDN où la mobilité μ_n est égale à dv/dE , pente de la courbe $v(E)$ de la figure 2. ε est la constante diélectrique du matériau et n la densité électronique que l'on prend égale, pour simplifier, à n_0 : densité moyenne en absence de charges d'espace, c'est-à-dire le dopage du matériau. Si nous supposons que (5) reste valable jusqu'à ce que la charge d'espace atteigne l'extrémité de l'échantillon, le facteur de croissance maximal est alors $\exp(L/v \tau_n)$ où L est la longueur de l'échantillon et v la vitesse de déplacement de la charge d'espace, ce qui s'écrit :

$$\exp \frac{enL|\mu_n|}{\varepsilon \varepsilon_0 v} \quad (6)$$

Pour que le domaine de haut champ électrique

puisse se former il faut que ce facteur soit plus grand que 1, ce qui conduit à :

$$nL > \frac{\varepsilon \varepsilon_0 v}{e |\mu_n|} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}. \quad (7)$$

Prenons par exemple $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. La relation (7) conduit à $L > 100 \mu$. Avec un échantillon de 1 mm de longueur, la distance de formation du domaine est alors négligeable et l'expérimentateur observe que le domaine de haut champ se déplace de la cathode à l'anode sans se déformer. On peut utiliser des échantillons plus courts que 100μ à condition d'augmenter le dopage pour diminuer le temps de formation du domaine.

4. Théorie de l'effet Gunn

Considérons un barreau d'arséniure de gallium dans lequel un domaine de haut champ s'est formé et se propage sans se déformer de la cathode vers l'anode. Rappelons les caractères essentiels du phénomène (fig. 7) :

a) Le champ extérieur au domaine E_{ext} est inférieur à E_s champ de seuil de la RDN,

b) Sa valeur est la même à droite et à gauche du domaine ; ce qui est logique puisque la densité de courant $j = n_0 e \mu E_{\text{ext}} = \sigma E_{\text{ext}}$ doit être identique de part et d'autre,

c) Il existe une charge d'espace positive à l'avant (manque d'électrons) et négative à l'arrière (accumulation d'électrons),

d) Alors que presque tous les électrons à l'extérieur du domaine appartiennent à la partie centrale de la bande de conduction, le domaine est un équilibre complexe d'électrons « répartis en tous les endroits de la bande de conduction ».

Si on introduit dans le circuit une résistance en série r , on obtient l'allure du courant en mesurant la différence de potentiel aux bornes de r . Supposons que le dopage et la section du barreau de GaAs soient constants et appelons I_s la valeur de l'intensité au seuil : au-delà de E_s , le courant ne peut que diminuer puisque $E_{\text{ext}} < E_s$ (fig. 8).

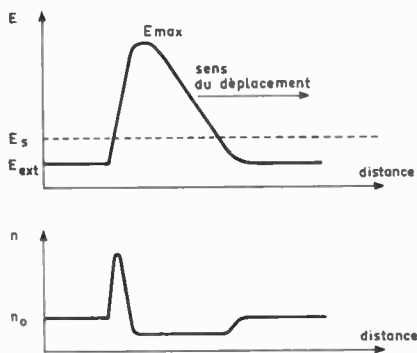


FIG. 7. — Répartition du champ électrique et de la densité de porteurs quand le domaine est stabilisé.



FIG. 8. — Allure de la tension et du courant d'effet Gunn en fonction du temps.

En résumé, quand on dépasse le seuil d'instabilité, le courant varie de I_s à I durant le temps de formation du domaine puis reste constant tant que le domaine parcourt l'échantillon, enfin remonte à sa valeur initiale quand le domaine disparaît à l'anode.

Un nouveau domaine se déclenche immédiatement et le processus est répétitif.

La mise en équation du déclenchement du phénomène est complexe mais l'étude des caractéristiques en régime stable permet de prévoir l'amplitude et la forme du domaine durant sa propagation [9], [10]. Nous avons à l'extérieur du domaine :

$$j = n_0 e \mu E_{\text{ext}} \quad (8)$$

À l'intérieur du domaine il faut tenir compte des courants de déplacement et de diffusion :

$$j = n(x) e v(E) + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} - e \frac{\partial}{\partial x} (Dn) \quad (9)$$

$v(E)$ est donnée par la figure 2. D , coefficient de diffusion, varie avec le champ électrique. Comme la forme et la vitesse du dipôle ne dépendent que de $y = x - v_D t$, on a :

$$\frac{dE}{dy} = \frac{\partial E}{\partial x} = - \frac{1}{v_D} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (10)$$

où v_D est la vitesse du domaine. Grâce à (10), on élimine le temps dans l'équation (9). De (8) et (9), on élimine j et grâce à l'équation de Poisson intégrée :

$$E(x) = E_{\text{ext}} + \frac{e}{\varepsilon} \int_{-\infty}^x [n(x') - n_0] dx', \quad (11)$$

on obtient $E(x)$ et $n(x)$ pour une vitesse v_D donnée. Le calcul montre qu'il existe, tout au plus, une seule valeur de v_D pour laquelle le système des deux équations non linéaires conduit à une solution. Celle-ci s'obtient à l'aide d'un ordinateur et les résultats peuvent se présenter sous diverses formes.

4.1. La variation du champ maximal dans le domaine avec la vitesse des électrons à l'extérieur

À l'endroit où le champ dans le domaine est maxi-

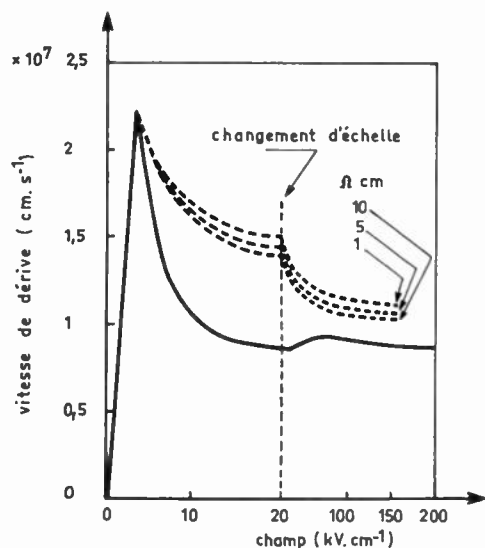


FIG. 9. — Caractéristiques statique et dynamiques (d'après BUTCHER et al. [10]).

mal on a :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 0 = \frac{\partial E}{\partial t}$$

et d'après (11), $n(x) = n_0$.

Le courant se compose alors d'un courant de conduction $n_0 e v(E_{\max})$ et d'un courant de diffusion qui s'ajoute au premier. Si seul le courant de conduction intervenait, le point de fonctionnement serait sur la caractéristique « statique » de la figure 2, comme le point à l'extérieur du domaine. En ajoutant la contribution du courant de diffusion $\frac{1}{n_0} \frac{\partial}{\partial x} (Dn)$ (on introduit une vitesse de dérive équivalente j diffusion/ $n_0 e$), on obtient la figure 9 d'après la référence [10]. Les courbes en pointillés sont les caractéristiques dynamiques pour différentes valeurs de la concentration n_0 . Même vers les champs très élevés, ces caractéristiques ne recoupent pas la caractéristique statique, c'est-à-dire que le courant de diffusion n'est jamais nul. Le domaine présente donc toujours une forme triangulaire et jamais trapézoïdale.

4.2. L'excès de tension dans le domaine, en fonction du champ extérieur

L'excès de tension V_a est défini par :

$$V_a = E_{\text{ext}} L + V_d \quad (12)$$

où V_a est la tension appliquée à l'échantillon. Autrement dit V_a est l'aire de la courbe $E(x)$ à l'endroit du domaine moins $l E_{\text{ext}}$, où l est la largeur du domaine. La courbe est représentée figure 10 (d'après la référence [10]). Le point important est que le champ extérieur E_{ext} atteint une valeur constante, tandis que V_a continue à croître (effet Gunn saturé).

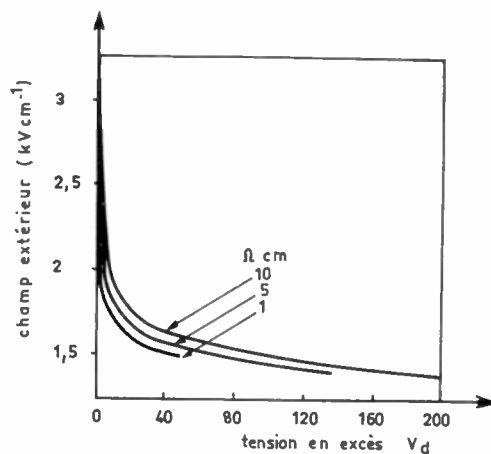


FIG. 10. — Caractéristiques de la tension en excès dans le domaine en fonction du champ E extérieur (d'après BUTCHER et al [10]).

4.3. Les largeurs des zones de charge d'espace en fonction du champ extérieur

La zone de charge d'espace positive devient rapidement plus large que la zone de charge d'espace négative quand E_{ext} diminue. Ceci est dû au fait que la première zone correspond à un manque d'électrons libres qui ne peut dépasser n_0 alors que la deuxième zone correspond à une accumulation d'électrons qui peut être très importantes. (fig. 11, d'après la référence [10]).

Le calcul montre en outre que dans les matériaux de résistivité 5 à 10 $\Omega \cdot \text{cm}$ la vitesse du domaine est sensiblement égale à la vitesse de dérive des électrons à l'extérieur soit :

$$v_D = \mu E_{\text{ext}} \quad (13)$$

Le point de fonctionnement de l'effet Gunn s'obtient grâce à (12) et à la figure 10 : la droite de pente $-1/L$ qui coupe l'axe des abscisses en V_a donne le point de fonctionnement par son intersection avec la caractéristique $E_{\text{ext}} = f(V_a)$ (fig. 12).

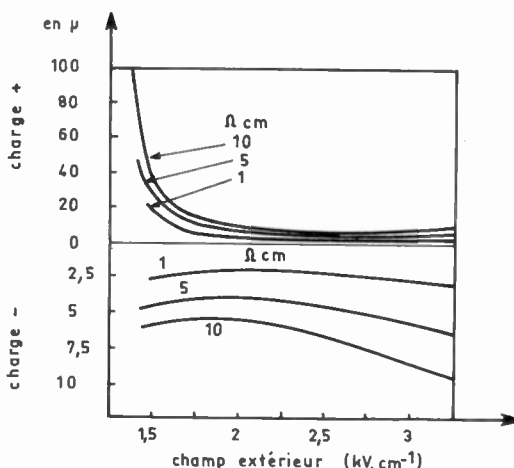


FIG. 11. — Largeur des zones de charges d'espace (d'après BUTCHER et al [10]).

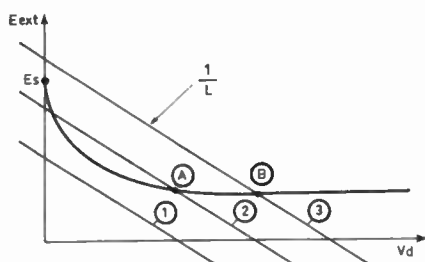


FIG. 12. — Point de fonctionnement de l'effet Gunn.

Plusieurs cas se présentent : la droite 1 ne coupe pas la caractéristique : il n'y a pas d'effet Gunn ; la droite 2 donne un point de fonctionnement A mais elle coupe l'axe des ordonnées au-dessous du seuil E_s , ce qui signifie qu'un domaine existe à condition qu'il ait été déclenché. Pour cela on ajoute à la polarisation un pic de déclenchement mais le phénomène n'est pas répétitif (effet Gunn déclenché). La droite 3 conduit au fonctionnement normal de l'effet Gunn.

La figure 13 permet de déterminer le champ maximal dans le domaine. A un E_{ext} donné correspond le point A de fonctionnement extérieur au domaine. ($v = \mu E_{ext}$). L'horizontale passant par A coupe la caractéristique dynamique en C. L'abscisse de C donne le champ maximal E_{max} .

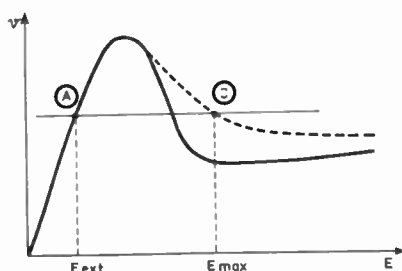


FIG. 13. — Champ maximal dans le domaine.

5. Technique expérimentale

L'effet Gunn tel qu'il vient d'être décrit peut s'observer en appliquant une tension constante à un échantillon d'arséniure de gallium placé dans un circuit non résonnant. Le montage de la figure 14 convient pour ce genre d'expériences. Le générateur délivre des impulsions rectangulaires de longueur et d'amplitude variables. Le taux de répétition est d'environ 50 Hz pour éviter d'échauffer le matériau. On utilise souvent un générateur dans lequel un relais au mercure décharge un câble coaxial chargé par une source haute tension. Les échantillons insérés à l'intérieur d'une structure coaxiale rigide sont taillés généralement dans du matériau de 1 à 4 $\Omega \cdot \text{cm}$ de résistivité. La section des barreaux est de l'ordre de $300 \times 300 \mu$ et leur longueur 0,5 à 3 mm. Des billes d'étain assurent les contacts aux extrémités. La résistance R_a permet d'opérer à tension constante sur l'échantillon et r sert à mesurer le courant. Leurs valeurs et performances sont testées par réflectométrie et tensions

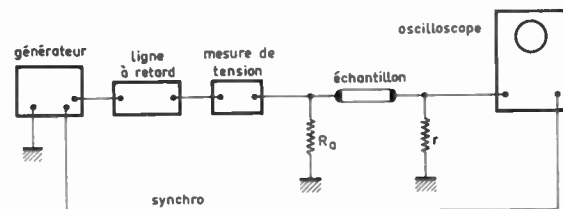


FIG. 14. — Circuit de mesure.

et courants sont observés sur des oscilloscopes à échantillonnage.

La forme des domaines de haut champ est donnée au moyen d'une sonde capacitive [11] placée sur le côté de l'échantillon à une très faible distance de sa surface.

En mode déclenché, l'impulsion de tension est inférieure à la tension de seuil mais on ajoute un pic de surexcitation, de façon à franchir momentanément le seuil et engendrer un cycle de fonctionnement. La forme particulière de l'impulsion est obtenue en plaçant une section de ligne à basse impédance dans le câble de charge du générateur.

6. Etude expérimentale

6.1. Fonctionnement normal

Les instabilités de courant dans l'arséniure de gallium ont été découvertes par GUNN [12, 13] qui a donné les résultats expérimentaux essentiels en accord avec la théorie. Le lecteur trouvera dans les références [14 à 16] de nombreux renseignements sur l'effet en lui-même et tous les phénomènes qui s'y rattachent.

Nous allons à présent illustrer le fonctionnement normal de l'effet Gunn.

La caractéristique courant-tension jusqu'au seuil E_s d'un échantillon en forme de barreau est représentée sur la figure 15. La courbe est à peu près linéaire

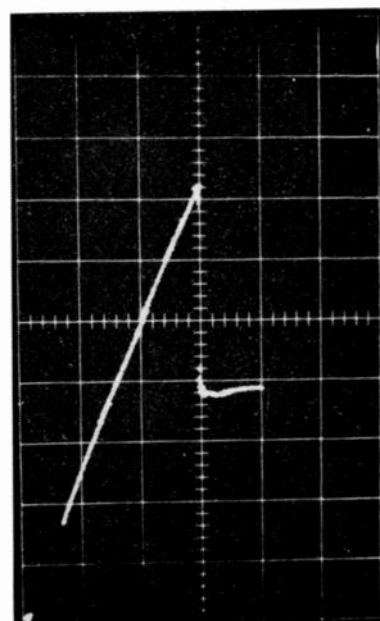


FIG. 15. — Caractéristique courant-tension jusqu'au seuil E_s . Ech. horiz. : 1,1 kV/carreau. Ech. vert : 0,21 A/carreau.

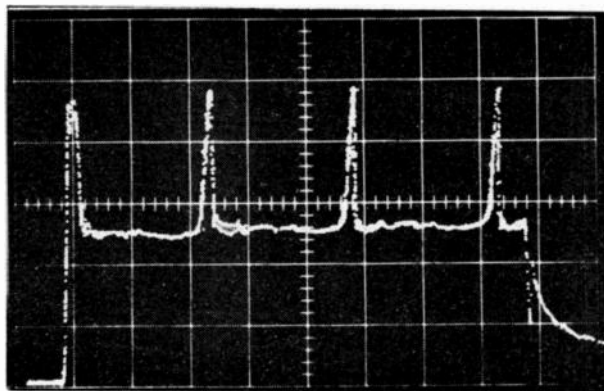


FIG. 16. — Allure du courant en fonction du temps. Ech.horiz. : 10 ns/carreau.

jusqu'au seuil d'instabilité. Lorsque l'on utilise du matériau de pureté supérieure, la déviation à la loi d'Ohm est plus grande et peut atteindre environ 20 %, juste avant le seuil de la RDN. Au-delà de 3,3 kV/cm, le courant chute et prend la valeur du courant minimal de la figure 16 pendant qu'un domaine traverse l'échantillon. On voit, d'après cette dernière figure, que le courant reste sensiblement constant pendant la période du phénomène.

Nous avons défini la tension supplémentaire dans le domaine par la relation (12). Il est aussi possible d'écrire :

$$V_a = RI + V_d \quad (14)$$

RI est la chute normale de tension due à la résistance R de l'échantillon. La caractéristique $I(V_d)$ peut se déduire facilement de $E_{ext}(V_d)$ (fig. 10), car $I = S\sigma E_{ext}$ avec S : section du barreau et σ : conductivité du matériau. On remarque à ce propos que, contrairement à E_{ext} qui varie peu avec n_0 , I est directement proportionnelle à cette quantité. Le point de fonctionnement est obtenu par l'intersection de la droite de charge de pente $-I/R$ avec la caractéristique du domaine $I(V_d)$ (fig. 17). En fonctionnement normal, le courant et la vitesse du domaine sont à peu près constants quand le point de fonctionnement se déplace sur la partie plate de la caractéristique (droites de charge 3-4). Il y a, en même temps, une augmentation

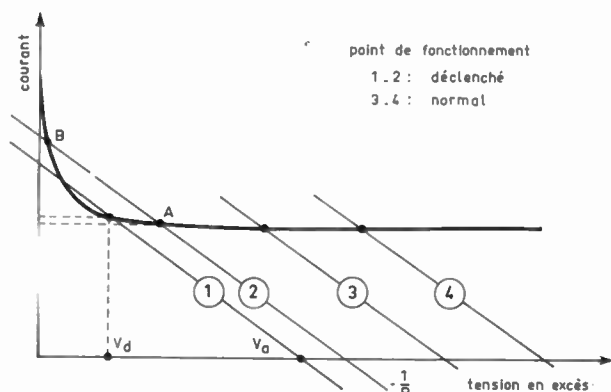


FIG. 17. — Points de fonctionnement pour différentes valeurs de la tension appliquée.

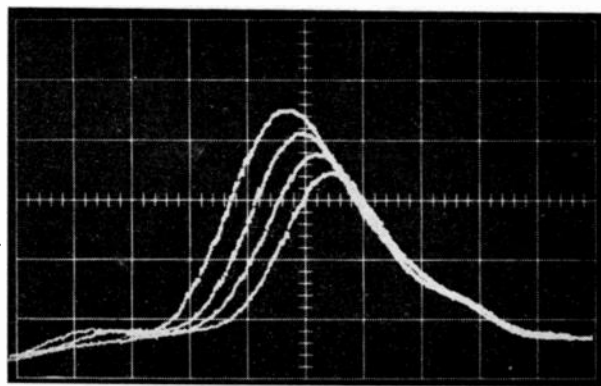


FIG. 18. — Forme des domaines de haut champ pour différentes valeurs de V_a . Ech. horiz. : 18 μs/carreau, Ech. vert : 34,4 kV/carreau.

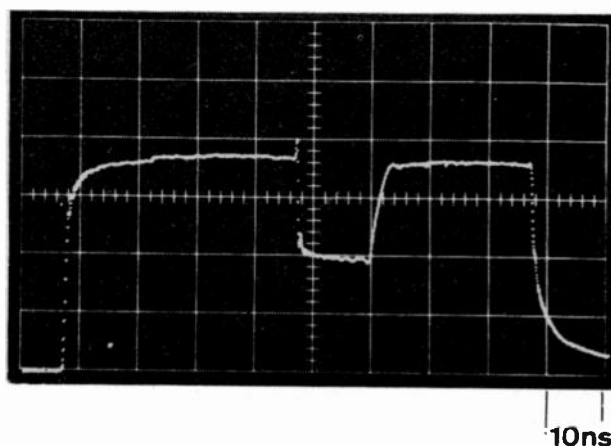


FIG. 19. — Effet Gunn déclenché. Ech. horiz. : 10 ns/carreau.

du champ et un élargissement du domaine (fig. 18). On remarque que la pente $\delta E/\delta x$ de la partie avant du domaine est constante quelle que soit la tension V_a , ce qui signifie que la charge d'espace positive se trouve vidée de la quasi-totalité des électrons libres. Pour les photographies 18 et 16 nous avons utilisé un échantillon de 2 mm en forme de barreau de résistance 400 Ω. La valeur maximale de la tension appliquée était de 860 V, V_d était égale à 560 V et le champ électrique maximal à l'intérieur du domaine 130 kV/cm. La vitesse du domaine était de $9 \cdot 10^6$ cm/s.

Le mode déclenché illustré figure 19 correspond aux droites de charge 1-2 de la figure 17. On remarque qu'il existe deux points de fonctionnement A et B . D'après les propriétés connues des résistances négatives ($I(V_d)$ en est une)*, le point stable est celui pour lequel

$$G_D + G_C > 0 \quad (15)$$

avec G_D : conductance négative du domaine

G_C : conductance positive de la charge

Dans le cas qui nous intéresse, la résistance R de l'échantillon joue le rôle de la charge. Par suite, d'après (15) et la figure 17, seul A est stable.

* Ne pas confondre la caractéristique $I(V_d)$ avec la caractéristique $I(V)$ de la figure 2 en l'absence de domaine.

En mode déclenché, le courant diminue si V_a augmente et il en est de même pour la vitesse du domaine. Autrement dit, la période des oscillations augmente légèrement avec la tension appliquée.

6.2. L'oscillateur à effet Gunn utilisé comme générateur fonctionnel

En dehors des applications évidentes de l'effet Gunn au domaine des générateurs hyperfréquences, il est intéressant d'envisager de l'utiliser comme générateur fonctionnel pour créer des formes d'onde particulières, des dispositifs logiques, optoélectroniques ou des mémoires rapides.

6.2.1. Dispositifs utilisant le déclenchement des domaines de haut champ électrique

Un échantillon polarisé sous le seuil des instabilités doit recevoir une impulsion d'amplitude suffisante pour donner naissance à un domaine de haut champ. Si l'impulsion de déclenchement est donnée par la superposition de deux impulsions séparées (chacune d'elle étant insuffisante pour déclencher un domaine), on obtient une porte à coïncidence [17].

On peut aussi réaliser le dispositif illustré figure 20 où l'on remplace le contact cathodique par deux soudures voisines a et b . Si l'un des contacts a est relié à la source de tension et l'autre déconnecté, le champ électrique au voisinage de a est suffisamment élevé pour entraîner l'effet Gunn. Par contre, si a et b sont reliés à la source de tension le champ au voisinage des électrodes peut être insuffisant pour déclencher des oscillations. On obtient ainsi le fonctionnement d'un comparateur qui ne donne un signal de sortie que si les deux signaux d'entrée ont des valeurs inégales [18].

6.2.2. Oscillateurs branchés en parallèle

Le fonctionnement simultané de deux oscillateurs branchés en série dans un circuit non résonnant n'est pas possible. En effet, l'un d'entre eux atteint la tension de seuil avant l'autre. Le domaine de haut champ qui se forme absorbe toute la tension supplémentaire et le deuxième échantillon demeure dans un état de bas champ électrique et ne contribue pas aux oscillations. On peut utiliser le même argument pour

expliquer la présence d'un seul domaine à la fois dans un échantillon quelle que soit la polarisation. Par contre, plusieurs oscillateurs branchés en parallèle fonctionnent indépendamment si leur tension aux bornes n'est pas affectée par le démarrage des oscillations de l'un d'entre eux. C'est le cas si la résistance de mesure du courant est faible devant la résistance équivalente des oscillateurs en parallèle. Illustrons ce premier type de fonctionnement au moyen de deux échantillons dont les oscillations du courant sont représentées sur la figure 21. Quand ils sont branchés en parallèle, le premier se met à osciller pour une certaine tension et l'allure du courant total est représentée sur la figure 22. Si on augmente la polarisation, on atteint le seuil du deuxième échantillon et l'allure du courant est composée des pics relatifs aux deux oscillateurs (fig. 22, courbe du bas) [19]. Le dispositif peut servir de convertisseur analogique-numérique. On peut placer un plus grand nombre d'oscillateurs en parallèle mais le rapport de l'amplitude des pics à l'amplitude totale du courant diminue.

Si la résistance de mesure du courant est du même ordre de grandeur que la résistance équivalente des échantillons et si les tensions de seuil sont proches, le démarrage des oscillations dans le premier échantillon entraîne le même phénomène dans le second. En effet, lorsque le premier échantillon oscille, tout se passe comme si sa résistance augmentait. La tension aux bornes des deux échantillons s'élève suffisamment

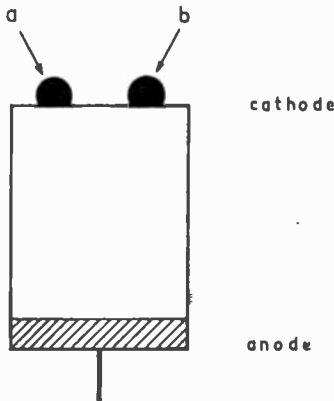


FIG. 20. — Comparateur à effet Gunn (d'après HARTNAGEL [18]).

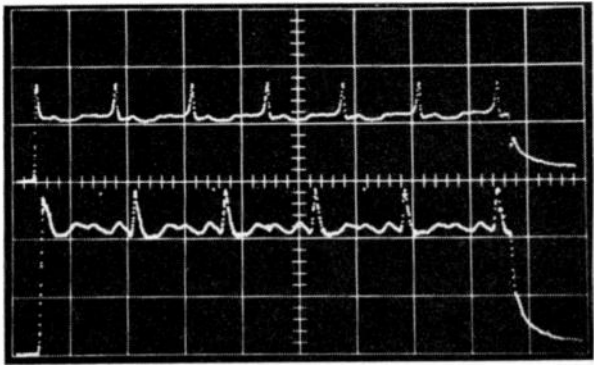


FIG. 21. — Oscillations du courant de deux oscillateurs à effet Gunn. Ech. horiz. : 20 ns/carreau.

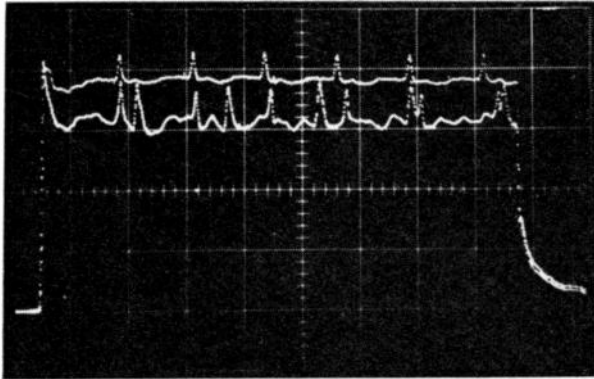


FIG. 22. — Oscillations du courant des deux oscillateurs de la figure 21, branchés en parallèle pour deux valeurs différentes de la tension appliquée.

pour déclencher le deuxième d'entre eux. De cette façon on couple les deux oscillateurs. On peut imaginer des dispositifs logiques basés sur ces dispositifs. Supposons, par exemple, que nous ayons trois oscillateurs en parallèle, et que l'échantillon 3 ne marche que si 1 et 2 oscillent simultanément. Si les deux premiers échantillons opèrent dans le mode déclenché, l'échantillon 3 ne pourra osciller que si les impulsions de déclenchement sont appliquées au même instant. On réalise à nouveau une porte à coïncidence.

6.2.3. Echantillons inhomogènes

Quand un domaine de haut champ électrique se propage de la cathode à l'anode d'un oscillateur, le courant reste constant dans la mesure où le dopage et la section de l'échantillon ne varient pas.

Il est facile de montrer que si le domaine traverse une région de plus faible résistivité ou de section plus grande que dans le reste de l'échantillon, le courant augmente momentanément. Supposons que la distribution des impuretés dans un oscillateur augmente linéairement de la cathode à l'anode. Il en est de même de la conductivité, si bien que le courant augmente régulièrement au cours du trajet du domaine (fig. 23) qui peut même disparaître avant d'atteindre l'anode de l'échantillon. En augmentant la tension appliquée, le domaine se propage plus loin et la période diminue. La présence d'une inhomogénéité de dopage permet donc d'obtenir certaines allures du courant en fonction du temps et de modifier la fréquence des oscillations en fonction de la tension appliquée. Le même effet s'observe avec un échantillon de dopage homogène dont la section augmente régulièrement de la cathode à l'anode [20].

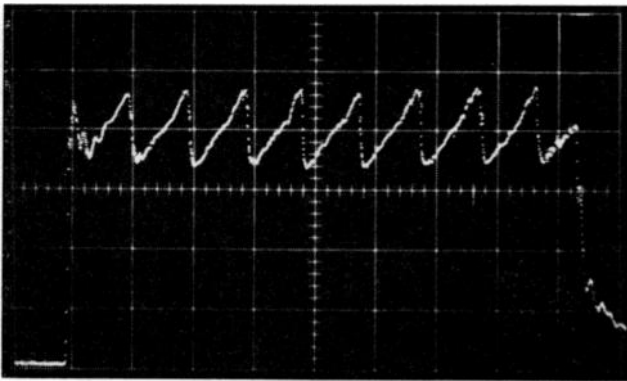


FIG. 23. — Générateur en dents de scie à effet Gunn.
Ech. horiz. : 20 ns/carreau.

6.2.4. Circuit dérivé

La figure 24a montre la structure d'un dispositif qui comprend un échantillon homogène sur lequel on a fait un contact ohmique *B*. Une résistance R_g est branchée entre *B* et l'anode *A*. L'allure du courant mesuré à la cathode est illustrée par la figure 24b. Tant que le domaine se trouve entre *C* et *B*, le courant mesuré correspond au courant normal de l'oscillateur I_0 . Quand le domaine se trouve entre *B* et *A*, le courant devient égal à $I_0 + I_g$ où I_g est donné par la

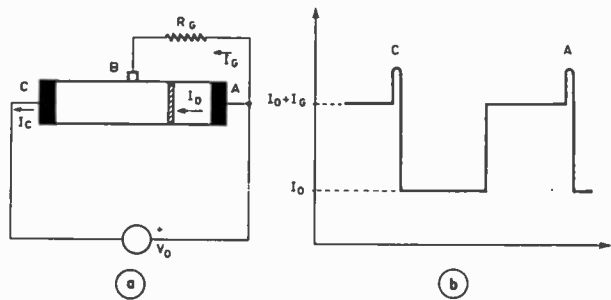


FIG. 24. — Circuit dérivé (d'après SHOJI [20]).

tension entre *B* et *A* (en présence du domaine) que divise R_g [20]. Suivant la valeur de R_g , le courant supplémentaire I_g est plus ou moins important. On peut concevoir un dispositif optique dans lequel on remplace R_g par une photorésistance. En l'absence de lumière, R_g a une forte valeur et le courant est égal à I_0 sur tout le parcours du domaine. En présence de lumière, R_g diminue et I_g n'est plus négligeable [21]. En faisant un certain nombre de contacts *B* le long d'un échantillon et en plaçant des photorésistances les unes à la suite des autres, on réalise un convertisseur d'image où le domaine de haut champ lit très rapidement l'état dans lequel se trouve chaque photorésistance.

6.2.5. Dispositifs à mémoire

Dans l'effet Gunn déclenché, l'impulsion supplémentaire appliquée à l'échantillon donne naissance à un domaine de haut champ qui disparaît en arrivant à l'anode de l'échantillon et le phénomène n'est pas répétitif. Cependant, dans certaines conditions, la réponse transitoire du circuit permet des déclenchements successifs de domaines [17]. Le dispositif passe donc d'un régime stable à un régime oscillatoire sous l'effet d'une impulsion de tension et se présente comme une mémoire à deux positions.

Un autre moyen remarquable d'obtenir un effet de mémoire est d'appliquer une impulsion supplémentaire de tension pendant le fonctionnement d'un oscillateur [22]. L'effet a été attribué à l'ionisation d'un niveau d'impuretés grâce au champ élevé présent dans le domaine pendant le temps où l'impulsion de tension supplémentaire est appliquée. L'augmentation locale

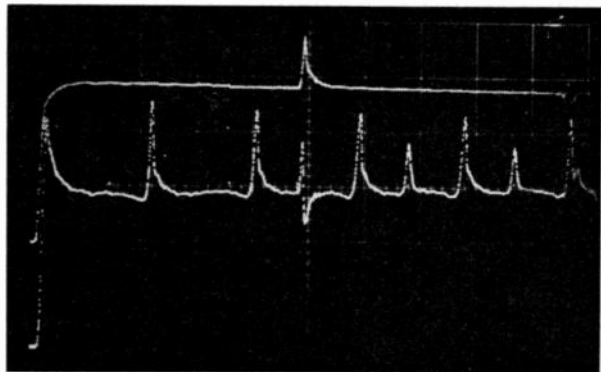


FIG. 25. — Effet de mémoire. La tension appliquée est représentée par la courbe du haut. On remarque le pic supplémentaire introduit au milieu de l'impulsion. Le courant est illustré par la courbe du bas. Ech. horiz. : 10 ns/carreau.

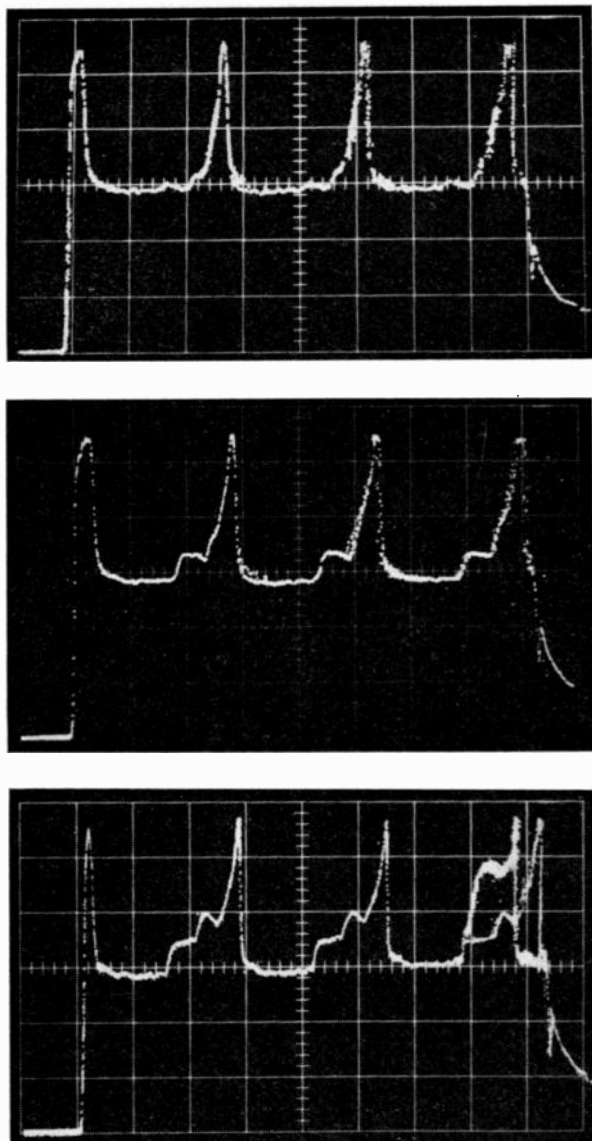


FIG. 26. — Migration de l'étain à l'intérieur du matériau sous l'effet du champ électrique des domaines.
Ech. horiz. : 10 ns/carreau.

de la concentration en porteurs est détectée à chaque transit des domaines successifs parce que la durée de vie des porteurs supplémentaires est grande (fig. 25).

6.3. Effets secondaires dus à l'existence des domaines de haut champ

Les champs électriques élevés qui se manifestent à l'intérieur de domaines peuvent conduire à des effets que nous n'avons pas encore envisagés. Nous en citons deux à titre d'exemple.

6.3.1. L'émission lumineuse

En augmentant suffisamment la tension appliquée aux bornes des oscillateurs à effet Gunn, le champ électrique dans les domaines atteint une valeur suffisante pour créer de l'ionisation intrinsèque par avalanche. On peut, dans ce cas, observer de la lumière de recombinaison [23]. Ce processus limite la tension applicable aux oscillateurs.

6.3.2. La migration électrique des soudures

Sous l'action du champ électrique, les ions étain de la soudure (côté anode) de l'échantillon pénètrent à l'intérieur du matériau et on observe peu à peu une déformation du courant [23]. La figure 26 illustre le phénomène. La profondeur de pénétration est d'environ 4 Å à chaque passage d'un domaine.

7. Conclusion

Les propriétés essentielles de la propagation des domaines et de la forme du courant en fonction du temps peuvent s'expliquer à partir de la caractéristique du champ extérieur en fonction de l'excès de tension dans le domaine. Il y a donc un bon accord entre la théorie et l'expérience.

Bien que certaines applications puissent être envisagées pour construire des éléments logiques, l'essentiel des efforts actuels se porte vers la fabrication d'oscillateurs de fréquences élevées et de puissances intéressantes. Le problème n'est pas tant de remplacer les tubes hyperfréquences classiques que d'ouvrir aux générateurs à effet Gunn des nouveaux champs d'application qu'il était difficile d'envisager avec les tubes.

* *

L'auteur remercie la Direction des Recherches et Moyens d'Essais de l'aide qu'elle lui a accordée dans le cadre de cette étude.

Bibliographie

- [1] RIDLEY B.K. et WATKINS T.B. — *Proc. Phys. Soc.* 78, p. 293 (1961).
- [2] HILSUM C. — *Proc. I.R.E.* 50, p. 185 (1962).
- [3] BUTCHER P.N. et FAWCETT W. — *Proc. Phys. Soc.* 86, p. 1205 (1965).
- [4] BUTCHER P.N. et FAWCETT W. — *Physics letters* 21, p. 489 (1966).
- [5] RUCH J.G. et KINO G.S. — *Appl. Phys. letters* 10, p. 40 (1967).
- [6] HUTSON A.R. et al. — *Phys. Rev. letters* 14, p. 639 (1965).
- [7] ALLEN J.W. et al. — *Appl. Phys. letters* 7, p. 78 (1965).
- [8] McCUMBER D.E. et CHYNOWETH A.G. — *I.E.E.E. Trans. on Electron Devices ED 13*, p. 4 (1966).
- [9] COPELAND J.A. — *J. Appl. Phys.* 37, p. 3602 (1966).
- [10] BUTCHER P.N. et al. — *Brit. J. Appl. Phys.* 18, p. 755 (1967).
- [11] GUNN J.B. — *Plasma Effects in Solids*. Paris Dunod, p. 199 (1964).
- [12] GUNN J.B. — *I.B.M. J. Res. and Dev.* 8, p. 141 (1964).
- [13] GUNN J.B. — *I.B.M. J. Res. and Dev.* 10, p. 300 (1966).
- [14] *I.E.E.E. Trans. on Electron Devices ED13*, jan. 1966.
- [15] *I.E.E.E. Trans. on Electron Devices ED 14*, sep. 1967.
- [16] GUÉTIN P. — Thèse de doctorat 3^e cycle 1968.
- [17] COPELAND J.A., et al. — *Proc. I.E.E.E.* 55, p. 584 (1967).
- [18] HARTNAGEL H.L. — *Proc. I.E.E.E.* 55, p. 1236 (1967).
- [19] GUÉTIN P. — *Elect. letters* 4, p. 63 (1968).
- [20] SHOJI M. — *I.E.E.E. Trans. on Electron Devices ED 14*, p. 535 (1967).
- [21] CLEMETSON W.J. — *Proc. I.E.E.E.* 55, p. 2168 (1967).
- [22] HEEKS J.S., et al. — *Elect. letters* 2, p. 330 (1966).
- [23] GUÉTIN P. — *I.E.E.E. Trans. on Electron Devices ED 14*, p. 552 (1967).

Inhibition de domaines

Le mode L.S.A.

G. CONVERT - P. MOUTOU - A. de BOUARD

C.S.F. - Centre de Recherches de Corbeville

1. Introduction

Dans un article récent [1], E. JOHNSON a dégagé les facteurs physiques essentiels qui limitent les performances en puissance et fréquence des transistors. Ses raisonnements peuvent être étendus à tous les dispositifs à commande de charge, transistors à effet de champ et varactors. L'origine des limitations de ces dispositifs doit être recherchée au-delà des difficultés technologiques de réalisation, dans le principe même de leur fonctionnement et dans les propriétés des matériaux utilisés. Le temps de transit des porteurs doit être petit devant la période d'oscillation, leur vitesse est bornée, les champs électriques appliqués sont également limités. Il en résulte que l'énergie échangée avec un porteur diminue lorsque la fréquence augmente. Le seul moyen dont on dispose pour accroître la puissance consiste à travailler avec beaucoup de porteurs, à courant fort et à basse impédance, ce qui entraîne des difficultés d'ordre pratique évidentes.

Le temps de transit joue un rôle moins critique dans des dispositifs à effets de volume telles que la diode de Gunn et la diode à avalanche. Il ne fixe pas de valeur supérieure à la fréquence d'utilisation comme dans les transistors, mais limite encore la puissance. Dans les diodes de Gunn en effet, des accumulations de charges mobiles, des « domaines » se forment à l'intérieur du matériau ; leur temps de transit est voisin de la période d'oscillation. Une zone d'avalanche étendue peut en principe soutenir des ondes de longueur faible devant les dimensions ; mais, en matériau homogène, la fréquence d'oscillation s'établit à la plus faible valeur possible compatible avec les conditions aux limites et la période d'oscillation optimale est égale à quatre fois le temps de transit.

Malgré ces limitations, les diodes à avalanche et les diodes de Gunn conduisent à des progrès très appréciables en fréquence et puissance. On peut souhaiter

cependant s'affranchir des effets de transit d'une manière plus radicale encore. C'est possible avec des matériaux à résistance négative du type de l'arséniure de gallium. En travaillant avec des matériaux de résistivité convenable, dans des champs alternatifs d'amplitude suffisante, on peut éviter la formation de domaines et produire des oscillations à des fréquences très supérieures à la fréquence propre définie par le temps de transit.

Ce mode particulier d'oscillation ou mode L.S.A. (limited space charge accumulation) a été proposé pour la première fois par J. COPELAND [2] qui a conclu à la possibilité de son existence de l'étude d'un modèle sur machine à calculer et l'a mis ensuite en évidence expérimentalement. Parallèlement, différents laboratoires obtenaient des oscillations à « fréquences élevées » explicables par ce mécanisme [4,5,6]. Il y a d'ailleurs continuité, comme on le verra, entre ce mode d'oscillation et un mode de fonctionnement en haute fréquence (« Quenched domains ») proposé antérieurement par J.E. CARROLL [3].

Le mode L.S.A. ne semble avoir été observé jusqu'à présent que dans l'arséniure de gallium. Il est a priori possible dans d'autres matériaux à résistance négative définie par une courbe en N.

2. L'inhibition de domaines

2.1. L'accumulation de charges

Les milieux à résistance négative en volume sont instables vis-à-vis des variations locales de charges ou de courant [8]. Le développement de ces instabilités est différent suivant que la résistance négative est définie par une courbe courant-tension en « S » ou en « N ». L'article de A. BARRAUD [9] publié dans cette revue en

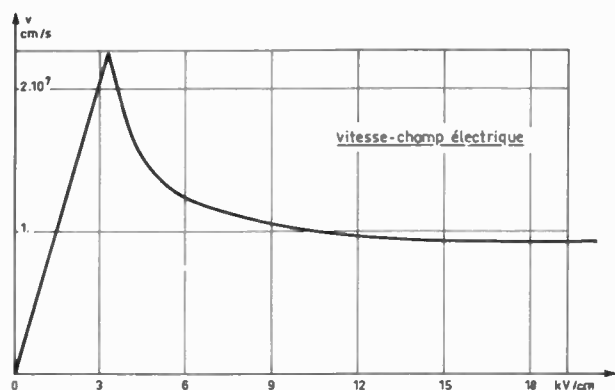


FIG. 1.

donne une étude détaillée. Nous nous bornerons à rappeler rapidement quels effets peuvent se produire dans un matériau de type n décrit par une courbe en S analogue à celle de la figure 1 (caractéristique théorique de l'arséniure de gallium [16]).

Considérons, par exemple, un échantillon d'arséniure de gallium limité à ses deux extrémités par deux contacts « ohmiques » et polarisé en résistance négative par un champ E électrique initial uniforme. Sous l'action du champ E , les électrons acquièrent une vitesse moyenne d'ensemble initiale uniforme, mais leur répartition est instable vis-à-vis des perturbations de leur densité. En effet, en amont d'une perturbation initiale formée d'une accumulation d'électrons, le champ est inférieur au champ moyen, et la vitesse des électrons supérieure à la vitesse moyenne. En aval, le champ est supérieur au champ moyen et la vitesse inférieure à la vitesse moyenne : au cours du temps, la perturbation croît (fig. 2a).

— D'une manière analogue, une région où les électrons sont raréfiés est précédée d'un champ faible et suivie d'un champ fort ; les électrons désertent une région initialement raréfiée, au cours de son mouvement.

— On vérifie aisément que deux perturbations contiguës de même nature (zones d'accumulation négatives ou zones d'accumulation positives) ont tendance à fusionner ; qu'un dipôle formé d'une zone négative suivie d'une zone positive tend à disparaître, et qu'enfin un dipôle formé d'une zone positive suivie d'une zone négative tend à croître. Dans un échantillon suffisamment long, soumis à une différence de potentiel constante, un dipôle de ce dernier type aboutit à une configuration de charges stable, un « domaine » se déplaçant en bloc le long de l'échantillon (fig. 2c, temps t_5).

L'article de P. GUÉTIN, dans cette revue, étudie en détail le comportement de ces domaines.

2.2. Le développement des perturbations de charge

L'étude quantitative précise de la croissance des perturbations de charge est compliquée. Quelques exemples seuls ont été traités sur machine (cf par exemple [12]).

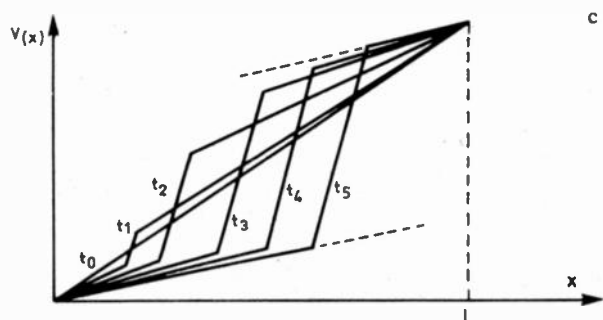
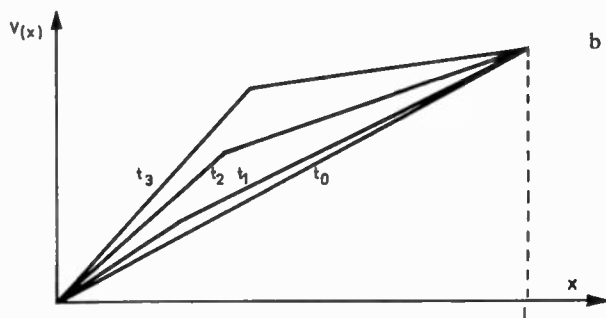
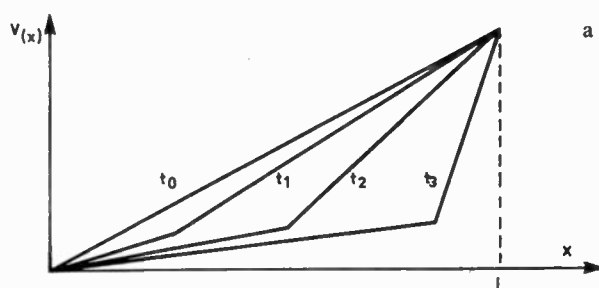


FIG. 2.

On peut cependant évaluer d'une manière simple l'ordre de grandeur des temps de développement. Très importante, dans ce calcul, est la valeur initiale des perturbations.

Il existe, en pratique, deux sources essentielles de perturbations initiales (les fluctuations thermiques de charge peuvent être négligées parce que de très faible amplitude). Ce sont, lorsque le champ électrique appliqué varie, les variations du nombre d'électrons injectés à la cathode et les variations du nombre des charges négatives ou positives « injectées » au niveau des inhomogénéités de la distribution des impuretés.

Si le contact cathodique est très dopé (n^{++} sur n) il se comporte comme un réservoir d'électrons quasi inépuisable dont l'émission n'est limitée que par la charge d'espace.

Le « réservoir » de charges (excès ou manque d'électrons) dû aux inhomogénéités est constitué par les charges mobiles qui compensent, à champ de polarisa-

tion faible, les inhomogénéités de charges des impuretés. L'injection est limitée, dans ce cas, par la capacité du réservoir plus que par les effets de charge d'espace.

La valeur numérique des excès de charge injectés est fonction en particulier du taux de variation au cours du temps du champ électrique.

La croissance des perturbations de charge provenant de l'une ou l'autre source est pratiquement donnée par une fonction exponentielle du temps tant que la différence de potentiel qui leur est associée reste négligeable devant le potentiel total appliqué à l'échantillon. Le taux de croissance est défini par l'inverse du temps de relaxation diélectrique du matériau et s'exprime en fonction de sa conductivité différentielle négative et de la constante diélectrique par la relation classique $\tau_R = \epsilon/|\sigma_n|$

Comme le montre les estimations des appendices 1 et 3, on peut estimer qu'une perturbation atteint son plein développement en un temps de l'ordre de $t = 10 \tau_R$.

2.3. La limitation des perturbations

Un domaine ne peut se former complètement dans un échantillon suffisamment court ; par exemple, si le temps de transit T est au maximum de quatre fois le temps de relaxation diélectrique.

Pour une mobilité négative de $1000 \text{ cm}^2/\text{s}$ V, une vitesse moyenne $1,4 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ (fig. 1), cette condition entraîne la relation

$$nl < 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$$

entre la densité électronique et la longueur. Lorsque cette inégalité est vérifiée, l'échantillon peut être utilisé pour l'amplification de signaux faibles [11-12]. Dans le mécanisme de cette amplification, l'accumulation des charges ne peut être négligée. L'impédance d'une diode en est considérablement modifiée. En particulier, il n'y a de résistance négative qu'au voisinage de la fréquence définie par le temps de transit (appendice 2). Parce que le nombre de porteurs mis en jeu reste petit, l'effet d'amplification est d'ailleurs assez faible.

Il n'y a pas non plus formation de domaine si le temps pendant lequel le milieu reste polarisé en résistance négative est de l'ordre du temps de relaxation diélectrique.

Cette remarque est à la base de différentes méthodes de mesures de la résistance négative de l'arséniure de gallium. J.B. GUNN et B.J. ELLIOT [13], par exemple, ont appliqué des impulsions brèves de tension à des matériaux de résistivité élevée. G.A. ACKET [14] soumet des échantillons de l'ordre de l'ohm-cm, à des champs hyperfréquences (8 mm) d'amplitude assez forte pour que le matériau ne reste polarisé en résistance négative qu'une faible fraction de la période.

Mais cet effet peut encore être utilisé pour produire des oscillations à des fréquences bien supérieures à la fréquence définie par le temps de transit des domaines.

2.4. La production d'oscillation (fig. 3)

Pour le montrer, considérons un élément d'arséniure de gallium soumis à un champ total E comprenant une composante continue E_0 , supérieure au champ de seuil, et une composante alternative de période $T = 2\pi/\omega$.

Supposons vérifiées les deux conditions suivantes :

— la fréquence du champ est de l'ordre du taux de croissance des perturbations de charge (fréquence suffisamment élevée),

— l'amplitude du champ alternatif E_1 est suffisante pour que le matériau soit, une fraction de la période, polarisée en résistance positive.

Au temps $t = 0$, le champ total est inférieur au champ seuil. Des perturbations de charge naissent et se développent dès que le champ atteint la valeur seuil et balaie la région de résistance négative. Ces perturbations s'amortissent lorsque le champ de polarisation est à nouveau inférieur au champ seuil.

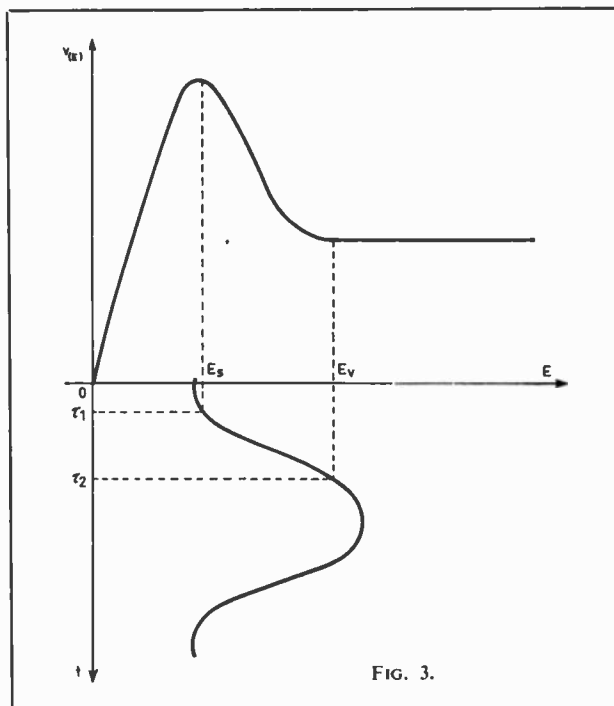
Le régime d'oscillations est stable si le coefficient d'amortissement est au moins égal au coefficient d'amplification, condition satisfaite lorsque :

$$\sigma_0 \tau_1 \geq |\sigma_n| (\tau_2 - \tau_1)$$

où σ_0 désigne la conductivité à faible champ.

On montrera plus loin, d'autre part, que si la conductivité positive est plus grande que la conductivité négative, le bilan énergétique peut être favorable. L'énergie nécessaire pour effacer les perturbations est plus faible que l'énergie produite en polarisation négative et l'échantillon cède de l'énergie au champ hyperfréquence.

Un modèle très simple permet de préciser les idées précédentes (cf [5] et appendice 1). Si le milieu est



parfaitement homogène, la seule source de perturbation des charges est l'injection d'électrons à la cathode. Au cours d'une période, ces charges progressent à la vitesse moyenne u_0 en s'amplifiant dans le matériau.

Au temps t , la perturbation atteint le point $x = u_0 t$ et, au-delà de ce point, le champ reste uniforme. La zone totale perturbée couvre au maximum la distance $u_0 T$ parcourue par les électrons en une période. On vérifie aisément que la perturbation ΔV de potentiel alternatif, rapporté au potentiel moyen sur la zone perturbée, a pour expression :

$$\frac{\Delta V}{E_1 u_0 T} \sim \frac{e^{-\frac{\sigma_n T}{\epsilon}}}{\left(\frac{\sigma_n T}{\epsilon}\right)^2 + (2\pi)^2}.$$

Ce rapport est au maximum à l'ordre de l'unité si la période ne dépasse pas quatre fois le temps de relaxation diélectrique.

Si cette condition est remplie, si la longueur de l'échantillon est grande devant la longueur de la zone perturbée, si enfin la conductance positive est très grande, le matériau se comporte comme un milieu de conductance négative σ_n dans tout son volume. Il faut noter cependant que ceci n'est vrai qu'à des fréquences assez élevées et pour des amplitudes de champ alternatif bien définies. Ce mode d'oscillation est un effet à grands signaux.

L'effet se distingue du fonctionnement en résistance négative rappelé plus haut, qui est possible à de faibles amplitudes mais seulement à des fréquences de l'ordre de l'inverse du temps de transit.

Il est intéressant d'examiner comment il se compare au mode d'oscillation proposé par J.E. CARROLL [3].

Dans ce dernier mode, on obtient en principe la suppression de domaines pleinement formés en faisant également travailler l'échantillon dans un champ alternatif d'amplitude suffisante.

Pour de faibles produits fréquence $\times$ résistivité ($T \gg \tau_R$), un domaine peut persister à des champs de polarisation bien inférieurs au champ de seuil. Le supprimer oblige à balayer profondément la zone de résistance positive par le champ alternatif. Par ailleurs, les régions en amont et en aval d'un domaine pleinement formé sont à résistance positive et le rendement ne peut être que faible.

En fait, les différences s'estompent lorsque le produit fréquence $\times$ résistivité n'est plus très faible et que le temps de formation de domaine occupe une fraction notable de la période et il y a continuité entre les deux modes de fonctionnement.

3. Puissance et rendement

3.1. Milieu « homogène »

Une évaluation de la puissance maximale produite peut être faite simplement dans l'hypothèse où les

perturbations de charge n'affectent pas l'homogénéité du matériau de sorte que, à chaque instant, le champ est uniforme dans tout l'échantillon et donné par exemple par une relation :

$$E = E_0 - E_1 \cos \omega t$$

et que la densité de courant est, en tous points, uniforme et définie par :

$$i = i(E) = neu(E).$$

La puissance échangée avec le champ alternatif par unité de volume est uniforme. Elle a pour valeur :

$$P = \frac{1}{2} i_1 E_1$$

en fonction de l'amplitude du premier harmonique du courant :

$$i_1 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\omega/2\pi} i(E) \cos \omega t dt.$$

L'approximation est d'autant plus exacte que les effets d'injection par impuretés sont faibles, que la période d'oscillation n'est pas trop grande devant le temps de relaxation diélectrique, que l'échantillon est long devant la distance parcourue par les électrons pendant une période.

Ce calcul a été proposé pour la première fois par J.A. COPELAND [19] et fait par lui sur machine à partir d'une relation vitesse-champ électrique « raisonnable ».

J.B. BOTT et C. HILSUM [17] ont obtenu des expressions de la puissance en prenant pour base de départ une expression analytique de la fonction $u(E)$ suggérée par la théorie de BUTCHER et FAWCETT [16].

On aboutit à des expressions particulièrement simples si on choisit la fonction schématisée indiquée par la figure 4. Ce choix se justifie si on remarque que la relation $u(E)$ n'est pas encore bien établie, qu'elle doit varier très sensiblement avec le taux d'impuretés du matériau et que d'autre part le balayage en champ introduit un effet de moyenne. Les résultats numériques doivent être peu sensibles à la forme

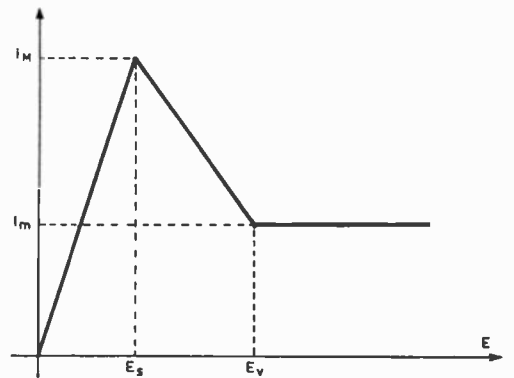


FIG. 4.

de la courbe (sauf peut-être si, à polarisation faible, le fonctionnement reste limité au voisinage du seuil).

3.2. Puissance et rendement

Les calculs sont élémentaires, l'appendice 2 en indique quelques étapes.
La densité de puissance P échangée a pour expression

$$\frac{E_1^2}{2\pi} \left[\sigma_n \left(\omega\tau_2 - \frac{\sin 2\omega\tau_2}{2} \right) + (\sigma_0 - \sigma_n) \left(\omega\tau_1 - \frac{\sin 2\omega\tau_1}{2} \right) \right]$$

en fonction des phases $\omega\tau_1$ et $\omega\tau_2$ pour lesquelles le champ total devient respectivement supérieur aux valeurs de « seuil » et de « vallée ».

Elle peut se représenter approximativement comme la différence d'une puissance produite lorsque le matériau est polarisé en résistance négative et d'une puissance absorbée en résistance positive. Le fonctionnement stable suppose que :

$$\sigma_0\tau_1 \geq |\sigma_n|(\tau_2 - \tau_1)$$

Il en résulte que la production d'une puissance utile ne peut être obtenue que lorsque la conductance positive est *supérieure* à la conductance négative moyenne. On ne pourrait extraire de puissance en LSA d'un milieu caractérisé par une courbe en N de type de la figure 4 avec $\sigma_0 < |\sigma_n|$ pour des polarisations faibles. Cependant, pour des polarisations fortes, la conductance moyenne diminue et un régime d'oscillation LSA devient possible.

Il est possible en principe d'extraire de la puissance d'un échantillon de Ga As dès que le champ de polarisation E_0 dépasse le champ seuil E_s . Cette puissance reste faible, d'une part parce que l'amplitude du champ alternatif est petite et d'autre part parce que le rapport σ_n/σ_0 est élevé au voisinage du seuil (fig. 1). Par contre la fraction de la puissance nécessaire pour dissiper les accumulations de charge diminue lorsque le champ de polarisation augmente.

L'expression de la puissance montre encore que la puissance maximale produite diminue rapidement

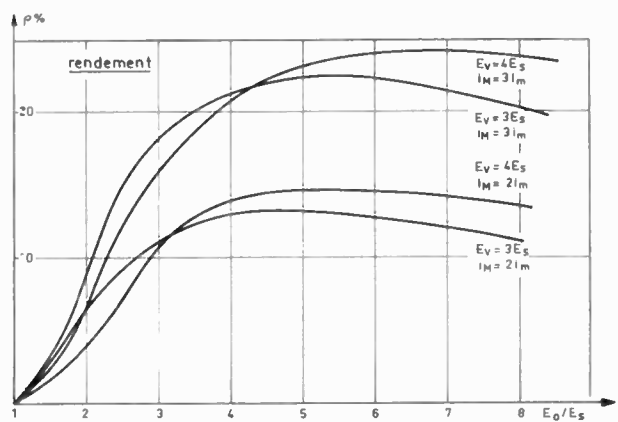


FIG. 5.

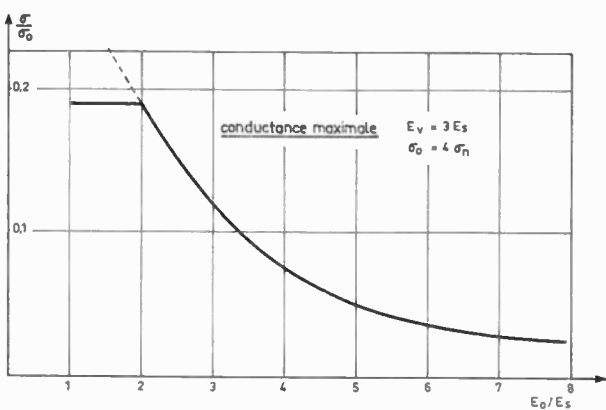


FIG. 6.

si le matériau reste polarisé au-dessous du seuil un temps sensiblement supérieur à sa valeur minimale.

La figure 6 donne en fonction du champ de polarisation le rendement maximal. On y a supposé que τ_1 était donné par sa valeur minimale, que le rapport du champ de vallée au champ seuil était égal à 3 et 4 et que les rapports courant maximal à courant minimal étaient respectivement de 2 et 3. Les valeurs maximales du rendement, de l'ordre de 15 et 23 %, sont essentiellement celles que l'on pourrait obtenir d'un oscillateur à résistance négative idéale, travaillant entre les mêmes valeurs extrêmes du courant. Elles sont très voisines des valeurs optimales du rendement théoriquement accessible en effet Gunn avec formation de domaines.

3.3. Conductance

Dans l'approximation de ce paragraphe, le matériau polarisé se comporte essentiellement comme un milieu dont la constante diélectrique est celle du matériau au repos et dont la conductivité alternative est fonction de la polarisation. Cette conductivité peut être calculée en exprimant la puissance produite sous la forme $P = \sigma E_1^2/2$.

La figure 6 donne la valeur maximale de cette conductivité, calculée dans les hypothèses de l'appendice 2, sur les courbes (fig. 4). La conductivité diminue, comme il est évident *a priori*, lorsque le champ total dépasse la valeur du champ de vallée.

3.4. Fréquences d'oscillation

Quelques remarques simples peuvent être faites sur les fréquences possibles d'oscillation.

L'accroissement des perturbations de charge doit être limité, les calculs de l'appendice 1 reviennent à poser :

$$2 \frac{\sigma_n(\tau_2 - \tau_1)}{\varepsilon} \gtrsim 4 \text{ .}$$

La fréquence d'oscillation doit donc être supérieure à une valeur minimale f_m . Si on admet que, comme l'indique la figure 1, les mobilités positive et négative ont un rapport 2,5 au voisinage du seuil,

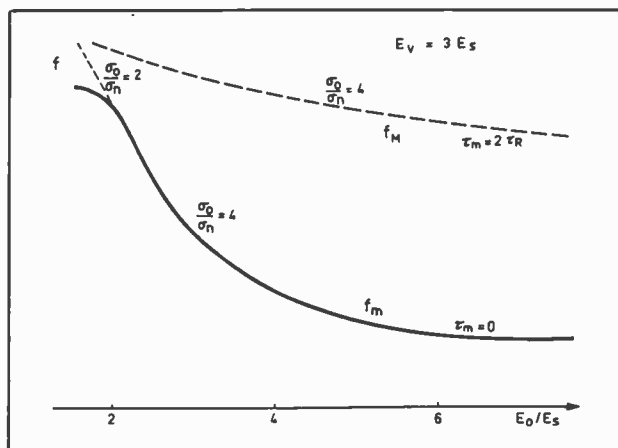


FIG. 7.

on voit que, à polarisation faible, la fréquence minimale est numériquement donnée par :

$$f_m \rho_0 \sim 50 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{GHz},$$

ρ_0 étant la résistivité à champ faible ; ou sous une autre forme :

$$n/f_m \sim 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}.$$

La valeur minimale f_m doit décroître lorsque le champ de polarisation augmente. La figure 7, établie sur la courbe 4, montre l'allure de cette variation. A des polarisations de l'ordre de 4 fois le seuil, la fréquence minimale est approximativement donnée par $f_m \rho_0 = 15 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{GHz}$, $n/f_m = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1}$.

4. Résultats expérimentaux. Discussion

• 1° La production d'oscillations par inhibition de domaines pose quelques problèmes.

L'effet n'existe, à polarisation élevée, que pour des amplitudes de champ alternatif importantes. Mais il ne suffit pas que l'échantillon en étude soit couplé à un circuit de surtension élevée, il faut encore créer une forte perturbation initiale du champ électrique pour provoquer le démarrage de l'oscillation. En échantillon de moyenne longueur, l'excitation du circuit par les harmoniques de la fréquence d'oscillation en domaines peut suffire [2]. En échantillon long, l'excitation peut être obtenue en appliquant la tension de polarisation en un temps très court (de l'ordre de quelques périodes de résonance du circuit). On peut éviter la détérioration du front de montée du champ, en alimentant, par exemple, l'échantillon à travers un filtre à bande étroite formé de tronçons « quart d'onde » successifs, d'impédances haute et basse.

Le problème de la compétition entre modes d'oscillation avec ou sans domaines est crucial en échantillon long [18]. Lorsque le produit nl est de l'ordre de, ou supérieur à 10^{13} cm^{-2} , la formation de domaines

s'accompagne de phénomènes d'ionisation [20] qui peuvent provoquer la destruction de la diode.

De nombreux échantillons d'arséniure de gallium présentent des effets parasites : on observe des effets d'ionisation, même en échantillon court, liés à des hétérogénéités et défauts de structure. [Ces hétérogénéités sont souvent telles qu'il peut être difficile de trouver des échantillons de qualité « raisonnable » dont les dimensions excèdent quelques centaines de microns]. Des effets de piégeage d'électrons dont la durée de vie est de l'ordre de la microseconde, se produisent. L'échauffement des échantillons peut entraîner des variations considérables du nombre de porteurs. Ces deux derniers effets n'interviennent pas dans le fonctionnement en impulsions courtes (100 ns ou moins).

La nature des contacts joue un rôle qui ne paraît pas encore entièrement élucidé.

• 2° Bien que les résultats expérimentaux présentent une forte dispersion, il est possible d'en dégager quelques caractères généraux.

L'oscillation au voisinage du seuil est difficile à obtenir et les puissances y sont très faibles. Les puissances semblent croître constamment avec la tension de polarisation à condition d'ajuster en chaque point de polarisation l'impédance de charge et la fréquence.

Les rendements les plus élevés sont obtenus pour des tensions de polarisation de l'ordre de quatre fois la tension seuil en accord avec les indications théoriques. Les rendements observés sont toujours très inférieurs aux valeurs calculées. Le meilleur rendement publié (9 %) apparaît encore comme exceptionnel et les « bonnes valeurs » se situent le plus souvent autour de 1 à 4 %.

En règle générale, la fréquence optimale est très voisine de la valeur minimale f_m compatible avec l'inhibition des domaines. Ainsi, pour des tensions de l'ordre de quatre fois la tension seuil, elle est approximativement donnée par la relation $f \rho_0 = 20 \Omega \cdot \text{cm} \cdot \text{GHz}$ ou, sous une autre forme, $n/f = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}$. Elle est plus forte à polarisation faible ($f \rho_0 \sim 40$), plus faible à polarisation élevée.

Des oscillations ont été obtenues à des fréquences sensiblement plus basses ($f \rho_0 \sim 7$) et à polarisation faible [19 - 2]. A ces valeurs, les accumulations de charge sont loin d'être négligeables. Il y a pratiquement formation de domaines comme l'attestent les valeurs très élevées des réactances mesurées dans ces expériences. Ces résultats sont à rapprocher de ceux de J. CARROLL [3] qui a obtenu sur un échantillon de $0,8 \Omega \cdot \text{cm}$ des oscillations couvrant de 3 GHz ($f \rho_0 \sim 2,4$) à 35 GHz ($f \rho_0 \sim 28$). Ils prouvent la continuité entre le « mode d'oscillation de Carroll » ($f \rho_0 < 10$) et le mode LSA ($f \rho_0 > 15$).

L'expérience montre que les bandes d'accord sont relativement étroites et qu'il existe une limite supérieure à la fréquence d'oscillation d'un échantillon. Ce résultat n'est pas expliqué par la théorie simple, qui suggère au contraire que le fonctionnement optimal doit être obtenu à des fréquences bien supérieures à la fréquence minimale f_m .

• 3° On peut rendre compte à la fois de l'écart entre rendement mesuré et rendement théorique et de la limitation en fréquence, en admettant que le temps passé en polarisation positive est supérieur à la valeur minimale d'une quantité τ_m , fixe pour un échantillon, et indépendante de la fréquence [15-21].

L'expression de la puissance échangée montre bien en effet que cette hypothèse définit une fréquence maximale f_M d'oscillation, d'autant plus faible que la tension de polarisation est plus élevée, et se traduit aux basses fréquences par une baisse de rendement.

On peut justifier cette hypothèse en remarquant que les charges injectées par les impuretés laissent au bout d'une période, après amplification puis atténuation, un « résidu », mesuré par exemple par des fluctuations de champ local (cf appendice 3) ; un nouveau cycle d'oscillations ajoute de nouvelles perturbations de champ du même ordre de grandeur. La stabilité de l'oscillation peut être maintenue si le taux d'amortissement est supérieur d'une certaine quantité $\sigma_0 \tau_m / \varepsilon$ au taux d'amplification des perturbations, quantité qui doit être au moins égale à $\ln \sqrt{2} = 0,35$ s'il y a incohérence entre les apports de charge successifs et $\ln 2 = 0,7$ s'il y a cohérence. Ce sont des valeurs minimales. En fait, on doit s'attendre, en échantillon très long, à une augmentation du temps τ_m au moins proportionnelle à la racine carrée de la longueur (RANDOM WALK). L'expérience semble bien mettre en évidence une baisse du rendement dans les échantillons de très grande longueur.

La mesure de l'impédance constitue un moyen d'étude très utile du comportement d'un échantillon. La valeur de réactance est définie en effet par les perturbations de charges. Par la mesure de la résistance de charge et de la puissance, on peut atteindre la valeur du champ alternatif moyen [5-18-19].

L'expérience indique que les réactances mesurées sont « capacitives » et qu'elles varient rapidement lorsque les fréquences baissent (les accumulations de charges y devenant importantes). On observe encore que la résistance de charge optimale décroît quand la tension de polarisation augmente, sens de variation indiqué par la théorie. Les résultats publiés sur ce sujet sont encore peu nombreux.

5. Conclusions

Le mode d'oscillation en inhibition de domaines répond en son principe à un mécanisme plus simple que le mode d'oscillation avec formation de domaines. Il est *a priori* possible dans tout matériau caractérisé par une courbe en « N » dans lequel la conductance positive est sensiblement plus forte que la conductance négative moyenne. Lorsque cette condition est réalisée on peut faire travailler le matériau en résistance négative pendant une grande partie de la période d'oscillation. Un bref passage en résistance positive suffit, en principe, pour effacer les accumulations de charge qui auraient pu se former.

Dans ces conditions, on peut employer, à une fréquence donnée, des échantillons dont la longueur

est bien supérieure à la distance parcourue par les électrons dans une période d'oscillation.

Les deux modes d'oscillation, avec formation de domaines, ou avec inhibition de domaine, ont en principe le même rendement maximal, déterminé par le rapport des courants de « seuil » et de vallée.

En fait, les cycles successifs d'oscillation laissent subsister en LSA des « résidus » de charge, issus de la cathode ou des fluctuations spatiales d'impuretés. On en limite l'importance en augmentant le temps de polarisation en résistance positive. Il en résulte plusieurs conséquences : apparition d'une limite supérieure à la fréquence d'oscillation, pour un matériau de résistivité donnée, et diminution du rendement maximal, qui ne peut être obtenu qu'à la valeur de la fréquence la plus petite possible compatible avec l'inhibition des domaines. Il faut également en attendre une diminution de la fréquence maximale d'oscillation et du rendement maximal lorsque la longueur des échantillons croît.

Les résultats obtenus jusqu'à présent, quoiqu'en retraits par rapport aux performances évaluées théoriquement, sont déjà fort intéressants, puisqu'on a signalé une puissance crête de 600 W en impulsions à 3 cm et 20 mW en continu à 4 mm. Ces caractéristiques de puissance (mesurées par le produit de la puissance par le carré de la fréquence) sont déjà bien supérieures à celles des diodes de Gunn avec domaines. Il ne paraît pas trop optimiste d'attendre, à la suite de l'amélioration des matériaux, des accroissements de puissance d'au moins un ordre de grandeur.

APPENDICE 1

On peut aboutir à une image simple du mode d'oscillation avec inhibition de domaine grâce au modèle suivant.

Le milieu parfaitement homogène, est caractérisé par une conductivité positive très élevée, lorsqu'il est polarisé par un champ E inférieur à un champ seuil E_s et par une conductivité négative σ_n lorsque $E > E_s$.

Il est soumis à un champ total :

$$E = E_0 + \tilde{E}(x, t)$$

dont la valeur minimale est E_s . Lorsque $E = E_s$ toute perturbation du milieu est effacée en un temps très court de durée négligeable.

L'émission de la cathode (placée en $x = 0$) est supposée limitée par la charge d'espace : en $x = 0$.

$$\tilde{E}(0, t) = 0.$$

Des équations habituelles, on tire la relation suivante (valable pour des variations de vitesse moyenne u_0 des porteurs assez faibles) entre composantes périodiques de courant total et de champ :

$$\varepsilon v_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} + \sigma_n \tilde{E} + \varepsilon \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = J(t).$$

Le premier terme de cette équation définit le courant injecté par la cathode. En posant :

$$J = \Sigma J_n e^{jn\omega t}$$

on obtient :

$$\tilde{E}(x, t) = \Sigma \frac{J_n e^{jn\omega t}}{\sigma + jn\omega} \left[1 - \lambda e^{-\left(\frac{\sigma_n}{\varepsilon} + jn\omega\right) \frac{x}{u_0}} \right] \quad (1)$$

où

$$\lambda = 1 \text{ pour } x < u_0 t$$

$$\lambda = 0 \text{ pour } l > x > u_0 t \text{ où } l \text{ est la longueur de l'échantillon.}$$

Dans l'hypothèse où $l > u_0 T$ et où il y a effacement total de la perturbation de champ au temps $t = T$, on déduit l'impédance du fondamental du champ :

$$Z = \frac{1}{\sigma_n + j\omega\varepsilon} [l - u_0 T \alpha(T)] ,$$

ou

$$\alpha(T) = \frac{\frac{\sigma_n}{\varepsilon} T + 2\pi j + e^{-\frac{\sigma_n T}{\varepsilon}} - 1}{\left(\frac{\sigma_n}{\varepsilon} T + 2\pi j\right)^2} .$$

La perturbation d'impédance introduite par le courant injecté (terme en α) reste peu significative si

$$\frac{|\sigma_n|}{\varepsilon} T < 4 \text{ et } u_0 T \ll l .$$

Alors approximativement :

$$Z \sim l(\sigma_n + j\omega\varepsilon)^{-1} .$$

De l'expression (1), on peut tirer également la valeur classique de l'impédance d'un échantillon travaillant en amplification. (On suppose $l < u_0 T$ et il n'y a jamais « effacement ») :

$$Z = \frac{1}{\sigma_n + j\omega} \left[l + \frac{e^{-\left(\frac{\sigma_n}{\varepsilon} + j\omega\right) \frac{l}{u_0}}}{\frac{1}{u_0} \left(\frac{\sigma_n}{\varepsilon} + j\omega\right)} \right]$$

dont le comportement en fréquence est très différent.

APPENDICE 2

Le milieu est caractérisé par la courbe 4. Le champ et la densité de courant sont supposés uniformes en tout point. On néglige les effets d'injection.

Les expressions du courant sont les suivantes :

$$\begin{aligned} i &= i_M + \sigma_0 E_1 (\cos \omega \tau_1 - \cos \omega t) & 0 < t < \tau_1 \\ i &= i_M + \sigma_n E_1 (\cos \omega \tau_1 - \cos \omega t) & \tau_1 < t < \tau_2 \\ i &= i_M + \sigma_n E_1 (\cos \omega \tau_1 - \cos \omega \tau_2) & \tau_2 < t < \pi/\omega. \end{aligned} \quad (1)$$

Les phases $\omega \tau_1$ et $\omega \tau_2$ sont définies par :

$$\begin{aligned} E_0 - E_1 \cos \omega \tau_1 &= E_s \\ E_0 - E_1 \cos \omega \tau_2 &= E_v. \end{aligned} \quad (2)$$

On en déduit l'expression de la puissance hyperfréquence :

$$P = \frac{E_1^2}{2\pi} \times \left[\sigma_n \left(\omega \tau_2 - \frac{\sin 2\omega \tau_2}{2} \right) + (\sigma_0 - \sigma_n) \left(\omega \tau_1 - \frac{\sin 2\omega \tau_1}{2} \right) \right] \quad (3)$$

et du courant continu :

$$\begin{aligned} i_0 &= i_M + \sigma_n E_1 (1 - \cos \omega \tau_2) \\ &+ \frac{(\sigma_0 - \sigma_n)}{\pi} E_1 [\sin \omega \tau_1 - \omega \tau_1 \cos \omega \tau_1] \\ &- \frac{\sigma_n E_1}{\pi} [\sin \omega \tau_2 - \omega \tau_2 \cos \omega \tau_2] , \end{aligned}$$

— la conductance négative se déduit de (3),

— la détermination de la fréquence minimale d'oscillation en fonction du champ de polarisation résulte de (2) et de la relation :

$$\frac{2\sigma_n(\tau_2 - \tau_1)}{\varepsilon} \sim 4 .$$

APPENDICE 3 [21]

On peut avoir une idée du rôle des fluctuations de densité des impuretés en considérant le cas d'un milieu indéfini (échantillon long devant la distance parcourue par les électrons en une période) de conductance positive grande devant la résistance négative σ_n et caractérisé par des variations spatiales de densité, dont le spectre est :

$$\Delta n(x) = \int \Delta n_k e^{jkx} dk$$

Le champ de charge d'espace répond à l'équation approchée :

$$\varepsilon u_0 \frac{\partial E}{\partial x} + \sigma_n E + \frac{\partial E}{\partial t} = v_e \Delta n(x) ,$$

relation qui suppose que la vitesse moyenne des électrons u_0 reste pratiquement constante lorsque le champ électrique varie. On voit qu'après une période d'oscillation pendant laquelle l'amortissement des fluctuations est égal à leur amplification, la composante E_k du champ électrique est approximativement donnée par :

$$E_k \sim \frac{ev \Delta n_k}{\sigma_n + jku_0\varepsilon} .$$

Pour un spectre uniforme (blanc) de fluctuations spatiales incohérentes :

$$\overline{E^2} \sim \frac{\pi e^2 v}{\varepsilon \sigma_n} \Delta n_k^2.$$

la valeur minimale de ce champ incohérent, fixée par une distribution de Poisson des impuretés est faible.

Bibliographie

- [1] JOHNSON E.O. — *RCA Review*, vol. 26 n° 2, p. 163, juin 1965
- [2] COPELAND J.A. — *Proc. IEEE (letters)*, vol. 54, pp. 1479-1480, octobre 1966.
- [3] CARROLL J.E. — *Electronic letters*, vol. 2 n° 4, April 1966.
- [4] SHAW M.P., SHUSKUS A.J. — *Proc. IEEE*, p. 1580, novembre 1966.
- [5] CONVERT G., DIAMAND F., MOUTOU P.C. — *MOGA Conference*, Cambridge, sept. 1966.
- [6] KENNEDY W.K., EASTMAN L.F. — *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 434-435, mars 1967.
- [7] COPELAND J.A. — *Bell Sys Techn. J.* Vol. 46, pp. 284-287* janvier 1967.
- [8] RIDLEY B.K. — *Proc. Phys. Soc.*, 82, pp. 954-966 (1963).
- [9] BARRAUD A. — *Onde Electrique* n° juillet-août 1968 p. 638.
- [10] GUÉTIN P. — *Onde Electrique* n° juillet-août 1968, p. 674.
- [11] THIM H.W., BARBER M.R. — *IEEE Trans. Electron Devices* E.D. 13 n° 1, pp. 110-114 (1967).
- [12] McCUMBER D.E., CHYNOWETH A.G. — *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 13 n° 1, pp. 4-21.
- [13] GUNN J.B., ELLIOTT B.J. — *Phys. Letters*, vol. 22, pp. 369-371, 1966.
- [14] ACKET G.A. — *Phys. Letters*, vol. 24 A, pp. 531-533, 1967.
- [15] COPELAND J.A. — *J. Appl. phys.* vol. 38, pp. 3096-3101, juillet 1967.
- [16] BUTCHER P.N., FAWCETT W. — *Phys. lett.* vol. 21, pp. 489-490, 1966.
- [17] BOTT I.B., HILSUM C. — *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 14, pp. 492-497, septembre 1967.
- [18] KENNEDY W.K., EASTMAN L.F., GILBERT R.J. — *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 14, pp. 500-504, septembre 1967.
- [19] HANSON D.C., ROWE J.E. — *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 14, pp. 469-576.
- [20] THIM H.W., KNIGHT S. — *Applied Phys. Letters*, vol. 11, pp. 83-85, avril 1967.
- [21] COPELAND J.A. — *IEEE Trans. Electron. Devices* vol. 14, pp. 497-500.

Les générateurs d'hyperfréquences à effet Gunn

M. DROUGARD

RTC - La Radiotechnique Compelec

1. Introduction

La découverte par GUNN [1] d'un effet nouveau d'instabilité de courant dans le GaAs permettant de réaliser des oscillateurs dans la gamme des ondes centimétriques a immédiatement suscité l'intérêt enthousiaste des ingénieurs aussi bien que des physiciens. Il est rapidement apparu, en effet, que ces oscillateurs possédaient toutes les propriétés désirables pour le réalisateur de systèmes : possibilité d'accord mécanique sur de très larges bandes, simplicité et rapidité de modulation en amplitude et en fréquence et facilité de synchronisation. Les puissances obtenues en laboratoire ont rapidement permis d'envisager l'application de ces oscillateurs à la réalisation non seulement de petits générateurs de laboratoire particulièrement souples et économiques, mais encore et surtout d'oscillateurs locaux et d'éléments actifs d'antennes à balayage électronique sous forme aisément intégrable dans des circuits hybrides. Les performances en puissance citées dans des publications récentes sont telles que le domaine d'application de ces oscillateurs s'étend maintenant aux radars « de poche » d'infanterie et même aux systèmes de télécommunication d'une portée de quelques kilomètres.

Dans tous ces domaines, les oscillateurs GUNN sont en compétition serrée avec les diodes à avalanche, ces dernières présentant par ailleurs l'avantage considérable d'être couramment réalisables avec le silicium, matériau maintenant classique et dont la technologie, d'ailleurs beaucoup plus simple que celle du GaAs, ne présente plus de secrets. Nous verrons cependant que certaines propriétés particulières des oscillateurs à effet Gunn amèneront, dans beaucoup de cas, à leur accorder la préférence par rapport aux générateurs IMPATT.

* Cette étude est sous contrat DRME.

2. Fonctionnement des oscillateurs

2.1. Cas des faibles résistivités

Le générateur d'hyperfréquences conçu et étudié par GUNN [2] est réalisé dans un matériau de résistivité suffisamment faible pour que le temps de formation du domaine à fort champ puisse être négligé devant le temps de transit de ce domaine entre la cathode et l'anode. La géométrie des échantillons utilisés est particulièrement simple ; les contacts recouvrent entièrement deux faces opposées d'un parallélépipède rectangle, en sorte que le champ électrique ne dépend que de la distance à partir de la cathode, et que la densité totale de courant est la même en tout point.

A partir des données expérimentales résumées dans l'article précédent [3], il est possible de construire une sorte de caractéristique $I(V)$ d'un tel échantillon. En l'absence de domaine, cette caractéristique se réduit à une portion de droite, légèrement incurvée aux environs de la valeur de seuil V_s de la tension. En présence d'un domaine à fort champ, on peut tracer une autre portion de la courbe $I(V)$ de la façon suivante : on se donne arbitrairement une valeur de V_a et, de la figure 17 de la réf. [3], on déduit le courant I dans l'échantillon ; la relation (14) de la réf. [3] :

$$V_a = RI + V_s$$

permet alors de calculer la tension V_a appliquée au dispositif.

La caractéristique $I(V)$ ainsi obtenue, illustrée par la figure 1, appelle plusieurs commentaires. En premier lieu, on remarque que, entre une certaine valeur V_{min} , dite tension de maintien, et la tension de seuil V_s , il peut ne pas exister de domaine mais, si un domaine existe déjà, ce domaine ne disparaît que lorsqu'il arrive à l'anode ; c'est dans cette gamme de tension qu'il est possible d'obtenir le mode d'oscil-

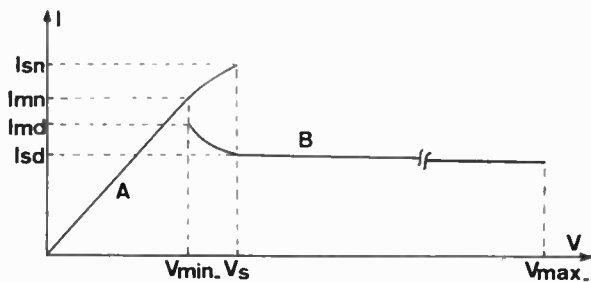


FIG. 1. — Caractéristique $I(V)$ d'un dispositif Gunn classique.

lations déclenchées [3]. Deuxièmement, il s'agit là d'une caractéristique qui n'est ni tout à fait statique ni tout à fait dynamique et ne rend compte en aucune façon des phénomènes qui se passent pendant la disparition à l'anode d'un domaine existant ni pendant la réapparition d'un nouveau domaine à la cathode (si $V > V_s$). Par ailleurs, le fonctionnement stable ne peut être obtenu que si la tension aux bornes du dispositif n'excède jamais une certaine valeur V_{max}^* , au-delà de laquelle le champ dans le domaine excède le seuil d'avalanche [3]. Enfin, la partie B de la caractéristique possède en tous points une pente légèrement négative (de l'ordre de quelques pourcents de la pente de la portion A pour des tensions de 2 à 3 fois la tension de seuil).

Soit T_t le temps de transit du domaine dans l'échantillon.

Plaçons maintenant, en série avec l'échantillon G , un circuit « bouchon » LCR de période naturelle T_0 , fréquence ω_0 (fig. 2), et faisons croître la tension V_a appliquée à G assez lentement pour que le changement de tension $T_0 \frac{dV_a}{dt}$ pendant une période d'oscil-

lation du circuit LCR résonnant puisse être considéré comme négligeable. Nous supposons d'abord que T_0 est plus grand que $2T_t$. Lorsque V_a atteint la valeur V_s , à un instant T , le courant I décroît quasi instantanément d'une quantité $\Delta I_1 = I_{sn} - I_{sd}$ (fig. 1). Cette chute de courant met en route une oscillation du circuit LCR , la tension aux bornes de celui-ci décroissant initialement pour atteindre un minimum un quart de la période T_0 plus tard et remonter ensuite. De façon correspondante, la tension $V_G = V_a - V_R$ aux bornes du dispositif Gunn croît initialement, pour devenir égale à V_s à l'instant $T + T_0/2$, et continue ce descendre jusqu'à la valeur V_m . Le courant dans le circuit croît alors quasi instantanément d'une

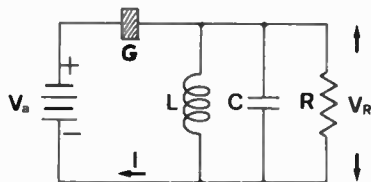


FIG. 2. — Couplage d'un oscillateur Gunn à un circuit oscillant.

* Le rapport V_{max}/V_s dépend de la résistivité du matériau [3]. Il est généralement supérieur à 10.

quantité $\Delta I_2 = I_{mn} - I_{md}$, ce qui contribue à augmenter la pente, alors positive, de V_R . La tension V_R continue de croître, pour redescendre à la valeur zéro environ $T_0/2$ plus tard, et là encore la pente (négative) de V_R tend à être augmentée en valeur absolue du fait de la chute soudaine de courant de la valeur I_{sn} à la valeur I_{sd} . L'amplitude des oscillations croît donc rapidement et se stabilise lorsque les pertes du circuit oscillant compensent exactement l'énergie apportée par les impulsions de courant ΔI_1 et ΔI_2 . Si la tension V_a s'élève au-dessus de la tension de seuil, le processus se continue comme ci-dessus, à ceci près que la tension V_m de maintien n'est atteinte que pour des valeurs de V_R de plus en plus proches du maximum.

Le régime stationnaire ainsi obtenu est illustré par la figure 3.

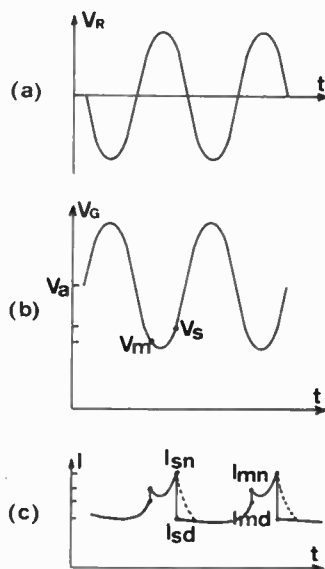


FIG. 3. — Forme de tensions et du courant en fonction du temps pour le circuit de la figure 2. Dans la figure 3c, la courbe en traits pleins correspond au cas $nL \gg 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et la courbe en pointillés au cas où nL est voisin de cette valeur.

Le mode de fonctionnement qui vient d'être décrit a été baptisé mode à étouffement, car l'échantillon est supposé être suffisamment long pour que le domaine soit « étouffé » par manque de tension avant d'être arrivé à l'anode. On voit aisément que, dans ce mode, la période du circuit T_0 oscillant (surtout pour des tensions voisines de la tension de seuil) peut aller jusqu'à environ deux fois la période T_t (égale au temps de transit du domaine de la cathode à l'anode) d'oscillation libre de l'échantillon. Il n'existe pas d'autre limitation inférieure sur la période T_0 que la condition énoncée ci-dessus que les temps de disparition et de formation du domaine soient petits vis-à-vis de T_0 , donc de T_t , ce qui implique, dans les notations de l'article précédent [3] :

$$nL \gg 10^{12} \text{ cm}^{-2}$$

Un mode très voisin peut apparaître lorsque la période T_0 est suffisamment longue et le Q du circuit oscillant suffisamment faible pour que le domaine arrive à l'anode alors que la tension V_G est comprise entre V_s et V_m . Un nouveau domaine ne peut être formé (comme ci-dessus d'ailleurs) avant que la tension V_G ne soit remontée à la valeur V_s . Il s'agit là d'un « mode mixte » d'un intérêt pratique assez limité, en raison des conditions assez critiques nécessaires à son obtention, et malgré son rendement

théorique relativement élevé en comparaison du mode à étouffement [4], [5]. Nous reviendrons ailleurs plus en détail sur les problèmes de rendement.

2.2. Influence de la résistivité. Amplification

Lorsque le produit nL se rapproche de la valeur critique de 10^{12} cm^{-2} , le temps de formation du domaine n'est plus négligeable devant le temps de transit, ni, par conséquent, devant la période d'un mode à étouffement. Il en résulte une déformation des ondes de courant par rapport à la figure 3c, le courant descendant relativement lentement en fonction du temps de la valeur I_{en} à la valeur I_{sd} correspondant à l'existence d'un domaine bien formé. Par contre, le temps de disparition du domaine, reste sensiblement inchangé. La forme de courant correspondante est également illustrée par la figure 3c (courbe en pointillé). Elle comporte évidemment une composante de Fourier à la fréquence ω_0 plus importante que celle correspondant à la courbe en traits pleins, et le rendement du dispositif est légèrement plus élevé que celui de l'oscillateur à faible dopage. Le produit nL doit cependant rester suffisamment grand pour que le temps de formation du domaine ne dépasse pas $T_0/2$, et les calculs de COPELAND [6] sur ordinateur ont montré que le meilleur compromis était atteint pour une valeur de nL de $1,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (le circuit oscillant considéré étant toujours un circuit LCR « bouchon »).

Un intérêt particulier de ce genre d'échantillon à dopage relativement faible provient, tout au moins en principe, de la possibilité de les utiliser en amplificateurs. En effet, pour des valeurs de la tension appliquée légèrement supérieures à la valeur de seuil V_s , les domaines dipolaires qui se forment dans ces dispositifs ne peuvent pas croître spontanément [3], et ce n'est qu'à une valeur V_c (qui peut être sensiblement supérieure à V_s) que ces échantillons se mettent à osciller spontanément. Dans la région de tension comprise entre V_s et V_c , par contre, il est possible, ainsi que l'ont montré divers auteurs [7 à 10], d'obtenir par une excitation convenable un certain taux de croissance avec propagation simultanée vers l'anode de domaines embryonnaires. La vitesse de propagation est, comme précédemment, déterminée largement par le champ E_{ext} à l'extérieur du domaine (aux phénomènes de diffusion près) et elle est donc supérieure à celle d'un domaine bien formé dans le cas classique ($nL \gg 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Pour obtenir l'amplification, il faut bien entendu que la période de l'excitation s'accorde, au moins approximativement, avec le temps de transit des « ondes de charge d'espace » correspondantes. Ces échantillons sont donc, dans l'intervalle de tension de V_s à V_0 , caractérisés par l'existence de pics de résistance négative aux environs d'une certaine fréquence et de ses harmoniques.

Lorsque le produit nL devient inférieur à 10^{12} cm^{-2} , les échantillons ne peuvent plus osciller spontanément. Par contre, la gamme de tensions dans laquelle il est possible d'obtenir l'amplification augmente, ainsi que la puissance de sortie maximale. Ces amplificateurs ont été étudiés par divers auteurs [9], [11], [12] mais leur intérêt semble devoir rester assez acadé-

mique en raison des niveaux excessifs de bruit, celui-ci étant probablement dû au fait que, parmi les multiples embryons de domaines dipolaires initialement présents, aucun ne l'emporte de façon bien déterminée sur les autres. Des gains de 40 dB ont été obtenus [11] mais il semble que les facteurs de bruit soient généralement supérieurs aux gains [12] et les puissances de sortie sont faibles (1 mW ou moins).

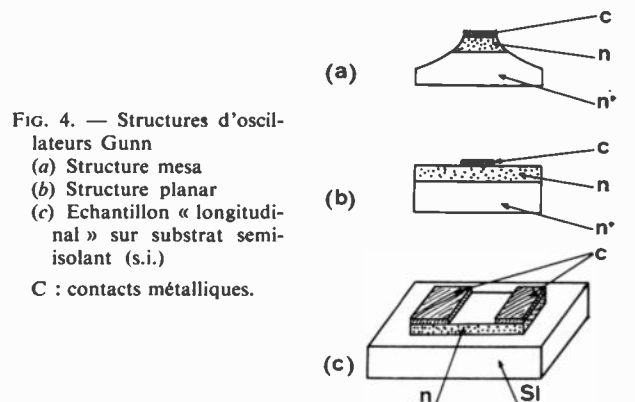
2.3. Autres structures

Il n'a été jusqu'ici question que de dispositifs de géométrie parallélépipédique. Ceux-ci présentent une difficulté sérieuse de réalisation par le fait que les surfaces non recouvertes par les électrodes doivent être spécialement traitées pour réduire au minimum les courants de fuite et éviter les claquages en surface. Par ailleurs, dans les gammes de fréquence au-delà de quelques GHz, les épaisseurs de zone active sont trop faibles pour que les échantillons puissent être réalisés autrement que par épitaxie sur un substrat soit de type n^+ (qui constitue alors une des électrodes, généralement l'anode), soit sur un substrat semi-isolant. (La longueur L_a de la zone active est, en effet, reliée à la fréquence de travail par la relation $L_a f \sim 100 \mu \times \text{GHz}$ [3]).

Si on utilise un dépôt épitaxial, la première solution qui vient à l'esprit consiste à réaliser une structure mesa telle que celle illustrée par la figure 4, obtenant ainsi un dispositif physiquement équivalent au parallélépipède de HASTY et al. [13].

Il existe cependant une façon encore plus simple d'obtenir un oscillateur à effet Gunn en utilisant une épitaxie sur substrat n^+ : elle consiste à déposer et à allier un contact métallique en éliminant l'opération de réalisation du mesa. Cette méthode, due apparemment à HILSUM et al. [14] ne permet évidemment pas d'obtenir des rendements très élevés en raison des courants de fuite, mais elle permet cependant d'atteindre des puissances bien supérieures à celles requises pour un oscillateur local (65 mW ont récemment été obtenus en bande X au laboratoire ERG de la Radiotechnique (*)). Son inconvénient le

* En utilisant un dépôt épitaxial réalisé au Laboratoire ERG, par M. L. HOLLAN.



plus sérieux est peut-être que la propagation des domaines est extrêmement difficile à comprendre. Notons en particulier que HOBSON [15] a récemment observé que ses échantillons planar oscillaient en cavité sans que la tension ne descende jamais au-dessous de 1,5 fois la tension de seuil ; la fréquence d'oscillation était cependant contrôlée par le réglage de la cavité. Ajoutons également que SHOI [16], avec des échantillons de forme trapézoïdale, n'a pu obtenir d'oscillations pour des demi-angles d'ouverture de plus de 20 degrés.

L'intérêt de la structure « longitudinale », également illustrée par la figure 4, provient avant tout de son application évidente à l'intégration monolithique ; elle a été également utilisée pour fabriquer des oscillateurs, à fréquence contrôlée par la tension appliquée, de géométrie concentrique [17], et son emploi doit également être envisagé dans les applications logiques de l'effet Gunn. Elle ne semble pas pouvoir être utilisée pour réaliser des oscillateurs de puissance car les considérations thermiques, sur lesquelles nous reviendrons ci-dessous, limitent sévèrement l'épaisseur de la zone active.

3. Propriétés principales

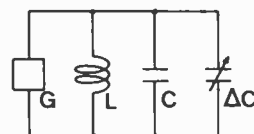
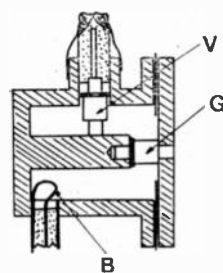
3.1. Accordabilité

Ainsi qu'on l'a vu plus haut, un oscillateur Gunn classique est, en principe, accordable sur une bande très large par variation des paramètres du circuit oscillant. Il faut bien noter cependant qu'il ne suffit pas pour cela de changer les paramètres L ou C . Si on augmente la fréquence sans changer la résistance de charge, on arrive à un point tel que les sautes de courant ΔI_1 et ΔI_2 ne sont plus suffisantes pour entretenir dans le circuit oscillant des oscillations d'amplitude telle que la tension V_G aux bornes du dispositif descende effectivement au-dessous de la tension de seuil. Pour que les oscillations puissent continuer, il faut augmenter la résistance de charge R , et le rendement diminue.

La situation se complique, d'ailleurs, du fait que les circuits réellement utilisés ne sont, bien entendu, pas de simples circuits LCR . Ce sont des cavités, soit en guide rectangulaire, soit en guide coaxial, (ou encore des cavités réentrantes) dont la charge ne peut que très rarement être représentée par une résistance parallèle indépendante de la fréquence. Ceci revient à dire qu'il est presque impossible de se livrer à des prédictions précises sur des gammes d'accordabilité mécanique pour une variation donnée de la puissance de sortie. A titre d'indication, pour le circuit de la figure 2, un produit nL optimisé, et une résistance de charge R égale à 30 fois la résistance à bas champ de la diode Gunn, COPELAND [6] prédit une gamme d'accord d'un octave avec des variations de ± 2 dB. Du point de vue expérimental, des bandes de fonctionnement de 280 % ont été citées [11] mais sans mention des variations de puissance. BRADY et al. [12] ont obtenu une accordabilité de 9,5 à 14,5 GHz avec ± 1 dB de variations de puissance et des résultats à peu près identiques ont été trouvés dans notre laboratoire pour la bande X (soit

FIG. 5. — Exemple de montage d'un varactor V dans une cavité coaxiale et schéma équivalent de ce circuit

B : boucle de couplage
 G : oscillateur Gunn.



de 8 à 12 GHz) en ajustant simultanément la fréquence et le couplage à la charge.

Il est également facile d'obtenir un accord électrique en plaçant un varactor dans la cavité résonnante ou en le couplant d'une façon ou d'une autre à celle-ci. Un montage particulièrement simple consiste à placer le dispositif Gunn contre un des courts-circuits d'une cavité coaxiale et le varactor à $\lambda/4$ de ce dernier entre le conducteur central et la paroi externe. Ce genre de montage, illustré par la figure 5, a permis d'obtenir, avec un varactor CAY 10, une plage d'accord de 700 MHz pour des variations de puissance de moins de 2 dB aux environs de 10 GHz. Récemment BREHM et MAO [19] ont annoncé avoir obtenu une plage d'accord de 1 GHz en bande X avec des variations de puissance de 1,5 dB dans un circuit intégré hybride. Dans les deux cas, la présence du varactor introduit une perte de puissance de 3 dB.

L'accordabilité électrique peut également être obtenue en remplissant la cavité d'un ferrite soumis à un champ magnétique mais, en raison de l'encombrement de l'aimant et de la variation sensible de la perméabilité du ferrite en fonction de la température, ce genre de solution ne semble pas présenter beaucoup d'intérêt pratique.

3.2. Modulabilité en fréquence et en puissance

La modulabilité en fréquence à l'aide d'un varactor découle de l'accordabilité par varactor décrite ci-dessus et ne pose aucun problème de réalisation. Il est cependant à prévoir que la grandeur de l'excursion de fréquence obtenue pour une excursion donnée de la tension appliquée au varactor pourra dépendre de façon sensible de la fréquence à transmettre. Comme on l'a vu plus haut, les variations de fréquence sont, en effet, accompagnées de variations de puissance de sortie, donc de puissance dissipée dans le dispositif, et par conséquent de la température du dispositif ; or la fréquence d'un oscillateur Gunn dépend à son tour de la température de cet élément. HAKKI et KNIGHT [11] ont mesuré le coefficient correspondant sur leurs échantillons et ont trouvé que :

$$\frac{T \Delta f}{f \Delta T} \approx -0,45 \text{ (T en } ^\circ\text{K) .}$$

Les résultats obtenus dans notre laboratoire sont en assez bon accord avec ce résultat. (Parmi les mécanismes qui contribuent à cet effet peuvent figurer, entre autres, les variations du temps de formation des domaines et les variations de la grandeur des sautes de courant, dues toutes deux aux variations de la mobilité en fonction de la température). A titre d'exemple, la constante de temps thermique d'un oscillateur en bande X se situe aux environs de quelques microsecondes, en sorte que la fréquence de modulation critique se trouverait aux environs de 50 kHz environ.

La modulation en amplitude paraît encore plus simple à réaliser que la modulation en fréquence, les courants et tensions mis en jeu étant relativement faibles. En réalité, elle est plutôt plus difficile à réaliser que la modulation de fréquence car, là encore, la fréquence d'un oscillateur Gunn peut dépendre de façon non négligeable de la tension appliquée, et ceci de façon encore incontrôlable. HAKKI et KNIGHT [11] ont, en effet, donné pour le rapport $V\Delta f/f\Delta V$, des valeurs allant de 3×10^{-3} à 1 ; les données de HASTY et al. [13] fournissent une valeur de 10^{-1} ; ces valeurs, mesurées en régime continu, contiennent évidemment la contribution de l'effet de la température cité ci-dessus. Là encore, le coefficient $V\Delta f/f\Delta V$ dépend de la fréquence de modulation, avec la même fréquence de transition d'environ 50 kHz pour des oscillateurs en bande X. La façon la plus évidente, sinon la moins onéreuse, de résoudre le problème est d'asservir l'oscillateur modulé à un autre oscillateur de faible puissance. (Voir ci-dessous : 3.4. Synchronisation).

3.3. Caractéristiques de bruit

Le problème de l'origine et du calcul du bruit des oscillateurs Gunn ne semble pas avoir été abordé, mais quelques mesures ont été publiées dans la littérature. Le bruit d'amplitude semble se situer à environ 110 dB (BLU) par kHz de bande en-dessous de la porteuse. Le bruit de fréquence dépend bien entendu du facteur de qualité de la cavité utilisée ; d'après JOSEPHANS [20], opérant sur des échantillons parallélépipédiques, le bruit de fréquence s'élèverait à 130 Hz eff. par kHz de bande, près de la porteuse. COURT et al. [21] ont trouvé un bruit de fréquence sensiblement plus important dans des échantillons de structure planar, mais ces auteurs sont arrivés à réduire ce bruit de façon considérable en plaçant leur dispositif Gunn dans une cavité fonctionnant dans un mode TE d'ordre élevé et de longueur $2\lambda_g$. Les résultats obtenus sont alors comparables à ceux obtenus avec un klystron CV 2346 : à 10 kHz de la porteuse, le bruit n'est que 13 Hz_{eff} par kHz de bande (soit probablement environ 25 Hz_{eff} près de la porteuse car la puissance de bruit de modulation de fréquence décroît au taux de 7 dB par octave à partir de la porteuse). Il semblerait donc qu'il soit possible, sans grandes complications, d'utiliser les oscillateurs Gunn comme sources de radars Döppler dans des conditions très satisfaisantes.

3.4. Synchronisation

La possibilité de synchroniser un oscillateur à effet Gunn sur un signal pilote a immédiatement retenu

l'attention des chercheurs et des ingénieurs, en raison de ses multiples applications : addition des puissances fournies par plusieurs oscillateurs, réalisation d'éléments actifs d'antennes à balayage électronique, ou amélioration du spectre d'un oscillateur de puissance par verrouillage sur un générateur à faible niveau, phénomène classique qui se trouve aussi bien sur un oscillateur Gunn que sur tout autre genre d'oscillateur.

Les premières expériences ont été publiées par HAKKI et al. [22], mais le travail le plus approfondi sur la question semble avoir été fait, et les meilleurs résultats obtenus, dans les laboratoires ERG de la Radiotechnique. Il a été démontré que le comportement des oscillateurs Gunn, du point de vue de la synchronisation, pouvait être expliqué par une extension de la théorie de STOVER [23] relative aux oscillateurs à résistance négative et, à partir de cette théorie, de prédire un élargissement de la plage de synchronisation par abaissement du facteur de qualité de la cavité. En bande X, on a ainsi pu atteindre des plages de synchronisation de 1 GHz pour un niveau de pilote 5 dB au-dessous du niveau du générateur Gunn. Une autre propriété intéressante a été également mise en évidence dans notre laboratoire par MAGARSHACK [24] ; elle consiste dans la possibilité de faire varier la phase de l'oscillateur Gunn par rapport à celle du pilote par simple variation de la tension appliquée aux bornes de l'oscillateur Gunn. Des variations pouvant aller jusqu'à 40 % ont ainsi été relevées, très approximativement linéaires en fonction de la tension, avec des variations de puissance de moins de 2 dB.

3.5. Effets paramétriques

Dans un échantillon de GaAs contenant un domaine bien formé, une partie du courant qui parcourt l'échantillon lors de la formation du domaine est utilisé pour la création des couches d'accumulation et de déplétion qui délimitent ce domaine à fort champ. De même que dans une jonction de type p^+n , l'épaisseur du domaine est, à peu de chose près, celle de la couche de déplétion, la charge en excès dans la couche d'accumulation (qui est égale et opposée à celle de la couche de déplétion) est donc reliée à la tension V_d aux bornes du domaine par une relation tout à fait semblable à celle qui est valable pour une jonction p^+n , c'est-à-dire :

$$Q_d \propto V^{1/2}$$

Si la tension aux bornes de l'échantillon varie pendant le transit du domaine, un courant transitoire est nécessaire pour modifier la répartition des charges, et ce courant correspond, comme dans le cas d'une jonction p^+n , au changement d'une capacité de valeur :

$$C_d \propto V^{-1/2}$$

L'existence d'une susceptance en parallèle avec la résistance négative du domaine avait déjà été soupçonnée par GUNN [25] mais c'est CARROLL [26] qui a, le premier, envisagé de tirer parti de cet effet pour augmenter le rendement des générateurs à effet Gunn. Les résultats obtenus par cet auteur [27] semblent confirmer sa théorie de façon très convain-

cante et il paraît certain que des convertisseurs-amplificateurs seront réalisés sur ce principe dans un proche avenir.

3.6. Effets de résistance négative

Ainsi qu'il a été mentionné plus haut, un oscillateur Gunn dans lequel se propage un domaine bien formé possède, tant que le domaine existe, une caractéristique $I(V)$ à résistance négative (partie B de la caractéristique de la figure 1). Un tel échantillon présente une résistance négative dans tout le domaine de fréquence du continu jusqu'au delà de sa fréquence d'oscillation, et cette propriété peut être mise à profit à des fins diverses. Un amplificateur à 6 GHz a été ainsi réalisé par H.W. THIM [28] en utilisant un oscillateur à 8 GHz ; le gain maximal était de 9 dB (avec compression de 1 dB pour une puissance de sortie de 60 mW) mais, là encore, un facteur de bruit prohibitif de 20 dB.

L'effet de résistance négative a été aussi utilisé par CAWSEY [29] pour construire des oscillateurs UHF et VHF, mais nombreux sont les expérimentateurs qui ont réalisé un tel oscillateur par pure inadvertance, et qui ont vu « claquer » un oscillateur Gunn du fait que le circuit d'alimentation de leur dispositif formait un circuit résonnant de trop bonne qualité.

4. Puissance

Le champ d'application des oscillateurs à effet Gunn dépendra, bien entendu, des puissances qui pourront être atteintes. A titre d'indication, le dernier record publié dans la littérature est à ce jour de 340 mW en régime continu à 7,7 GHz, obtenus par MURAKAMI et *al.* [30]. L'augmentation rapide des puissances est, dans ce cas comme dans bien d'autres, le résultat des efforts énergiques faits pour améliorer aussi bien la qualité du matériau que les techniques de montage et la conception des cavités oscillantes.

4.1. Le matériau

La valeur de la résistivité est loin d'être le seul critère de qualité du GaAs utilisé pour réaliser des oscillateurs Gunn. Le degré d'homogénéité est également un facteur de toute première importance, car toute inhomogénéité importante peut servir de centre de nucléation et donner à l'échantillon une fréquence de fonctionnement totalement différente de celle désirée. Par ailleurs, la nucléation homogène aux environs immédiats de la cathode dans un échantillon de 100 μ de côté (ou plus) et de 10 μ d'épaisseur pose, elle aussi, un problème sérieux d'homogénéité dans le sens latéral.

Une seconde qualité essentielle est une bonne mobilité ; en effet, la densité de courant de vallée (qui correspond à peu près au minimum de la caractéristique $j(E)$ instantanée) est à peu près indépendante de la mobilité à faible champ μ_0 , alors que la densité de courant de crête est proportionnelle à cette mobilité. Le rendement d'un oscillateur Gunn dépend donc de façon sensible de la mobilité à bas champ du matériau.

Du point de vue pratique cependant, lorsqu'il s'agit d'obtenir des échantillons capables de fonctionner en régime continu, la condition la plus critique est l'absence de centres suffisamment proches de la bande de conduction pour pouvoir être ionisés par l'échauffement du dispositif ; si de tels centres sont présents en quantité excessive, la résistivité décroît lorsque la température augmente, ce qui a pour effet d'augmenter l'échauffement et ce processus cumulatif se traduit rapidement par la destruction de l'échantillon.

Les matériaux massifs obtenus par les méthodes de Czokralski ou de Bridgman sont notoirement inhomogènes et riches en pièges situés entre 0,1 et 0,17 eV en-dessous de la bande de conduction ; ils ne peuvent donc convenir à la fabrication de dispositifs Gunn destinés à fonctionner en régime continu. Il semble cependant que le matériau obtenu par recuit de GaAs semi-isolant dopé à l'oxygène, selon la méthode de WOODALL [31], peut donner de très bons résultats.

Les matériaux répondant le mieux aux conditions énumérées ci-dessus sont ceux qui sont obtenus par épitaxie soit en phase liquide par la méthode de KANG et *al.* [32], soit en phase vapeur par une des méthodes de KNIGHT et *al.* [33], de LAWLEY [34] ou de TIETJEN et *al.* [35]. Ces méthodes ne se prêtent généralement pas à la réalisation de couches de plus de quelques dizaines de microns mais ce n'est justement que dans cette gamme d'épaisseurs, correspondant à des fréquences de 3 GHz ou plus, qu'il est intéressant du point de vue des applications de réaliser des oscillateurs Gunn. Divers procédés de dopage ont été mis au point pour les épitaxies en phase liquide [36] et gazeuse [37 à 39].

4.2. Problèmes thermiques

La chaleur engendrée dans le fonctionnement des dispositifs Gunn est énorme : à titre d'exemple, un oscillateur réalisé pour la bande X d'après le critère d'optimisation de COPELAND [6] dissipe environ 10⁷ W par cm³. C'est cette dissipation, ainsi que la mauvaise conductivité thermique du GaAs, qui constitue, en principe tout au moins, la limitation la plus sérieuse sur la puissance à attendre des oscillateurs Gunn (en supposant résolu le problème de l'homogénéité du matériau).

L'échauffement de la partie active du dispositif ne peut que se traduire par une baisse de rendement : l'effet est dû à la diminution de mobilité à bas champ consécutive à l'augmentation de température. Si la mobilité à bas champ était limitée uniquement par le réseau (couplage polaire aux phonons optiques et potentiel de déformation), la courbe de EHRENREICH [40] prédirait une diminution du courant de crête I_{cn} d'environ 13 %, d'où (toujours en supposant que le courant de vallée reste inchangé) une baisse relative de rendement de 26 % entre 25 °C et 125 °C. En réalité, il s'agit là d'une évaluation assez pessimiste car d'une part la mobilité est toujours en partie limitée par des impuretés chargées, dont l'effet diminue lorsque la température croît, et d'autre part la température des électrons dans la vallée centrale au seuil d'instabilité est, d'après BUTCHER [41], d'environ 600 °K, température aux environs de laquelle la courbe de mobilité théorique de EHRENREICH descend beaucoup moins

rapidement. Il semble donc qu'une température de zone active de 200 °C puisse constituer une limite pratique très acceptable.

Le montage idéal du point de vue de l'évacuation thermique serait celui qui consisterait à souder directement le contact métallique à la zone active de l'oscillateur sur une embase métallique semi-infinie. Il est cependant préférable, pour un certain nombre de raisons (en particulier la possibilité de séparer les dispositifs par clivage plutôt que par sciage), d'utiliser comme contact une couche épitaxiale de type n^+ de quelques microns d'épaisseur. Pour l'embase métallique, le cuivre ne convient pas bien en raison de son coefficient de dilatation (17×10^{-6} par °C) qui est près de trois fois plus grand que celui du GaAs ($6,5 \times 10^{-6}$ par °C). Pour minimiser les contraintes et les chocs thermiques néfastes à la durée de vie, on sera donc amené à interposer entre l'échantillon et l'embase de cuivre une plaquette de molybdène d'une épaisseur d'au moins 25 μ . Nous allons maintenant faire un calcul approximatif des dimensions qu'il est possible de donner au dispositif Gunn sous la condition que la température du point le plus chaud de la zone active ne dépasse pas une limite fixée. Il faut noter à ce sujet que les matériels utilisant des générateurs à effet Gunn seront essentiellement des matériels portables, donc soumis à des variations de température assez grandes. En admettant que la température du boîtier (ou autre support) puisse s'élever à 100 °C et que le dispositif soit capable de fonctionner jusqu'à 200 °C (température du point le plus chaud) il faut donc que la différence de température entre le boîtier et la région la plus chaude de la zone active ne dépasse pas 100 degrés.

Cette différence de température se compose de cinq termes : la différence de température ΔT_a entre le point le plus chaud et le point le plus froid de la zone active, et les chutes de température ΔT_c à travers le contact n^+ , ΔT_m à travers le molybdène, et ΔT_b dans l'embase de cuivre, le cinquième terme ΔT_s étant destiné à tenir compte des résistances thermiques des soudures.

Soit P la puissance dissipée dans la zone active, A sa surface et L son épaisseur. Un calcul simple montre que le premier terme est égal (K étant la conductivité thermique du GaAs) à :

$$\Delta T_a = \frac{1}{2} \frac{P}{AL} \times \frac{L^2}{K} = \frac{1}{2K} \frac{P}{A} L.$$

Les deuxième et troisième termes sont respectivement (K' étant la conductivité thermique du molybdène, L_c l'épaisseur du contact n^+ et L_m l'épaisseur de la plaquette de molybdène) :

$$\Delta T_c = \frac{1}{K} \frac{P}{A} L_c,$$

$$\Delta T_m = \frac{1}{K'} \frac{P}{A} L_m.$$

Le quatrième terme peut, en première approxima-

tion, être pris comme la résistance de constriction thermique correspondant à un carré de côté $\sqrt{A}$, soit (K'' étant la conductivité thermique du cuivre) :

$$\Delta T_b \approx \frac{1}{2K''} \times \frac{P}{\sqrt{A}} \approx \frac{1}{2K''} \frac{P}{A} \sqrt{A}.$$

Pour évaluer P/A , nous pouvons utiliser, une fois de plus, les critères d'optimisation de COPELAND : $nL = 1,3 \times 10^{12}$ et $V \sim 2,5 V_s$. On a alors, I_d étant le courant dans l'échantillon en présence d'un domaine, v_d la vitesse de déplacement de ce domaine, et q la charge électronique :

$$P \sim 2,5 V_s I_d = 2,5 E_s (L n) q v_d A$$

Donc P/A a une valeur unique quelle que soit la fréquence à laquelle l'échantillon ait pu être destiné à fonctionner. Numériquement :

$$P/A \approx 10^4 \text{ W cm}^{-2}$$

Pour la calcul, on peut prendre $K = 0,4 \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$ (correspondant à une température de 100 °C). K' et K'' sont approximativement de 1,5 et 5 W/cm °C respectivement. Pour la chute de température dans les diverses soudures 10 °C paraît une évaluation acceptable. On trouve alors $\Delta T_a = 12,5^\circ$, $\Delta T_m = 17^\circ$. Pour finir le calcul, supposons qu'il s'agisse d'un échantillon fonctionnant en bande N ($L = 10 \mu$) d'où $\Delta T_a = 12,5^\circ$. On trouve alors que le côté de la zone active (supposée carrée) ne doit pas dépasser 480 μ , d'où la puissance maximale dissipable de 23 W. Il convient de souligner, une fois de plus, que la qualité des matériaux devra atteindre un degré de perfection extraordinaire avant que de tels dispositifs puissent être réalisés.

En régime impulsionnel, les calculs ci-dessus ne s'appliquent évidemment qu'à la détermination de la température moyenne, compte tenu du facteur de forme. Pour des impulsions suffisamment courtes, l'échantillon peut être considéré comme thermiquement isolé et la température s'élève dans la zone active au taux (c étant la chaleur spécifique par unité de volume du GaAs) de :

$$\frac{dT_a}{dt} = \frac{P}{cAL_a}.$$

La valeur de c étant de 1,65 j/cm³, on voit que la vitesse d'échauffement initiale de l'échantillon considéré ci-dessus est de 6×10^6 degrés/s. Des longueurs d'impulsions de quelques microsecondes sont donc facilement réalisables sans échauffement excessif. La puissance crête dissipable n'est limitée que par l'effet de peau (en supposant toujours que le matériau est d'une homogénéité parfaite !). Dans le cas du dispositif considéré ci-dessus, la formule classique donne pour l'épaisseur de peau une valeur approximative de 500 μ , en sorte que la puissance crête dissipable pourrait s'élever à près de 100 W.

4.3. Rendements

Le rendement théorique maximal de 7 % calculé par COPELAND [6] a été rapidement dépassé. Il s'agissait pourtant là d'un calcul qui ne faisait aucune place aux effets d'échauffement et la valeur adoptée pour la mobilité à bas champ ($7\,500\text{ cm}^2/\text{V s.}$) n'a été dépassée que rarement, et jamais de plus de 20 %. Parmi les résultats les plus remarquables, nous citerons seulement ceux de DAY et al. [42], CARROLL [27] et de NARAYAN et BERSON [43] qui ont obtenu des rendements de 12 %, 19 % et 18,6 % en régime impulsif.

L'explication de ces résultats ne peut se trouver que dans le fait que le circuit LCR de COPELAND n'est qu'une simplification assez grossière de ce que peut être une cavité résonnante, et qu'il n'y a aucune raison a priori pour qu'un circuit aussi élémentaire soit précisément le mieux adapté aux particularités tout à fait exceptionnelles de l'oscillateur de Gunn, lequel est, en fait, plutôt un oscillateur à relaxation qu'un simple élément à résistance négative.

C'est en partant de ce point de vue que DAY et al. ont obtenu le rendement mentionné ci-dessus de 12 %. Ces auteurs ont exploité, dans leur circuit hyperfréquence, l'idée que, si les ondes de courant dans le circuit avaient une forme plus carrée, la composante de Fourier de ces ondes à la fréquence fondamentale se trouverait considérablement augmentée. Leur cavité, en conséquence, est agencée de telle façon que son circuit équivalent présente une self en série avec la capacité du dispositif Gunn, l'ensemble des deux résonnant vraisemblablement sur le deuxième harmonique de la fréquence de fonctionnement.

Le principe utilisé par CARROLL est complètement différent et consiste à utiliser les effets paramétriques dus à la variation de la capacité du domaine en fonction de la tension aux bornes du dispositif. Une fraction non négligeable de l'énergie transmise à la cavité par les sauts de courant dans l'oscillateur se trouve dans les harmoniques de la fréquence de fonctionnement et cette énergie peut être utilisée pour « pomper » l'oscillateur, considéré dans ce cas comme un auto-amplificateur paramétrique.

Il ne paraît donc pas déraisonnable, une fois mises au point les techniques de production de l'arséniure de gallium, les technologies de montage et la circuiterie hyperfréquence, d'estimer à 10 % le rendement moyen ces futurs dispositifs Gunn de série, et il sera sans doute possible, à l'avenir, par la réalisation de profils de dopage, de modifier les formes de courant de façon à augmenter encore ce chiffre. Des puissances d'environ 500 mW pour un seul échantillon devraient donc être atteintes couramment en bande X.

5. Conclusion

L'ensemble des propriétés décrites ci-dessus des oscillateurs Gunn justifie pleinement l'optimisme attaché dans notre introduction quand à leur avenir et à leurs applications. Sans doute ces générateurs présentent-ils, par rapport aux diodes de Read, le désavantage d'une technologie moins bien connue et

plus délicate. Leurs supériorités sur les diodes à avalanche se résument en ce que les dispositifs Gunn fonctionnent à des tensions plus basses que ces dernières (pour la même fréquence), qu'ils sont, en principe, susceptibles d'être utilisés comme amplificateurs paramétriques (ou en amplificateurs-convertisseurs) et qu'ils sont les seuls à pouvoir être intégrés dans des circuits monolithiques dans les bandes de fréquence de 5 à 20 GHz ou plus, chose difficilement concevable dans le silicium en raison des fréquences de coupure relativement basses des varactors et diodes mélangeuses réalisables dans ce matériau.

Enfin, l'arséniure de gallium est le seul semiconducteur susceptible, à l'heure actuelle, de fournir des oscillateurs du type L.S.A. (voir article de G. CONVERT, P. MOUTOU et A. de BOUARD pp. 685 à 693). Il ne saurait donc être question de délaisser ce matériau ; les progrès faits dans cette voie dans les laboratoires américains, anglais et japonais sont d'ailleurs extrêmement encourageants et mèneront sans doute rapidement à de nouvelles et remarquables réalisations dans le domaine des hyperfréquences.

Bibliographie

- [1] GUNN J.B. — *Solid State Comm.* 1, pp. 88-91 (1963).
- [2] GUNN J.B. — *I.B.M. Jour. of Res. & dev.* 10, pp. 310-320 (1966).
- [3] GUÉTIN P. — *L'Onde Électrique* juil-août 68 pp. 674 à 684.
- [4] ROBSON P.N. and MAHROUS S.M. — *Radio Electronic Engr.* 30, pp. 345-352 (1965).
- [5] WARNER F.L. — *Electronics Letters*, 2, pp. 260-261 (1966).
- [6] COPELAND J.A. — *TED** 14, pp. 55-58 (1967).
- [7] McCUMBER D.E., and CHYNOWETH A.G. — *TED** 13, pp. 4-21 (1966).
- [8] RIDLEY B.K. — *Ibid*, pp. 41-43.
- [9] HAKKI B.W. — *Jour. of Appl. Phys.* 38, pp. 808-818 (1966).
- [10] KROEMER H. — *TED** 14, pp. 476-491 (1967).
- [11] HAKKI B.W., and KNIGHT S. — *TED** 13, pp. 94-105 (1966).
- [12] THIM H.W., and BARBER M.R. — *Ibid*, pp. 110-117.
- [13] HASTY T.E., CUNNINGHAM P.A., and WISSEMAN W.R. — *TED** 13, pp. 114-117 (1966).
- [14] HILSUM C., SMITH K.C.H., and TAYLOR B.C. — *Electronics Letters* 1, p. 178 (1965).
- [15] HOBSON G.S. — *TED** 14, pp. 526-531 (1967).
- [16] SHOJI M. — *TED** 14, pp. 535-546 (1967).
- [17] JEPSSON B., MARKLUND I., and OLSSON S.K. — *Electronics Letters*, 3, pp. 498-500 (1967).
- [18] BRADY D.P., KNIGHT S., LAWLEY K.L., and UENOHARA M. — *Proc. of 1966 Symp. on GaAs* (pub. par the Institute of Physics and the Physical Society, London, pp. 162-167, (1967).
- [19] BREHM G.E., and MAO S. — *Proc. I.S.S. C.C.*, pp. 78-79 (1968).
- [20] JOSEPHANS J. — *PIEEE*, 54, pp. 1478-1479 (1966).
- [21] COURT W.P.N., HERMAN P., HILSUM C., HOLLIDAY H.R., and WARNER F.L. — *Electronics Letters*, 3, pp. 567-569 (1967).
- [22] HAKKI B.W., BECCONE J.P., and PLANSKI S.E. — *TED** 13, pp. 197-199 (1966).
- [23] STOVER H.L. — *P.I.E.E.E.*, 54, pp. 310-311 (1966).

* Dans cette liste le titre IEEE. Trans. on Electron Devices a été abrégé en TED.

- [24] MAGARSHACK J. — *Electronics Letters*, 3, p. 556 (1967).
- [25] GUNN J.B. — I.B.M. *Journal of Res. and Dev.* 10, pp. 300-309 (1966).
- [26] CARROLL J.E. — *Electronics Letters*, 2, p. 215 (1966).
- [27] CARROL J.E. — 6th Intern. Conf. on Microwave and optical generation and amplification Cambridge 1966 (pub. by I.E.E., London, 1967) p. 309.
- [28] THIM H.W. — *P.I.E.E.E.* 55, pp. 446-447 (1967).
- [29] CAWSEY D. — *Electronics Letters* 3, pp. 550-551 (1967).
- [30] MURAKAMI H., SEKIDO K., and AYAKI K. — *TED* 14*, pp. 611-612 (1967).
- [31] WOODALL J.M., and WOODS J.F. — *Solid State Comm.* 4, p. 33 (1966).
- [32] KANG C.S., GREENE P.E., and ATALLA M. — *TED* 14*, p. 629 (1967).
- [33] KNIGHT J.R., EFFER D., and EVANS P.R. — *Solid State Electronics*, 8, p. 178 (1965).
- [34] LAWLEY K.L. — *Jour. of the Electrochem. Soc.*, 113, p. 240 (1966).
- [35] TIETJEN J.J., and AMICK J.A. — *Ibid*, p. 724.
- [36] BOLGER D.E., FRANKS J., GORDON J., and WHITAKER J. — *Proc. 1966 GaAs Symp.*, op. cit., pp. 16-22.
- [37] EDDOLLS D.V., KNIGHT J.R., and WILSON B.L.H. — *Ibid*, pp. 3-9.
- [38] SHAW D.W., CONRAD R.W., MEHAL E.H., and WILSON O.W. — *Ibid*, pp. 10-15.
- [39] ALEXANDER J.H., and STERLING H.F. — *Solid State Electr.* 10, p. 485 (1967).
- [40] EHRENREICH H. — *Phys. Rev.*, 120, pp. 1951-1963 (1960).
- [41] BUTCHER P.N. — *Reports on Progress in Physics*, XXX, pp. 97-147 (1967).
- [42] DAY G.F., DOW D.G., MOSHER C.H., and VANE A.B. — *Proc. 1966 GaAs Symp.*, op. cit., pp. 189-192.
- [43] NARAYAN S.Y., and BERSON B.E. — *TED* 14*, pp. 610-611 (1967).

Diodes semiconductrices en régime d'avalanche

Application aux hyperfréquences

E. CONSTANT *Faculté des Sciences de Lille*
A. SEMICHON *L. E. P.*

1. Introduction

Les nombreux avantages des composants à semi-conducteur sur les tubes à vide remplissant les mêmes fonctions ont conduit les physiciens à rechercher des structures à état solide susceptibles de présenter une résistance différentielle négative.

Parmi les dispositifs qui ont été proposés, certains mettent en œuvre des propriétés spécifiques des semi-conducteurs telles que la structure de bande (effets de volume [1, 4] ; effets liés à une interface [5]), d'autres font appel à des interactions analogues à celles qu'on rencontre dans les plasmas gazeux [6, 9]. Les diodes à avalanche pour hyperfréquences diffèrent peu [10], dans leur principe, de la diode à limitation de charge d'espace et à temps de transit étudiée théoriquement vers 1930 [11, 12] et réalisée en 1933 [13] puis en 1939 [14]. L'utilisation systématique du temps de transit des porteurs libres (électrons ou trous) dans un semiconducteur fut d'abord considérée par SHOCKLEY [15], qui imagina ainsi des structures à résistance dynamique négative, puis reprise par READ qui, en 1958, proposa la première diode à avalanche pour hyperfréquences [16].

La diode à résistance négative de READ était un modèle théorique dont le fonctionnement reposait d'une part sur la création de porteurs par avalanche dans une jonction abrupte, d'autre part sur la durée de leur transit à travers la zone désertée ; cependant, l'élaboration d'un modèle expérimental conforme à la proposition de READ posait des problèmes technologiques considérables et ce n'est qu'en 1965 que fut décrite la première réalisation [17]. Indépendamment de ces travaux, différents chercheurs russes [18, 21], américains [22, 24] et français [25, 27] observèrent des instabilités cohérentes dans les jonctions semi-

conductrices en avalanche, instabilités dont l'origine fut par la suite attribuée à un mécanisme analogue à « l'effet » READ. En fait, toutes ces diodes ont en commun deux caractères fondamentaux :

- les porteurs mobiles sont créés par une émission de champ,
- ces porteurs transitent dans une zone désertée à une vitesse finie qui détermine la durée de leur interaction avec le champ.

La diversification des structures et le choix de mécanismes d'émission de champ appropriés permettent de penser que le domaine d'application des diodes à avalanche s'étendra des ondes décimétriques aux ondes submillimétriques. A titre d'exemples, nous avons indiqué dans le tableau I quelques réalisations récentes ; en raison des constants progrès de la technologie et de la compréhension des phénomènes, ces résultats n'ont qu'une valeur provisoire, mais suffisent à expliquer l'intérêt porté aux diodes à avalanche.

TABLEAU I

Mode de fonctionnement	F (GHz)	PHF (W)	n %	Laboratoire	Observations
Oscillation continue	12	1,1	7,7	B.T.L.	Réf. 28
	13,3	4,7		B.T.L.	Réf. 29 : évacuateur thermique en diamant.
	36,5	0,37	6	B.T.L.	Réf. 30
Oscillation en impulsion	1,05	280	43	R.C.A.	Réf.31 (SSDR) Santa Barbara
					Juin 1967
	300	$\sim 10^{-3}$	—	IREL-LEP } B.T.L.	non publié Réf. 32.

On trouvera dans cet exposé, après une description sommaire du principe de fonctionnement et des mécanismes de base, une étude théorique et expérimentale de l'impédance en régime linéaire, du bruit en régime stable et quelques indications sur les propriétés en oscillation. Les effets non linéaires ne seront pas traités.

2. Principe de fonctionnement

2.1. Mécanisme général

Nous avons déjà indiqué qu'il était possible d'obtenir une résistance dynamique négative aux bornes d'un dipôle en produisant une émission de champ et en définissant une zone de transit pour les porteurs ainsi créés de telle façon que s'établisse une interaction entre le champ et les porteurs. La généralité de ce principe peut s'illustrer au moyen de nombreux exemples : émission électronique d'un métal dans le vide (effet SCHOTTKY, effet FOWLER-NORDHEIM), ionisation dans les gaz (décharge de TOWNSEND), ionisation par choc et effet « tunnel » dans les semiconducteurs. L'un de ces exemples va nous permettre de dégager les notions essentielles :

Considérons une diode à émission de champ (effet FOWLER-NORDHEIM) soumise à une polarisation fixe U_0 à laquelle on superpose une tension alternative $u = U \cos \omega t$ telle que l'émission électronique ne se produise que lorsque le champ est maximal. Pour simplifier, prenons un modèle unidimensionnel dans lequel d sera la distance entre électrodes, et supposons la vitesse des électrons indépendante du champ alternatif (électrons relativistes) ; soit $\bar{v}$ cette vitesse, $\tau_d = d/\bar{v}$ le temps de transit correspondant et Q la charge totale des électrons émis. En l'absence d'effet de charge d'espace, on a : $E_{total} = U_{total}/d$, et l'énergie fournie par le champ est :

$$W_{tot} = \int_0^d Q E_{tot} dx = \frac{Q\bar{v}}{d} \int_0^{\tau_d} U_{tot} dt. \quad (1)$$

La fraction « alternative » de cette énergie est :

$$W_1 = UQ\tau_d \frac{\sin \omega \tau_d}{\omega \tau_d}. \quad (2)$$

La figure 1 a qui représente les variations de W_1

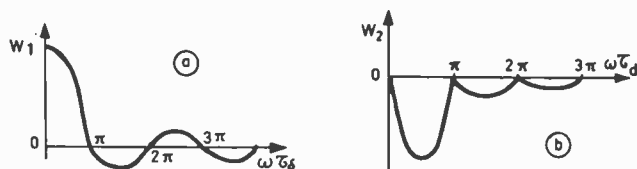


FIG. 1. — Variation de l'énergie d'interaction dans une diode à émission de champ.

a) émission instantanée b) émission retardée ($\omega \tau_0 = \pi/2$)

en fonction de $\omega \tau_d$ montre que pour certaines valeurs de l'angle de transit, il y a transfert d'énergie « alternative » des électrons au champ. La diode a alors une résistance dynamique négative.

Imaginons maintenant que l'émission ne soit pas instantanée et que le mécanisme présente une inertie telle que le retard corresponde justement au quart de la période du champ alternatif (une telle émission qui se présente ici comme une vue de l'esprit, prendra son importance dans le cas des semiconducteurs, où il est effectivement possible de la réaliser de manière simple). L'expression de l'énergie devient :

$$W_2 = -UQ\tau_d \frac{1 - \cos \omega \tau_d}{\omega \tau_d}. \quad (3)$$

La figure 1 b représente les variations de W_2 en fonction de $\omega \tau_d$.

On voit que dans ces nouvelles conditions, l'énergie alternative est toujours négative ou nulle, c'est-à-dire que la diode présente une résistance dynamique généralement négative, nulle pour des valeurs discrètes de l'angle de transit.

Dans ces exemples, nous avons négligé l'influence de la charge d'espace due aux « porteurs mobiles ». De fait, cette influence s'exerce de deux façons :

— d'une part, la charge d'espace perturbe la distribution du champ et modifie l'amplitude de l'interaction champ-porteurs liée au transit de ceux-ci ;

— d'autre part, si la durée de l'émission n'est pas limitée à l'instant où le champ est maximal, mais dure une fraction importante de la période, elle peut donner lieu à une autre instabilité. En particulier, si la charge d'espace subit une variation $\Delta \rho$, cette dernière se répercute sur le champ, soit ΔE . Il en résulte une variation de l'émission de champ, qui se traduit par une nouvelle perturbation de la charge d'espace. Ce phénomène qui s'apparente à une réaction subsiste même lorsque le temps de transit est négligeable et se traduit dans certains cas par une résistance différentielle négative sur la caractéristique statique (1).

2.2. Application aux semiconducteurs

2.2.1. Emission de champ

L'émission de champ peut être obtenue grâce à différents mécanismes. Nous écarterons les effets liés à l'ionisation des impuretés, qui semblent peu susceptibles d'applications. Il reste alors essentiellement l'effet ZENER [33] et l'ionisation par choc [34, 36], qui conduisent tous deux à la création simultanée d'un électron et d'un trou.

L'effet Zener peut être défini comme une génération spontanée de paires électron-trou due à la transition isoénergétique d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction : cette transition n'est évidemment possible que s'il y a dans le cristal

(1) En réalité, dans le cas des semiconducteurs, les effets thermiques masquent généralement cette résistance négative (§ 4.4.2.).

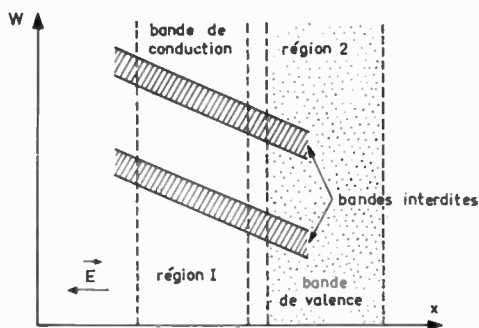


FIG. 2. — Effet Zener dans un semiconducteur intrinsèque soumis à un champ électrique uniforme.

deux régions telles qu'il existe dans la bande de valence de la première des niveaux occupés et dans la bande de conduction de la deuxième des niveaux libres de mêmes énergies. Une telle configuration du diagramme d'énergie peut être obtenue, par exemple, en appliquant un champ électrique constant à un semiconducteur intrinsèque (fig. 2). Cependant la probabilité de transition d'un électron d'une bande à l'autre est une fonction très rapidement décroissante de l'épaisseur de la zone interdite ; il en résulte que l'effet Zener ne se produit qu'en présence de champs considérables, nécessaires à la réduction de l'épaisseur « interdite ».

L'ionisation par choc, contrairement à l'effet Zener, est un mécanisme nécessitant l'existence d'un porteur libre initial, électron ou trou. Sous l'action d'un champ électrique, ce porteur — supposons que ce soit un électron — acquiert de l'énergie. La physique de l'état solide nous apprend qu'il peut céder cette énergie au réseau cristallin (collisions électron-phonon) mais qu'il peut également la perdre dans des collisions avec les électrons de valence, collisions au cours desquelles il peut céder suffisamment d'énergie pour rompre des liaisons et, ainsi, faire participer à la conduction l'électron libéré et la vacance correspondante. Il y a création d'une paire électron-trou (fig. 3).

Les champs électriques requis pour produire l'ionisation par choc sont du même ordre de grandeur que pour l'effet Zener (quelques $10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) et c'est le diagramme d'énergie, défini à partir de la distribution d'impuretés et de la différence de potentiel appliquée, qui détermine le phénomène prépondérant (§ 2.3).

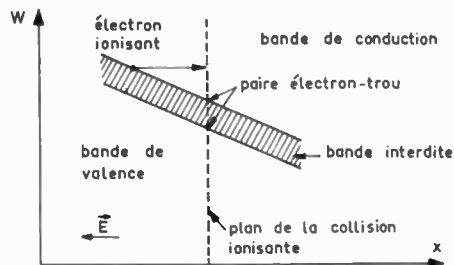


FIG. 3. — Ionisation par choc dans un semiconducteur intrinsèque soumis à un champ électrique uniforme.

2.2.2. Temps de transit (durée de l'interaction)

L'interaction entre le champ et les porteurs s'établit pendant toute la durée du transit de ceux-ci. Cette durée est déterminée par la distance des électrodes (ou la distance entre les zones dégénérées du semi-conducteur) et par la vitesse des porteurs. Or on sait qu'à faible champ électrique cette vitesse est proportionnelle au champ ($v = \mu E$) ; on pourrait donc imaginer une structure dans laquelle une modulation de vitesse due au champ se superposerait à l'interaction envisagée ; de nombreuses raisons conduisent à écarter cette possibilité. On préfère généralement appliquer des champs plus élevés ($> 10^4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) pour bénéficier d'une propriété très intéressante des porteurs mobiles, à savoir qu'en champ fort leur vitesse est élevée ($\approx 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) et pratiquement indépendante du champ. Cela permet en outre pour une durée d'interaction inférieure à 10^{-10} seconde de définir une épaisseur de zone de transit raisonnable (de l'ordre de quelques microns).

2.3. Mise en œuvre : diode à avalanche

A la température ambiante, l'importance des champs nécessaires à l'émission impliquerait dans les semi-conducteurs usuels un courant de conduction tel qu'ils seraient détruits par échauffement. Pour éviter cet effet, il y a lieu de rechercher des structures dans lesquelles les conditions à une interface limitent le courant de conduction. De telles conditions peuvent être réunies dans les structures à jonction *P-N* et à barrière métal-semiconducteur en polarisation inverse : on peut ainsi envisager [37] :

- l'effet tunnel dans une barrière métal-semiconducteur de type *N* ;
- l'effet Zener dans une jonction *P-N* abrupte ;
- l'ionisation par choc dans un semiconducteur au voisinage d'une barrière métal-semiconducteur épaisse,
- l'ionisation par choc au voisinage d'une jonction *P-N*.

Dans la suite de cette étude, nous nous limiterons à l'ionisation par choc dans les jonctions *P-N* qui est, comme nous allons le voir, le type même de l'émission retardée, donc favorable à l'obtention d'une résistance négative (§ 2.1.). Remarquons pour terminer que l'effet tunnel peut également être considéré comme une émission retardée mais que le retard, de l'ordre du temps de relaxation diélectrique ne peut être sensible qu'en ondes millimétriques ou submillimétriques.

3. Phénomène d'avalanche. Relations fondamentales

3.1. Avalanche. Vitesse limite des porteurs

Avant d'aborder l'étude des propriétés électriques des diodes à avalanche nous allons développer un

peu l'aspect phénoménologique de l'avalanche qui résulte de l'ionisation par choc et donner les valeurs numériques de quelques grandeurs caractéristiques des matériaux semiconducteurs usuels

3.1.1. Etude phénoménologique de l'avalanche ; condition d'avalanche

Nous avons vu (§ 2.2.1.) comment un électron pouvait produire une paire électron-trou par ionisation par choc. Examinons ce qu'il advient des porteurs ainsi créés (fig. 3) : le nouvel électron et l'électron initial, en se déplaçant dans le champ vers la droite acquièrent de l'énergie et peuvent ainsi produire chacun une paire électron-trou. Les nouveaux électrons peuvent par le même processus, créer de nouvelles paires : cette multiplication se poursuit aussi loin que règne un champ tel que les électrons puissent acquérir l'énergie d'ionisation. Les trous de ces différentes paires se déplacent vers la gauche et produisent encore d'autres paires, dont les électrons jouent le même rôle que les précédents. Il apparaît alors que l'avalanche due à la multiplication successive des porteurs n'est pas un phénomène instantané et qu'à partir du moment où le champ électrique est appliqué, un certain temps est nécessaire à l'établir : nous sommes en présence d'une émission retardée. On désigne par taux d'ionisation le nombre de paires créées par un porteur par unité de longueur parcourue dans la direction du champ E , nombre que nous exprimerons en cm^{-1} et que nous représenterons par α pour les électrons et β pour les trous.

On voit immédiatement que si, au cours de son transit, l'électron ou le trou d'une paire créée, en moyenne, une autre paire, l'ionisation sera entretenue : il y aura avalanche.

Exprimons analytiquement cette condition. Pour cela, considérons un semiconducteur soumis à un champ électrique E ; nous nous limiterons à un modèle unidimensionnel et nous admettrons que les taux d'ionisation ne dépendent que du champ. Les autres hypothèses simplificatrices sont indiquées plus loin (§ 3.2.2.).

1^{er} cas $\alpha(E) = \beta(E)$

Les taux d'ionisation des électrons et des trous sont identiques.

Soit 0 et W les limites de la région soumise au champ $E(x)$.

Soit n_1 et n_2 les nombres de paires créées respectivement entre 0 et x et entre $x+dx$ et W .

Le nombre dn_1 de paires créées dans la zone limitée par les abscisses x et $x+dx$ est défini par les n_0+n_1 électrons rentrant en x et par les n_2 trous rentrant en $x+dx$ (fig. 4).

$$dn_1 = (n_0 + n_1) \alpha dx + n_2 \alpha dx = n \alpha dx \quad (4)$$

en intégrant, il vient :

$$n_{1(W)} = n \int_0^W \alpha dx = n - n_0 = n(1 - 1/M) \quad (5)$$

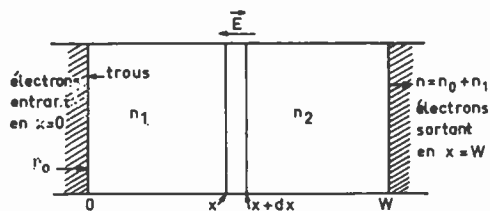


FIG. 4. — Modèle utilisé pour le calcul de la condition d'avalanche.

où $M = n/n_0$ est le taux de multiplication des porteurs.

L'avalanche est obtenue lorsque M devient infini, soit :

$$\int_0^W \alpha dx = 1. \quad (6)$$

Cette expression est appelée condition d'avalanche ou condition de MCKAY.

2^e cas $\alpha(E) \neq \beta(E)$

Dans ce cas, la condition d'avalanche s'écrit [39, 40]

$$\int_0^W \alpha e^{-\int_0^x (\beta - \alpha) dx'} dx = 1. \quad (7)$$

Remarque : une approximation [41, 42] utile en pratique consiste à prendre $\beta(E) = k\alpha(E)$. On a alors, pour les sens d'injection représentés sur la figure 4 :

$$M_{(0)} = \frac{k-1}{k-z} \quad \text{et} \quad M_{(W)} = \frac{z(k-1)}{k-z} \quad (8)$$

avec :

$$z = e^{[(k-1) \int_0^W \alpha dx]}. \quad (9)$$

La condition d'avalanche s'écrit $k = z$, soit :

$$\int_0^W \alpha dx = \frac{\ln k}{k-1} = K. \quad (10)$$

Pour le germanium ($k \sim 2$), on obtient $K = 0,7$ et pour le silicium ($k \sim 0,1$), $K = 2,56$.

Ces résultats permettent, connaissant la fonction $\alpha(E)$ et la distribution des impuretés dans un semiconducteur, de déterminer la tension d'avalanche et la distribution du potentiel.

3.1.2. Expression analytique des taux d'ionisation

Diverses théories ont été proposées pour décrire les processus d'ionisation et déterminer l'expression analytique des taux d'ionisation des porteurs [34, 36]. Nous indiquerons simplement le résultat de la théorie de Shockley qui suppose que la fonction de distri-

bution de l'énergie des porteurs résulte de la superposition d'une distribution isotrope pour les porteurs de faible énergie et d'une distribution localisée dans la direction du champ pour les porteurs d'énergie élevée, responsables de l'ionisation :

$$\alpha_{(E)} = \frac{qE}{r\epsilon_R} e^{-\epsilon_1/qEL_R} \tag{11}$$

où q est la charge de l'électron, L_R le libre parcours moyen entre collisions électron-phonon, ϵ_R l'énergie des phonons optiques, ϵ_1 l'énergie d'ionisation et r le rapport entre le libre parcours moyen entre collisions ionisantes et L_R .

Les expressions analytiques déduites de l'expérience [43, 47] sont de la forme :

$$\alpha, \beta = a e^{-(b/E)^d} \tag{12}$$

Les coefficients a , b , et d sont donnés ci-dessous pour les principaux matériaux : tableau II [47].

TABLEAU II

Semi-conducteur	α		β		d
	$a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$b \text{ (V} \cdot \text{cm}^{-1}\text{)}$	$a \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$b \text{ (V} \cdot \text{cm}^{-1}\text{)}$	
Ge	$1,55 \cdot 10^7$	$1,56 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^7$	$1,28 \cdot 10^6$	1
Si	$3,8 \cdot 10^6$	$1,75 \cdot 10^6$	$2,25 \cdot 10^7$	$3,26 \cdot 10^6$	1
GaAs	$3,5 \cdot 10^5$	$6,85 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^5$	$6,85 \cdot 10^5$	2
GaP	$4,0 \cdot 10^5$	$1,18 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^6$	$1,18 \cdot 10^6$	2

3.1.3. Vitesse-limite des porteurs

Nous avons dit (§ 2.2.2.) que la vitesse des porteurs en champ fort était pratiquement indépendante du champ. On peut en fait distinguer trois lois de variation de la vitesse en fonction du champ [48] (nous laissons de côté les phénomènes complexes relatifs au transfert des électrons dans les vallées satellites de la représentation de BRILLOUIN [49]).

a) Champs faibles ($E < 10^2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) : les électrons sont en équilibre thermique avec le réseau, leur vitesse est proportionnelle au champ : $v = \mu_0 E$.

b) Champs intermédiaires ($E \sim 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) : la température électronique est supérieure à celle du réseau, la fréquence des collisions avec les phonons acoustiques croît et la mobilité décroît [48]. $v = k(c\mu_0 E)^{1/2}$, où c est la vitesse des modes acoustiques longitudinaux.

c) Champs forts ($E > 10^4 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$) : tout l'excédent d'énergie acquis par les porteurs entre deux collisions est cédé lors de celles-ci, essentiellement avec les phonons optiques [50]. La vitesse des porteurs est alors indépendante du champ [48, 50, 52] ; nous l'appellerons vitesse-limite et nous la désignerons par v_n et v_p pour les électrons et les trous, respectivement. Le tableau III donne les valeurs numériques des vitesses-limites :

TABLEAU III
VITESSE-LIMITE DES PORTEURS

Semiconducteur	$v_n \text{ (cm} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$v_p \text{ (cm} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$
Si	$1,05 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^6$
Ge	$6 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$
GaAs	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$

En général, dans les diodes que nous étudierons en régime d'avalanche, la distribution du champ sera telle que le transit des porteurs s'effectue à la vitesse-limite.

3.2. Equations fondamentales. - Méthodes d'étude

3.2.1. Equations fondamentales

Les équations qui régissent le fonctionnement des diodes à avalanche sont les équations classiques de la physique des semiconducteurs modifiées pour tenir compte des conditions particulières à l'avalanche. Ce sont :

$$\text{— l'équation de Poisson } \nabla \vec{E} = \rho/\epsilon \tag{13}$$

$$\text{avec : } \rho = q(N_D - N_A + p - n) \tag{14}$$

où N_D et N_A sont les concentrations en impuretés de types donneur et accepteur

p et n les concentrations en trous et en électrons, respectivement.

— les équations de continuité :

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \nabla \vec{J}_p + g ; \tag{15}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \vec{J}_n + g \tag{16}$$

où J_p et J_n sont les courants dus aux trous et aux électrons et g le taux de génération.

$$g = \alpha |v_n|n + \beta |v_p|p \tag{17}$$

— les équations de transport dans lesquelles nous négligeons les courants de diffusion devant les courants d'entraînement en raison des vitesses élevées de déplacement des porteurs en champ fort.

$$\vec{J}_p = qv_p p \tag{18} ; \quad \vec{J}_n = -qv_n n \tag{19}$$

— l'équation de conservation du courant :

$$\nabla \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0 \tag{20}$$

où $\partial \vec{D} / \partial t$ est le courant de déplacement et $J = J_p + J_n$.

3.2.2. Limites de validité

Dans l'étude qui va suivre nous supposerons :

- les vitesses-limites constantes et atteintes en tout point de la structure (les zones désertées s'étendent jusqu'au matériau dégénéré),
- les impuretés ionisées en permanence,
- les conditions de définition des taux d'ionisation respectées ; la variation du champ électrique est : faible le long du parcours ε_1/qE , lente par rapport à la durée de ce parcours.

Dans ce cas, les taux d'ionisation sont fonctions du champ et de la température seuls. En outre, nous négligerons :

- la génération thermique,
- la génération photonique (photodiodes à avalanche),
- la génération due aux rayonnements nucléaires (détecteurs à avalanche).
- la recombinaison des porteurs dans la zone désertée (la durée de vie des porteurs est très supérieure au temps de transit),
- les courants de diffusion (les champs sont intenses dans toute la zone désertée),
- les effets dus à d'éventuels gradients de température.

Enfin, sauf pour l'étude des effets thermiques et de l'uniformité de la jonction, nous nous limiterons à un modèle unidimensionnel.

3.2.3. Traitement analytique. Traitement numérique

Pour étudier les propriétés des diodes à avalanche et plus particulièrement déterminer l'expression de l'impédance, on peut chercher à résoudre le système d'équation défini au § 3.2.1. soit par une méthode analytique au prix de quelques simplifications, soit par une méthode numérique, ce qui conduit à des résultats plus précis. Si cette deuxième méthode permet d'optimiser les structures réelles (par exemple, en prenant des lois de distribution d'impuretés — ou profils — plus réalistes) elle ne favorise guère la compréhension des mécanismes et s'avère moins suggestive pour la recherche de modes de fonctionnement nouveaux. Nous choisirons donc une méthode analytique et nous nous efforcerons d'interpréter physiquement les résultats auxquels nous serons conduits.

4. Propriétés statiques. Propriétés à basse fréquence

Après avoir présenté différents « modèles » de diodes à avalanche nous examinerons ici les propriétés statiques et à basse fréquence. Nous verrons qu'à partir de ces propriétés, il est possible de caractériser la structure semiconductrice en vue de son utilisation en hyperfréquence.

4.1. Principales structures (modèles théoriques)

Comme les taux d'ionisation sont des fonctions très rapidement croissantes du champ, il sera géné-

ralement possible, dans les structures que nous considérerons, de définir une zone d'avalanche équivalente, où le champ sera supposé constant, et une ou deux zones de transit adjacentes à la zone d'avalanche.

Nous appellerons δ l'épaisseur de la zone d'avalanche et W l'épaisseur totale de la zone désertée, si bien que la zone dite de transit aura une épaisseur $W - \delta$.

4.1.1. Modèle de Tager (fig. 5 a et 5 b)

Ce modèle peut être réalisé avec une diode de profil $p^+n n^+$ ou par une jonction graduelle $p-n$; il est caractérisé par $\delta < W$; par exemple $\delta = 0,2 W$.

4.1.2. Modèle de Misawa (fig. 5 c)

La zone d'avalanche s'étend à toute la zone désertée : $\delta = W$ la structure est théoriquement $p^+ i n^+$; en pratique une structure $p^+ p^- n^+$ ou $p^+ n^- n^+$ convient.

4.1.3. Modèle de Read (fig. 5 d)

La zone d'avalanche est localisée à une extrémité de la zone désertée et supposée infiniment mince $\delta \ll W$. Cette condition est à peu près réalisée par une structure $p^+ n n^- n^+$ ou $n^+ p p^- n^+$.

Les modèles de READ et de MISAWA qui ne sont que des cas particuliers de celui de TAGER, permettent souvent de décomposer les problèmes, ce qui en facilite l'analyse.

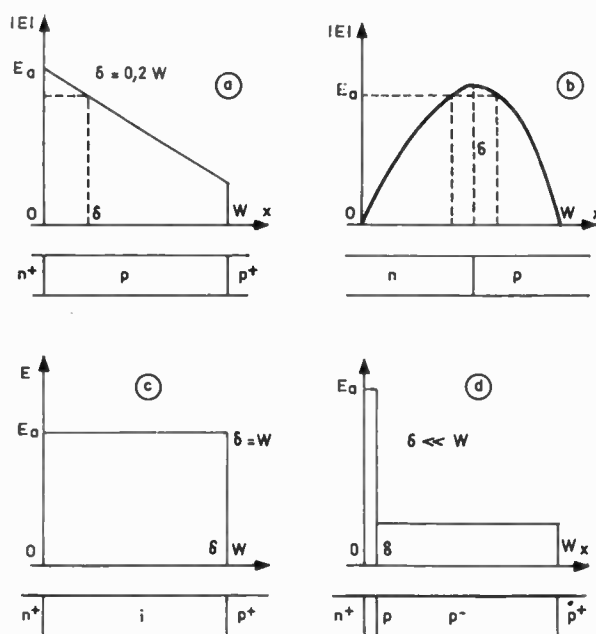


FIG. 5. — Principales structures

4.2. Résistance différentielle en régime quasi statique

4.2.1. Expression générale

Considérons une jonction polarisée au seuil de l'avalanche (fig. 6). Il s'y établit une distribution

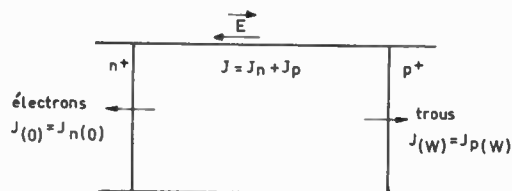


FIG. 6. — Modèle unidimensionnel : choix des notations

$\rho_0(x)$ de la charge d'espace à laquelle correspond un champ $E_0(x)$ tel que $\int_0^W E_0(x) dx = U_a$ tension d'avalanche.

Si l'on injecte un courant $I(I = JS)$, les porteurs mobiles modifient la charge d'espace, donc la distribution du champ ; soient $\Delta\rho(x)$ et $\Delta E(x)$ les perturbations résultantes. De $\Delta E(x)$ on déduit ΔU , d'où la résistance différentielle :

$$R_c = d(\Delta U)/dI. \quad (21)$$

a) Expression de $\Delta\rho(x)$

Pour simplifier nous supposons :

$$|v_p| = |v_n| = v \quad \text{et} \quad \alpha = \beta.$$

Dans le cas où $\beta = k\alpha$ on peut facilement généraliser les résultats en introduisant un coefficient d'ionisation moyen [41, 53] :

$$\bar{\alpha} = \frac{(k-1)\alpha}{\lg k}. \quad (22)$$

Après addition, et compte tenu de (18) et (19), les relations (15) et (16) s'écrivent en régime statique :

$$\Delta q v (n+p) = 2 q \alpha v (n+p)$$

Intégrons (la condition à la limite est, par exemple, $\Delta\rho(0) = J/v$) :

$$\Delta\rho(x) = \frac{2J}{v} \left[\int_0^x \alpha dx - \frac{1}{2} \right]. \quad (24)$$

b) Expression de $\Delta E(x)$

La loi de Poisson appliquée à la variation de ρ , donne :

$$\Delta E(x) = \Delta E(0) + \frac{2J}{\epsilon v} \int_0^x \left[\int_0^x \alpha dx' \right] dx - \frac{J}{\epsilon v} x. \quad (25)$$

Si la variation ΔE est faible, nous pouvons développer α en série et nous limiter au second ordre :

$$\alpha(x) = \alpha_0(x) + \alpha'_0(x) \Delta E(x) + \frac{\alpha''_0(x)}{2} \Delta E^2(x). \quad (26)$$

La condition d'avalanche appliquée à α et à α_0 permet d'écrire :

$$\int_0^W \alpha'_0(x) \Delta E(x) dx + \int_0^W \alpha''_0(x) \frac{\Delta E^2(x)}{2} dx = 0. \quad (27)$$

De (25) et (27) on déduit la relation entre la variation ΔU et le courant J qui en est la cause, d'où R_c .

4.2.2. Application à différents modèles

a) Diode NIP (modèle de MISAWA (fig. 5 c))

Le matériau est intrinsèque : $\rho_0(x) = 0$; $E_0(x)$, $\alpha_0(x)$, $\alpha'_0(x)$ et $\alpha''_0(x)$ sont des constantes. De la condition d'avalanche (en négligeant le courant de saturation), on tire $\alpha_0 = 1/W$, ce qui permet d'exprimer (25) :

$$\Delta E(x) = \frac{J}{\epsilon v} \left(\frac{x^2}{W} - x \right) + \Delta E(0). \quad (28)$$

En rapportant cette expression dans (27), on obtient, tous calculs effectués :

$$\Delta E^2_0 + \Delta E(0) \left(\frac{2}{\lambda} - \frac{JW}{3\epsilon v} \right) + \left(\frac{J}{\epsilon v} \right)^2 \frac{W^2}{30} - \frac{J}{\lambda \epsilon v} \frac{W}{3} = 0. \quad (29)$$

$$\text{où } \lambda = \frac{\alpha''_0(x)}{\alpha'_0(x)}.$$

Le discriminant de (29) peut s'écrire [39] :

$$\Delta = 4 (1 - AJ^2)/\lambda^2$$

où AJ^2 est de l'ordre de 10^{-2} pour une diode fonctionnant en bande X avec une densité de courant de $2 \cdot 10^{-3} \text{ A.cm}^{-2}$. Nous limiterons donc le développement de $\sqrt{\Delta}$ au premier ordre et nous ne retiendrons que la solution de (29) qui donne $\Delta E(0) = 0$ pour $J = 0$, soit :

$$\Delta E(0) = \frac{JW}{6\epsilon v}. \quad (30)$$

En reportant cette valeur dans (28) et en intégrant, on obtient ΔU , d'où R_c (21) :

$$R_c = - \frac{\lambda W^3}{180 \epsilon^2 v^2 S^2}. \quad (31)$$

Dans les matériaux usuels, l'avalanche se produit pour des champs tels que $\alpha''_{(E)}$ soit positif et comme $\alpha'_{(E)}$ est toujours positif, R_c est négatif.

b) Diode N^+PP^+ (Modèle de Tager)

Le taux d'ionisation est une fonction très rapidement croissante du champ. Comme ce dernier décroît linéairement le long de la structure (fig. 5 a) on peut admettre que l'avalanche est localisée dans un inter-

valle (0, δ). Si $\delta \ll W$, la diode peut être décomposée en une diode NIP d'épaisseur δ associée à une zone de transit d'épaisseur $W - \delta$. La résistance différentielle R_{c1} de la diode NIP est donnée par (31). Pour la zone de transit où $J(x)$ est une constante, on a :

$$\Delta E_{(x)} = \Delta E_{(\delta)} + \frac{J}{\epsilon v} (x - \delta) \quad (32)$$

soit :

$$\Delta U = \frac{J}{\epsilon v} \frac{(W - \delta)^2}{2} + \Delta E_{(\delta)} (W - \delta) \quad (33)$$

avec :

$$\Delta E_{(\delta)} = \Delta E_{(0)} \sim \frac{JW}{6\epsilon v}.$$

On en déduit :

$$R_{c2} = \frac{W - \delta}{2\epsilon v S} \left(W - \frac{2\delta}{3} \right) \approx \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon v S}. \quad (34)$$

La résistance différentielle est $R_c = R_{c1} + R_{c2}$; cette résistance, positive pour les faibles densités de courant, peut devenir négative lorsque le courant est suffisant (cf § 4.4.1.).

c) Diode N-P

Le calcul de R_c , effectué par TAGER [54] conduit à des résultats analogues aux précédents :

$$R_c = R_{c1} + R_{c2}$$

Remarque. — Dans le cas général où $\delta < W$, la mesure de R_c aux faibles valeurs de I (i.e. $R_c = R_{c2}$) permet de définir expérimentalement δ .

4.3. Impédance due aux effets thermiques

4.3.1. Résistance en régime statique

Nous avons jusqu'à présent négligé les effets thermiques dus au passage du courant. En fait, ces effets se traduisent par une variation de α due à celle de ϵ_R , ϵ_1 et r (§ 3.1.2.). La variation totale de α s'écrit :

$$d\alpha = \frac{\partial \alpha}{\partial E} dE + \frac{\partial \alpha}{\partial T} dT. \quad (35)$$

Dans cette expression, dE est la résultante de deux termes :

dE_c , dû à la perturbation de la charge d'espace par le courant,

dE_T , variation nécessaire au maintien de la condition d'avalanche en présence d'effets thermiques.

On peut calculer dE_T en écrivant cette dernière condition :

$$\int_0^W d\alpha dx = 0. \quad (36)$$

On trouve [39, 55] :

$$dE_T = \frac{\int_0^W \frac{\partial \alpha}{\partial T} dx}{\int_0^W \frac{\partial \alpha}{\partial E} dx} dT = K dT. \quad (37)$$

Soit T_j la température de la zone désertée, température que nous supposons uniforme ;

T_e la température du milieu extérieur, milieu défini par l'indépendance de sa température par rapport à T_j ;

R_{th} la résistance thermique entre la zone désertée et le milieu extérieur.

De ces définitions et de l'expression de la puissance dissipée, on déduit :

$$T_j = T_e + R_{th} UI \quad (38)$$

D'où, par différentiation :

$$dT = R_{th}(U dI + IdU). \quad (39)$$

Or, pour les diodes hyperfréquences, I et dI sont du même ordre de grandeur et U est de l'ordre de 10^3 dV ; on peut donc négliger IdU ; la résistance différentielle due aux effets thermiques du courant s'obtient alors en reportant dT dans (37) et en intégrant :

$$R_T = dU_T/dI = K W U R_{th} \quad (40)$$

Pour déterminer K , considérons l'effet d'une variation de T_e , le courant étant maintenu constant : de (38) et (37) on déduit :

$$dE_c = 0 ; dE = dE_T = K dT_j = K dT_e \quad (41)$$

soit en intégrant de 0 à W :

$$K W = (dU/dT_e)_{I \text{ constant}} = \gamma \quad (42)$$

d'où enfin :

$$R_T = \gamma U R_{th}. \quad (43)$$

4.3.2. Impédance en régime dynamique

Considérons un point de fonctionnement défini par (U, I) et une variation sinusoïdale du courant, d'amplitude dI et de pulsation ω . Cette variation entraîne une de la température, dT_j , qui, du fait de l'inertie thermique de la diode, a une amplitude variable avec ω : on voit apparaître la notion d'impédance due aux effets thermiques. Cette impédance peut se calculer à partir de l'équation classique :

$$P = C_{th} \frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta}{R_{th}}. \quad (44)$$

On trouve [39, 55] :

$$Z_T = \frac{R_T}{1 + R_{th}^2 C_{th}^2 \omega^2} - \frac{i R_T R_{th} C_{th} \omega}{1 + R_{th}^2 C_{th}^2 \omega^2}.$$

Cette impédance est celle d'une cellule constituée

par la résistance R_T montée en parallèle avec un condensateur de capacité $C_T = \frac{C_{th}}{\gamma U}$.

On voit que les effets thermiques tendent à rendre l'impédance de la diode capacitive et qu'aux fréquences suffisamment élevées leur influence est négligeable. Dans le cas où R_{th} résulte de l'addition de plusieurs termes R_{thi} auxquels correspondent des capacités calorifiques C_{thi} , la relation (45) se généralise et il lui correspond un circuit constitué de i cellules R_{thi} , C_{thi} en cascade.

4.4. Vérifications expérimentales

Toutes les vérifications expérimentales présentées dans le cadre de cette étude ont été effectuées avec des diodes en silicium spécialement réalisées par le LEP.

4.4.1. Effets de charge d'espace

Pour déterminer R_c , il faut éviter d'échauffer la diode par le courant de mesure ($R_T \gg |R_c|$). En conséquence, on peut soit mesurer la résistance dynamique de la diode autour d'un point de polarisation variable avec un signal de mesure à haute fréquence (10 MHz), soit tracer la caractéristique $U = f(I)$ en impulsions courtes (< 50 ns) [56] : figures 7 et 8.

On distingue trois zones sur la figure 8 :

A) lorsque le courant commence à croître, R_c

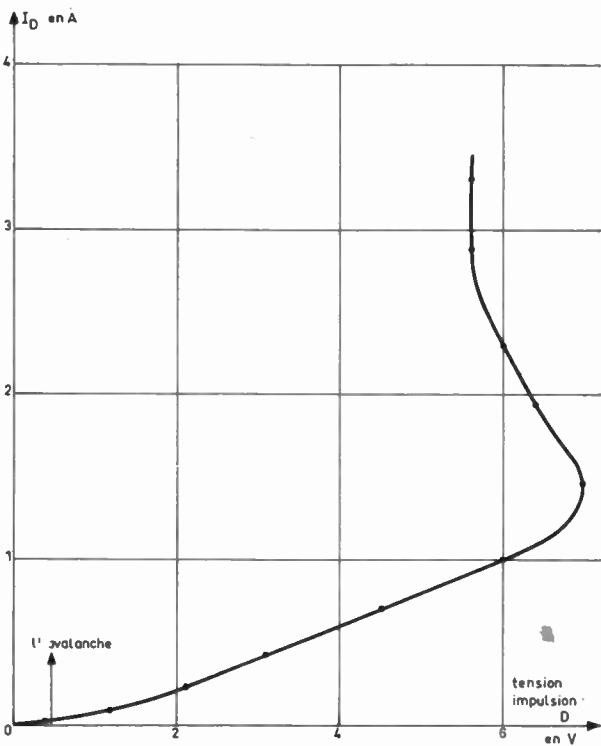


FIG. 7. — Caractéristique inverse $I = f(V)$ à température constante (Impulsions de durée 30 ns).

diminue : l'avalanche, initialement localisée, s'étend progressivement à toute la section de la jonction.

B) A courant plus élevé R_c est indépendant de I_0 ; à partir de cette valeur R_{c0} , on peut déterminer δ (34). De plus, la variation de R_{c0} avec la température permet de déduire celle de la vitesse-limite des porteurs (34) [57].

C) Si le courant croît encore, à R_{c0} vient s'ajouter la résistance due à la réaction de la charge d'espace sur l'émission de champ (31).

4.4.2. Effets thermiques

La mesure de $R_D = R_c + R_T$ en fonction de la fréquence permet de caractériser les effets thermiques (fig. 9 a), on vérifie ainsi la loi de variation prévue par la théorie (45). De façon générale on constate l'absence d'impédance d'origine thermique au-delà de 10 MHz.

4.4.3. Applications

Les études expérimentales précédentes permettent la détermination de quelques propriétés essentielles des diodes en vue de leur utilisation en hyperfréquences :

De la mesure de γ (42) et de R_T , on déduit R_{th} (43). La variation de R_D avec la fréquence fait apparaître une ou plusieurs constantes de temps qui renseignent sur les volumes échauffés donc sur la qualité des contacts thermiques (semiconducteur-boîtier, boîtier-circuit associé...). Par exemple, les courbes de la figure 9 b

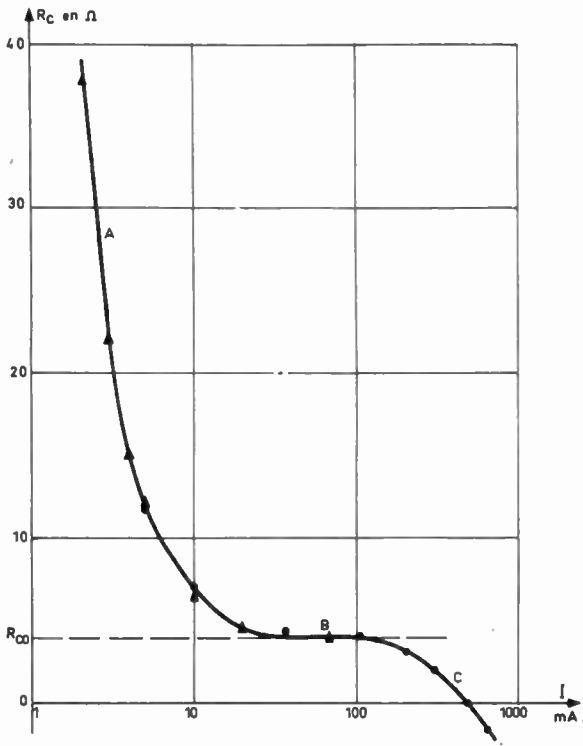


FIG. 8. — Variation de la résistance de charge d'espace en fonction du courant de polarisation

- Mesures en impulsions
- ▲ Mesures à 10 MHz.

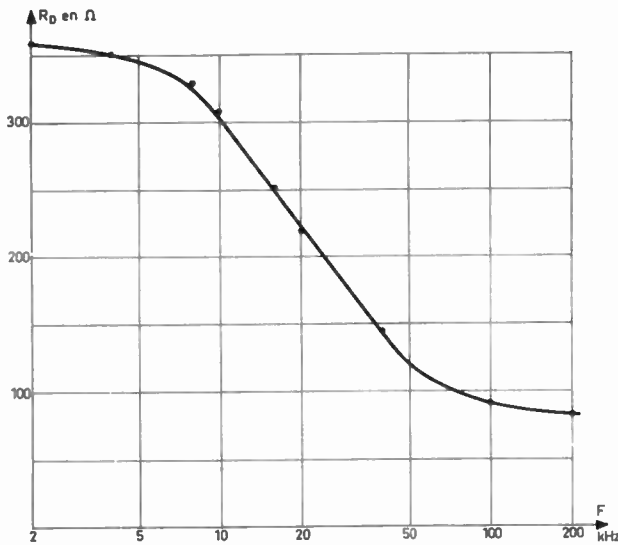


FIG. 9a. — Variation de R_D en fonction de la fréquence :
— courbe théorique ● points expérimentaux.

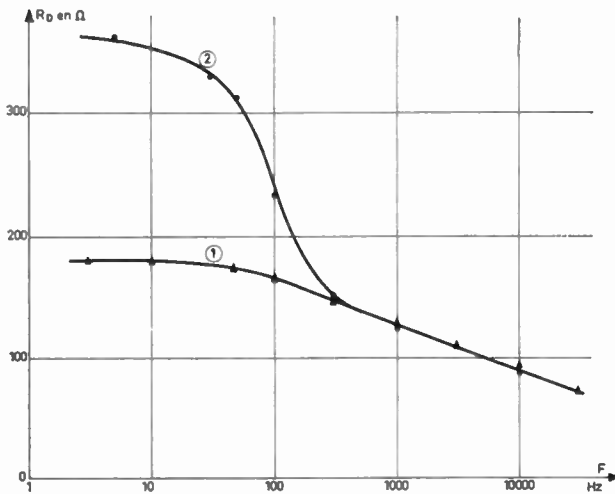


FIG. 9b. — Variation de R_D en fonction de la fréquence. Mise en évidence d'un mauvais contact thermique.

mettent en évidence pour la diode n° 2 une constante de temps anormale, de l'ordre de 50 Hz, caractéristique d'une mauvaise soudure substrat-boîtier.

Par ailleurs la variation de R_c avec I permet d'apprécier l'uniformité de la jonction, propriété très importante pour le bon fonctionnement en hyperfréquence.

5. Propriétés dynamiques et hyperfréquences (Impédance)

5.1. Etude théorique

Nous avons dit que le traitement analytique nécessitait des simplifications : dans le cadre de cet exposé, nous nous bornerons à développer le modèle théorique le plus simple et à indiquer les approximations faites dans les études plus précises.

5.1.1. Théorie de Gilden et Hines [58] (régime linéaire)

Considérons le modèle de READ (fig. 5 d) caractérisé par $\delta \ll W$: nous négligerons les temps de transit des porteurs dans la zone d'avalanche et nous supposons :

$$v_p = v_n = v$$

$$\alpha(x) = \beta(x) = \alpha_m.$$

Le courant alternatif total dans la diode est :

$$j = j_{d,a} + j_{c,a} \text{ en zone d'avalanche} \quad (46)$$

$$j = j_{d,t(x)} + j_{c,t(x)} \text{ en zone de transit} \quad (47)$$

(les indices d et c se réfèrent aux courants de déplacement et de conduction).

avec :

$$j_{c,t(x)} = j_{c,a} e^{-i\omega x/v} \quad (48)$$

et

$$j_{d,t(x)} = i\omega\epsilon e_{t(x)} \quad (49)$$

où e_t est la composante alternative du champ et ϵ la permittivité.

$$\text{Posons} \quad j_{c,a} = Mj \quad (50)$$

On en déduit :

$$e_{t(x)} = j \frac{1 - M e^{-i\omega x/v}}{i\omega\epsilon} \quad (51)$$

De cette expression on peut tirer $v(t) = f(j)$ et en déduire Z_t , impédance de la zone de transit, à condition de déterminer M . Pour cela considérons la zone d'avalanche : nous admettrons que le courant de conduction total $J_{c,a} = J_{p(x,t)} + J_{n(x,t)}$ n'y dépend que de t , ce qui suppose qu'il varie peu pendant la durée τ_δ d'un transit, c'est-à-dire :

$$\tau_\delta = \frac{\delta}{v} \ll \frac{2\pi}{\omega} \text{ et } j_{c,a} \ll J_{c,a}.$$

Dans ces conditions, on peut ajouter (18) et (19) et intégrer de 0 à δ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^\delta q(p+n)dx = - \int_0^\delta \left(\frac{\partial J_p}{\partial x} - \frac{\partial J_n}{\partial x} \right) dx + 2J_{c,a} \int_0^\delta \alpha_m dx \quad (52)$$

Soit, compte tenu des conditions aux limites :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{dJ_{c,a}}{dt} = J_{c,a} \int_0^\delta \alpha_m dx - J_{c,a} + J_s, \quad (53)$$

où J_s est le courant de saturation ($J_{p(0)} = J_{ps}$; $J_{n(\delta)} = J_{ns}$).

Posons :

$$\psi[E(t)] = \int_0^\delta \alpha_{m(E)} dx \quad (54)$$

Nous supposons que $E(t)$, champ électrique total,

se compose d'un champ permanent E_0 et d'un champ périodique limité à son terme fondamental e_a tel que $e_{a\max} \ll E_0$:

$$E(t) = E_0 + e_a(t) \tag{55}$$

$$\psi[E(t)] = \psi(E_0) + \frac{\partial \psi}{\partial E_0} e_a \tag{56}$$

Nous poserons de même :

$$J_{c,a(t)} = J_0 + j_{c,a(t)} \tag{57}$$

La relation (53) s'écrit alors, en négligeant les termes du second ordre et le courant de saturation (pour le calcul complet, voir [39]) :

$$\frac{\tau_\delta}{2} \frac{dj_{c,a}}{dt} = J_0 \frac{\partial \psi}{\partial E_0} e_a \tag{58}$$

Soit :

$$\frac{i\omega\tau_\delta}{2} j_{c,a} = J_0 \frac{\partial \psi}{\partial E_0} e_a \tag{59}$$

On voit apparaître ici le caractère inductif du courant de conduction dans la zone d'avalanche ; nous posons donc :

$$L'_\delta = \frac{\tau_\delta}{2I_0 \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)} \text{ et } L_\delta = \delta L'_\delta \tag{60}$$

(59) s'écrit alors :

$$i_{c,a} = U_a/i\omega L_\delta \tag{61}$$

Le circuit équivalent à la zone d'avalanche est constitué par la self induction L_δ en parallèle avec la capacité $C_\delta = \epsilon S/\delta$ (fig. 10) ; il lui correspond une fréquence de résonance appelée fréquence d'avalanche F_a telle que :

$$\omega_a^2 = \frac{2J_0}{\epsilon\tau_\delta} \frac{\partial \psi}{\partial E_0} = K_a I_0 \tag{62}$$

On remarque tout de suite que la fréquence d'avalanche est proportionnelle à $\sqrt{J_0}$ (cf. § 5.2.2.). Le calcul de M est immédiat :

$$M = \frac{j_{c,a}}{j_{c,a} + j_{d,a}} = \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_a^2} \tag{63}$$

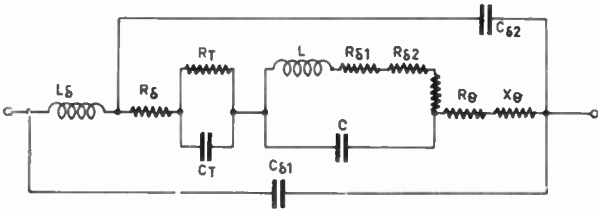


FIG. 10. — Impédance d'une diode à avalanche

De même celui de l'impédance de la zone d'avalanche :

$$Z_\delta = \frac{1}{i\omega C_\delta} \frac{1}{1 - \omega_a^2/\omega^2} \tag{64}$$

Le calcul de Z_t se fait en intégrant (51) de δ à W après y avoir reporté (63). L'impédance totale de la diode est :

$$Z_D = \frac{1}{C_t\omega} \frac{\beta^2}{\beta^2 - 1} \chi(\theta) + \frac{i}{C_t\omega} \left(\frac{1 - \beta^2\mu(\theta)}{\beta^2 - 1} + \frac{\delta}{W - \delta} \frac{1}{\beta^2 - 1} \right) \tag{65}$$

avec :

$$\chi(\theta) = \frac{1 - \cos \theta}{\theta} \quad ; \quad \mu(\theta) = 1 - \frac{\sin \theta}{\theta} \tag{66}$$

$$\theta = \omega\tau_t = \omega \frac{W - \delta}{v} \text{ , (angle de transit)}$$

$$\beta^2 = \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \tag{67}$$

Remarques. — Pour $\omega = 0$, on retrouve (43) :

$$Z_D = \frac{(W - \delta)^2}{2\epsilon v S} \tag{68}$$

Pour $\omega > \omega_a$, $\text{Re}(Z_D) < 0$.

A ω constant, le module est maximal pour $\theta = \pi$ (cf. READ [16]).

Pour :

$$\omega \gg \omega_a, \text{Re}(Z_D) = -\frac{1}{C\omega} \frac{W - \delta}{W} \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \chi(\theta) \tag{69}$$

5.1.2. Extension de la théorie de Gilden et Hines

Nous venons d'exposer la théorie simplifiée élaborée par READ puis par GILDEN et HINES. De nombreux autres travaux ont été effectués, la conduite des calculs dépendant essentiellement des hypothèses simplificatrices. Les principaux résultats figurent dans le tableau IV.

D'une façon générale, l'impédance totale de la diode peut s'exprimer au moyen du schéma équivalent de la figure. 10) où il est tenu compte des effets thermiques et de l'encapsulation de la diode.

Eléments parasites

L_δ : inductance des connexions
 R_s : résistance série de la diode (substrat, contacts...).

$C_{\delta 1}$: capacité du boîtier.
 $C_{\delta 2}$: capacité des fils de connexion.
 R_T : résistance due aux effets thermiques.
 C_T : capacité due aux effets thermiques.

Eventuellement $(R_T, C_T) = \Sigma(R_{Ti}, C_{Ti})$.

TABLEAU IV

Auteurs	cas envisagé	régime étudié	Formulation des résultats	Hypothèses simplificatrices					
				zone d'avalanche			zone de transit		courant de saturation
				largeur	réaction de charge d'espace	taux d'ionisation	nombre	vitesse limites	
READ [16]	HF statique	linéaire	analytique	$\delta \ll W$	négligée	$\alpha = \beta \sim E^m$	1	$v_p = v_n$	nul
GILDEN, HINES [58]		linéaire	analytique	$\delta \ll W$	négligée	$\alpha = f(E)$	2	$v_p \neq v_n$	nul
FISHER [59]		linéaire	analytique	$\delta < W$	négligée	$\beta = g(E)$	2	$v_p \neq v_n$	quelconque
TAGER [54]		linéaire et non linéaire	analytique	$\delta < W$	négligée	$\alpha = k\beta \sim E^m$	2	$v_p \neq v_n$	quelconque
MISAWA [60]	statique HF	linéaire	numérique	$\delta \leq W$	envisagée	$\alpha = ae^{-b/E}$	2	$v_p \neq v_n$	nul
GUMMEL et SCHARFETTER [61]	statique HF	linéaire	numérique	$\delta \leq W$	négligée	$\beta = a'e^{-b'/E}$	2	$v_p = v_n$	nul
HOEFFLINGER [62-63]	statique HF	linéaire	numérique	$\delta \leq W$	envisagée	$\alpha = \beta$	2	$v_p = v_n$	nul

Impédance dynamique (cas des petits signaux)

- C : capacité totale de la jonction.
- L : inductance due à l'« inertie » de l'émission de champ. La fréquence de résonance du circuit LC est appelée fréquence d'avalanche, F_a .
- $R_{\delta 1}$: résistance positive due au courant de saturation.
- $R_{\delta 2}$: résistance généralement négative due au temps de transit en zone d'avalanche.
- $R_{\delta 3}$: résistance généralement négative due à la réaction de la charge d'espace sur l'émission de champ.
- R_{θ} : résistance de la zone de transit (généralement négative pour des fréquences supérieures ou voisines de F_a).
- χ_{θ} : réactance de la zone de transit.

5.2. Etude expérimentale

Les mesures d'impédance, bien que classiques, nécessitent quelques précautions. Les résultats varient non seulement avec la fréquence et le courant de polarisation mais encore avec le niveau du signal de mesure (instabilités, effets non linéaires). De plus, les éléments parasites associés à l'encapsulation doivent être déterminés avec précision et déduits (fig. 10).

5.2.1. Mesure de ω_a

La diode est montée en parallèle sur une ligne coaxiale. Une réactance variable (stub) en série avec la diode permet d'obtenir la résonance et l'anti-résonance. Du rapport S entre les tensions correspondantes détectées sur la ligne principale, on déduit la résistance série de la diode dans son encapsulation : $R'_D = Z_c/2(S-1)$. La figure 11 montre les variations de R'_L avec la fréquence pour différents courants de polarisation. On voit que R'_D passe par un maximum dont la position varie avec le courant. On peut ainsi

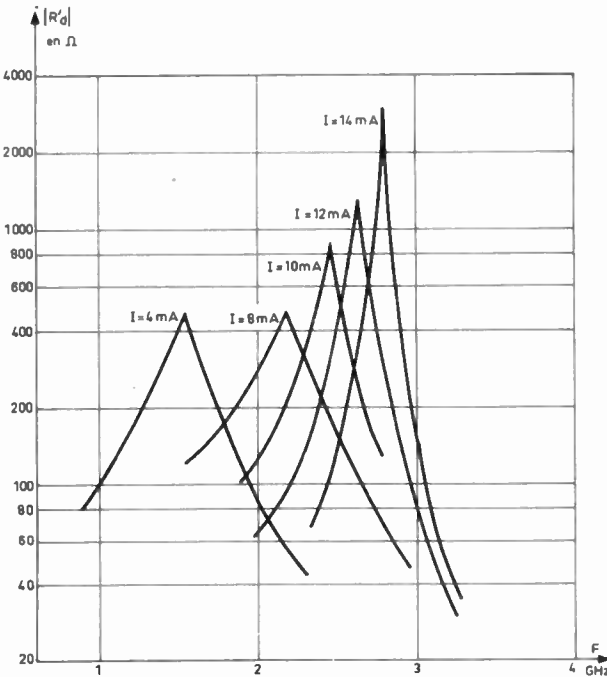


FIG. 11. — Variations de R'_D avec la fréquence pour différents courants de polarisation.

déterminer (en tenant compte éventuellement des corrections dues aux éléments parasites de l'encapsulation) la fréquence d'avalanche $F_a = \omega_a/2\pi$.

Les variations de F_a ainsi obtenues sont représentées pour deux structures différentes en fonction du courant I_0 (fig. 12). On vérifie que F_a varie linéairement avec $\sqrt{I_0}$, comme le prévoit la théorie (62), et que l'accord quantitatif entre valeurs expérimentales et théoriques (calculées pour $\beta = kd$ [59]) est satisfaisant.

5.2.2. Mesure de l'impédance [64]

Ces mesures sont faites soit avec un mesureur de TOS soit avec une cavité coaxiale terminée par la

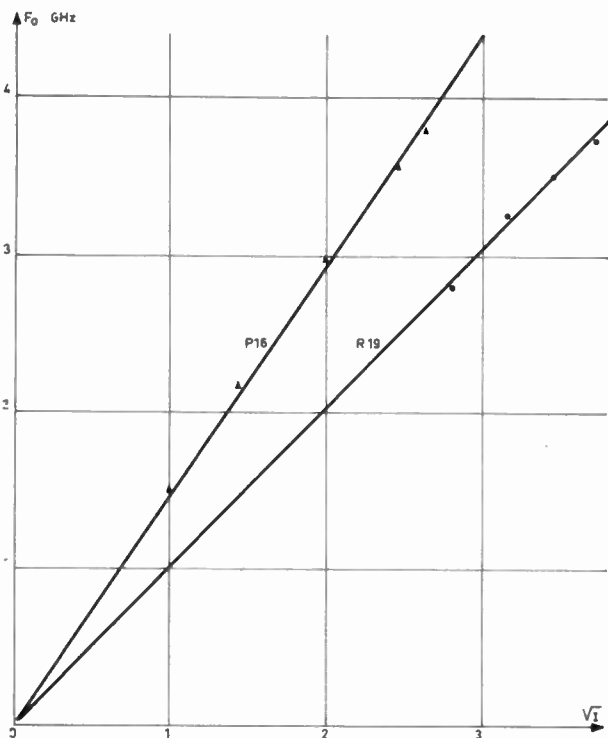


FIG. 12. — Variation de F_a en fonction de I_0 .

▲ ● points expérimentaux.

Courbes théoriques calculées pour $E_{\max} = 3,3 \text{ kV/cm}$ (P 16).
 $= 3,5 \text{ kV/cm}$ (R 19).

diode étudiée. La figure 13 montre les variations du coefficient de qualité Q en fonction du courant I_0 . Q croît rapidement avec I_0 . Pour $I = I_{st}$, Q devient infini et le circuit se comporte en oscillateur. On peut augmenter la plage d'étude en amortissant la cavité à l'aide de résistances de valeurs connues.

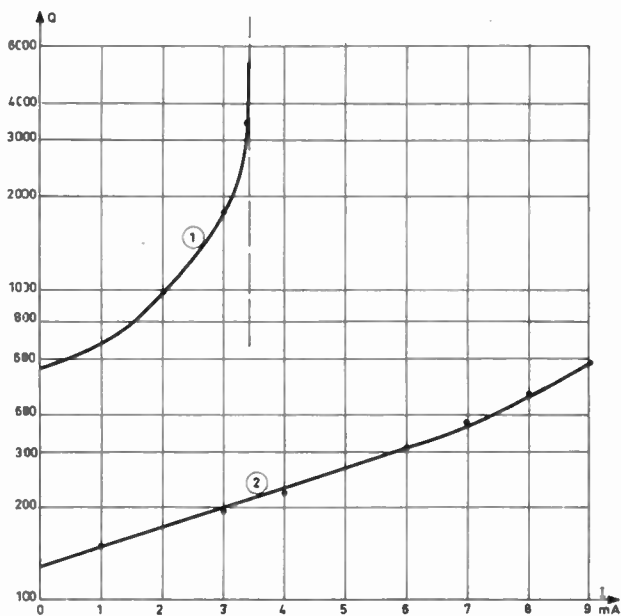


FIG. 13. — Variation de Q avec I_0

Courbe 1 : sans résistance d'amortissement,

Courbe 2 : avec résistance d'amortissement ($R = 1,1 \Omega$).

La figure 14 montre les variations de R_D et X_D en fonction I_0 à fréquence constante. On remarque que, sauf pour les valeurs très faibles du courant, la résistance de la diode est toujours négative et passe par un minimum assez prononcé pour $\omega = \omega_a$. La réactance est, à faible courant, capacitive et voisine de $1/C\omega$; elle devient selfique pour les fréquences supérieures à la fréquence d'avalanche.

La figure 15 indique les variations de la résistance négative R_D en fonction de l'amplitude du signal de mesure. On voit que R_D diminue avec la tension hyperfréquence appliquée à la diode ; R_D devient même positif à signal élevé.

6. Etude du bruit

L'étude du bruit lié au phénomène d'avalanche est particulièrement importante car elle permet d'une part de prévoir les limitations relatives à l'utilisation des diodes à avalanche dans les équipements hyperfréquences, d'autre part d'envisager leur mise en œuvre comme sources de bruit [25, 26, 65, 76] (la température équivalente de bruit peut dépasser $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$).

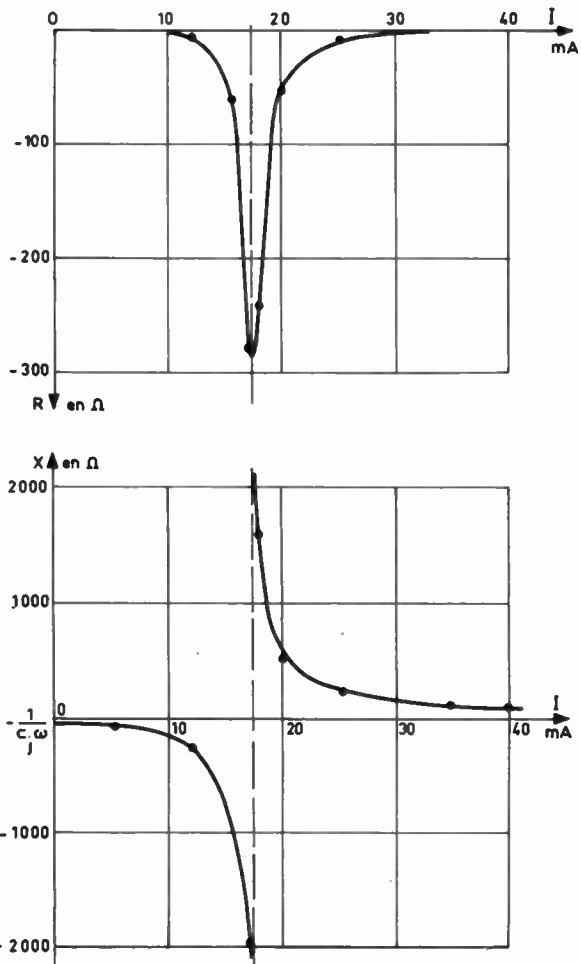


FIG. 14. — Variations de R_D et X_D en fonction de I_0 ($f = 4 \text{ GHz}$).

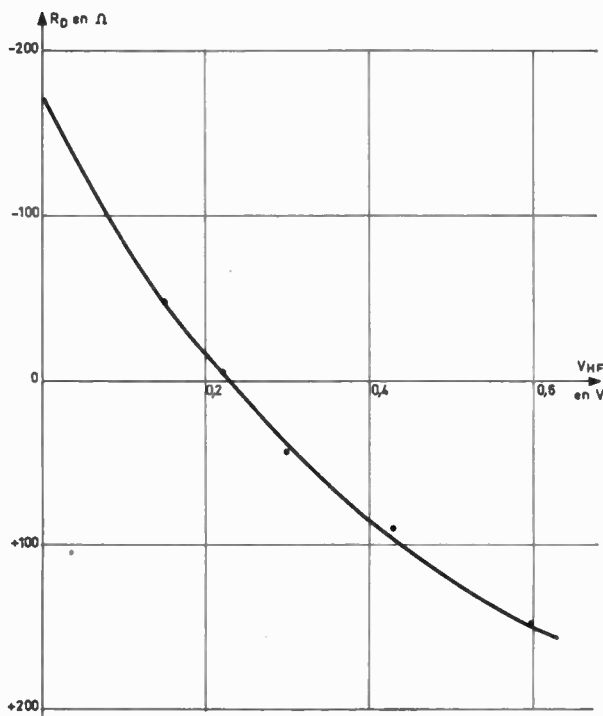


FIG. 15. — Variation de R_D en fonction de l'amplitude du signal hyperfréquence de mesure ($I = 6$ mA ; $F = 4$ GHz).

6.1. Etude théorique (régime linéaire, cas des « petits signaux »)

6.1.1. Générateur de bruit équivalent

On peut montrer [66 à 68] que la valeur quadratique moyenne du courant de bruit $\overline{i_n^2}$ dans une diode à avalanche est le produit de la valeur quadratique moyenne du courant dans la zone d'avalanche $\overline{i_{n0}^2}$ par une fonction $|F|$ qui tient compte des effets de charge d'espace et de transit dans la zone désertée :

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{n0}^2} |F| \quad (68)$$

a) Calcul de $\overline{i_{n0}^2}$ ($\alpha = \beta$) [42]

Soit dI_p l'accroissement du courant de trous dû à la multiplication dans l'intervalle $(x, x+dx)$

$$dI_p = [I_n(x) + I_p(x)] \propto dx \quad (69)$$

Nous admettrons que ce courant subit le bruit de grenaille classique :

$$\overline{(dI_p - \overline{dI_p})^2} = 2q dI_p \cdot \Delta f \quad (70)$$

Si M représente le taux de multiplication des porteurs (M est supposé indépendant de x), la contribution à la densité spectrale de bruit du courant total, due à la génération de paires entre x et $x+dx$ est :

$$d\phi = 2qM^2 \frac{\partial I_p}{\partial x} dx \quad (71)$$

La densité totale de bruit s'obtient en intégrant (71) et en ajoutant la contribution des courants injectés aux extrémités de la zone d'avalanche :

$$\phi = 2qM^2 \left[I_p(0) + I_n(\delta) + \int_0^\delta \frac{\partial I_p}{\partial x} dx \right] \quad (72)$$

$$\text{Or :} \quad I_n(\delta) + I_p(\delta) = I_0$$

Donc :

$$\phi = \frac{\overline{i_{n0}^2}}{\Delta f} = 2qM^2 I_0 = \frac{2q}{I_s^2} I_0^3 \quad (73)$$

Ce calcul ne tient pas compte du temps nécessaire à la multiplication, soit $M\tau_x$ (où τ_x représente la durée moyenne entre deux ionisations produites par un même porteur). Il existe de ce fait une certaine corrélation entre les fluctuations du courant, qui modifie l'expression de la densité spectrale de bruit, donc de $\overline{i_{n0}^2}$;

$$\overline{i_{n0}^2} = \frac{2q\Delta f I_0^3}{I_s^2} \frac{1}{1 + \omega^2 M^2 \tau_x^2} \quad (74)$$

Soit, en HF :

$$\overline{i_{n0}^2} = \frac{2q\Delta f}{\omega^2 \tau_x^2} I_0 \quad (75)$$

Pour calculer $\overline{i_{n0}^2}$, nous avons supposé le champ électrique constant dans le temps. En régime dynamique, il s'y superpose un champ alternatif qui induit un courant de déplacement et un courant corrélé i_{nc} , lesquels s'ajoutent à i_{n0} . Le calcul, que nous ne reproduirons pas, permet de déterminer le courant total dans le circuit extérieur en fonction de i_{n0} , c'est-à-dire $F^{1/2}$ (fig. 16).

$$F^{1/2} = \frac{\varphi + v(\theta)}{(1 - \beta^2)(1 - LC\omega^2 \varphi W / \delta + i\omega CR_p) + \varphi + \beta^2 v(\theta)} \quad (76)$$

avec :

$$\varphi = \frac{\delta}{W - \delta}$$

et

$$v(\theta) = \frac{1 - \cos \theta + i \sin \theta}{\theta}$$

En négligeant φ devant $\sin \theta / \theta$ et en supposant

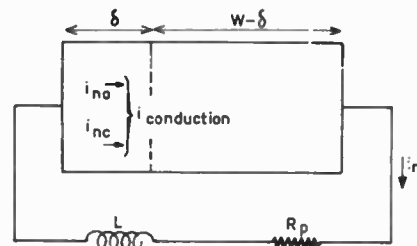


FIG. 16. — Calcul du bruit : choix des notations. R_p , L : circuit extérieur.

le circuit accordé, on peut simplifier (76), on trouve alors pour $\overline{i_n^2}$:

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{n0}^2} \left| \frac{1}{R^2} \frac{2(W-\delta)^2}{\omega^2 \varepsilon^2 S^2} \frac{1-\cos \theta}{\theta^2 (1-\beta^2)^2} \right| \quad (77)$$

avec :

$$R = R_p + \frac{v}{\omega^2 \varepsilon S} \frac{1-\cos \theta}{1-\omega^2/\omega_a^2} = R_p + R_D.$$

Soit, dans le cas des diodes pour hyperfréquences, où $\theta \leq \pi/4$:

$$\overline{i_n^2} = \frac{2q\Delta f I_0}{\omega^2 \tau_x^2} \left(\frac{W-\delta}{W} \right)^2 \frac{1}{R^2 C^2 \omega^2} \frac{1}{(1-\beta^2)^2}. \quad (78)$$

La diode peut être caractérisée par son générateur de tension de bruit, de résistance interne R_D et de f.é.m.

$$\sqrt{\overline{u^2}} = \frac{\sqrt{2qI_0\Delta f}}{\tau_x C \omega^2} \frac{W-\delta}{W} \frac{1}{1-\omega_a^2/\omega^2}. \quad (79)$$

On peut exprimer ω_a de diverses façons [58, 67, 69]. Par exemple, HINES pose :

$$\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial E_0} \right)_{E_0, a} = \frac{m}{U_a} \quad (80)$$

où m est une constante et U_a , la tension d'avalanche. Il en déduit :

$$\omega_a^2 = \frac{2vm}{\varepsilon} \frac{J_0}{U_a}. \quad (81)$$

6.1.2. Discussion

L'expression (79) se simplifie dans différents cas :

a) en BF : $\omega \ll \omega_a$

$$\overline{u^2} = \frac{\Delta f}{I_0} \frac{qU_a^2}{2m^2} \left(\frac{\tau_i}{\tau_x} \right)^2 \text{ avec } \tau_i = \frac{W-\delta}{v}. \quad (82)$$

Soit T_b la température de bruit équivalente de la diode : c'est la température à laquelle il faudrait porter la résistance R_D pour que sa tension de bruit thermodynamique soit $\sqrt{\overline{u^2}}$:

$$\overline{u^2} = 4kT_b R_D \Delta f \quad (83)$$

on déduit de (82) :

$$T_b = \frac{U_a^2}{I_0} \frac{q}{2m^2} \frac{\tau_i^2}{\tau_x^2} \frac{1}{4kR_D}. \quad (84)$$

Cette expression conduit à des températures équi-

valentes de l'ordre de 10^7 °K pour les diodes hyperfréquences.

b) en HF : $\omega \gg \omega_a$

Si : $\theta < \pi/4$:

$$\overline{u^2} = \frac{I_0}{\omega^4} \frac{2q\Delta f v^2}{\varepsilon^2 S^2} \frac{\tau_i^2}{\tau_x^2} \quad (85)$$

$\overline{u^2}$ varie comme ω^{-4} et croît linéairement avec I_0 .

Ce bruit affecte la qualité des oscillateurs hyperfréquences : on peut, à partir de $\overline{u^2}$, calculer la largeur de raie [70] :

$$(\Delta f_0)_{\text{dB}} = \frac{\pi f_0^2}{2Q^2} \frac{R_p}{R_D} \frac{\Delta f}{P} \frac{\overline{u^2}}{P} \quad (86)$$

où P est la puissance hyperfréquence

f_0 la fréquence centrale,

Q le coefficient de qualité du circuit associé à la diode.

6.1.3. Bruit « anormal »

Le bruit observé dans les diodes à avalanche est souvent supérieur à celui que prévoit la théorie précédente, ceci pour diverses raisons :

a) *Présence de microplasma* [55, 71, 73]

A moins de précautions très particulières, les jonctions présentent généralement des dislocations cristallines avec précipitation d'impuretés qui perturbent localement la distribution du champ et y favorisent le claquage (microplasmas). Il se produit alors, pour des tensions inférieures à la tension d'avalanche globale, des avalanches localisées donnant lieu à des relaxations très analogues à celles d'un thyatron associé à un circuit RC mais dont la durée est rendue variable par le caractère aléatoire du déclenchement (génération thermique, injection de porteur, ...). Le bruit associé est un bruit BF qui se produit vers le seuil d'avalanche.

b) *Bruit anormal à faible courant* [74]

Même en l'absence de microplasma, le claquage d'une jonction n'est généralement pas uniforme et résulte du claquage de plusieurs régions assimilables à des diodes élémentaires placées en parallèle. A chacune correspond une variation hyperbolique du bruit en fonction du courant (§ 6.1.2.). En pratique, la courbe du bruit total en fonction du courant total présente des perturbations correspondant à la mise en avalanche des différentes diodes élémentaires (§ 6.2. et figure 20).

c) *Bruit anormal à fort courant*

A fort courant, la dissipation thermique devient considérable : la température peut dépasser 200 °C dans le cas du silicium. Il semble que l'on puisse attribuer à ces effets thermiques la croissance anor-

male du bruit que l'on observe généralement à fort courant et qu'un refroidissement énergétique de l'environnement permet d'éliminer.

6.2. Etude expérimentale [75]

La mesure du bruit est faite par la méthode classique de comparaison avec une source étalon. Quelques précautions sont nécessaires : compensation de la réactance de la diode par un accord série, choix de la monture et de l'impédance du récepteur de telle façon qu'aucune oscillation ne se produise.

6.2.1. Bruit d'une diode à avalanche uniforme

La figure 17 montre les variations de la tension de bruit en fonction du courant de polarisation pour une jonction uniforme :

$$\overline{u^2} = (R_D + R_p)^2 \overline{i_n^2}. \tag{87}$$

Si R_D est négligeable devant R_p (ce qui est souvent le cas, sauf au voisinage immédiat de la fréquence d'avalanche) $\overline{u^2}$ varie proportionnellement à $\overline{i_n^2}$.

On vérifie sur cette figure la loi de variation hyperbolique avec I_0 et l'absence d'influence de la fréquence lorsque celle-ci est peu élevée ($f \ll F_a$). L'accord avec la théorie (82) est satisfaisant.

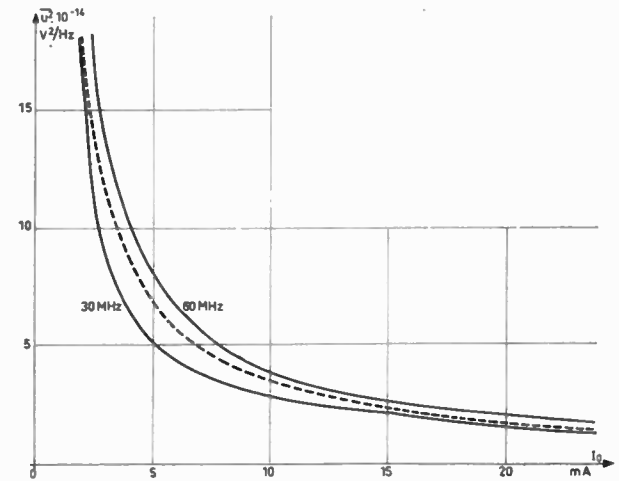


FIG. 17. — Variation de $\overline{u^2}$ en fonction de I_0 :
 — courbes expérimentales,
 - - - courbe théorique calculée d'après la relation (82) avec :
 $\tau_1/\tau_2 = 7,3$ et $m = 4$, $f \ll F_a$.

La figure 18 montre les variations de $\overline{i_n^2}$ en hyperfréquences ($f \gg F_a$), $\overline{i_n^2}$ varie proportionnellement à I_0 et diminue très rapidement avec la fréquence. Ici encore l'accord avec la théorie est satisfaisant ; $\overline{i_n^2}$ doit en effet varier proportionnellement à I_0/f^4 . (85)

L'ensemble des résultats obtenus en fonction de la fréquence et du courant I_0 est représenté figure 19. On constate que, lorsque l'on fait varier I_0 , $\overline{i_n^2}$ passe par un maximum dont la position varie rapidement

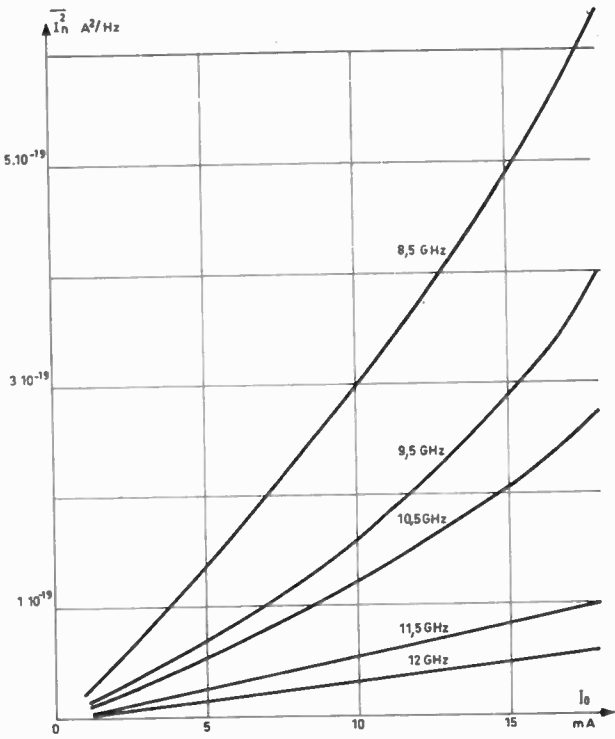


FIG. 18. — Variation de $\overline{i_n^2}$ en fonction de I_0 , $f \gg F_a$.

avec la fréquence. Ce maximum correspond sensiblement au courant I_0 tel que la fréquence de mesure soit égale à F_a .

6.2.2. Bruit anormal : application à l'étude de l'uniformité de la jonction

La figure 20 donne un exemple typique de bruit d'excès à basse densité de courant. On peut montrer que ce bruit est bien associé à des non-uniformités du claquage en constatant qu'il varie avec la surface de la jonction sur laquelle s'établit l'avalanche. Plus

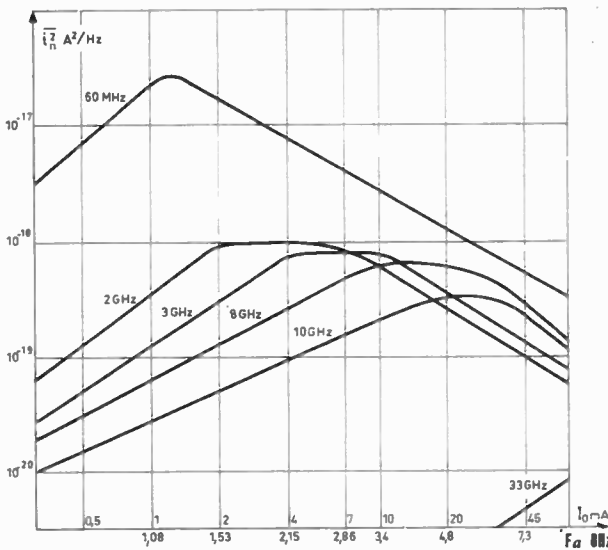


FIG. 19. — Allure générale des variations de $\overline{i_n^2}$ en fonction de I_0 , F_a : fréquence d'avalanche calculée.

précisément, si les maximums de la fonction $\overline{i_n^2}(I_0)$ sont causés par des non uniformités de l'avalanche, ces variations de la surface de claquage doivent correspondre à des variations de la résistance R_D de la diode. Or, c'est bien ce qu'on observe sur la courbe $R_D = f(I)$ tracée en-dessus de la courbe de bruit. En effet les variations de R_D sont corrélées avec celles de $\overline{i_n^2}$.

On peut donc, à partir des courbes $\overline{i_n^2} = f(I_0)$, juger de l'uniformité d'une jonction. Les renseignements obtenus peuvent être comparés à ceux donnés par les mesures de résistance dynamique.

7. Propriétés en oscillation

7.1. Fréquence d'oscillation

La diode est placée dans un circuit hyperfréquence couplé à un circuit d'utilisation. Soient R_p , R_H et X_p la résistance d'utilisation, les pertes et la réactance ramenées au niveau de la diode, R_s la résistance série de la diode et R_D et X_D les parties réelle et imaginaire de son impédance. Le régime stationnaire en oscillation est défini par :

$$X_D(\omega) + X_p(\omega) = 0 \tag{86}$$

$$R_D(\omega) + R_p(\omega) + R_s + R_H = 0 \tag{87}$$

De (76) et (86) on déduit successivement, pour $\beta^2 < 1$:

$$X_D = -\frac{1}{C\omega} \quad \text{et} \quad \omega_0 = \frac{1}{CX_p} \tag{88}$$

On voit que ω_0 est relativement indépendant du courant de polarisation et que la stabilité en fréquence dépend surtout de la stabilité mécanique. L'amplitude de l'oscillation est définie par (87), pour $\omega = \omega_0$.

7.2. Courant de seuil

Le courant de seuil d'oscillation I_{st} est défini par (87) pour $R_p = 0$. En y reportant l'expression de R_D [62, 67], on obtient (avec $Q = 1/C\omega(R_s + R_{HF})$) :

$$\begin{aligned} I_{st} &= \frac{I_0}{Q} \frac{\omega^3}{\omega_a^2(1 - \cos \theta)} \frac{W}{v} \\ &= \frac{\omega^2}{QK_a} \frac{W}{(W - \delta)} \frac{1}{\chi(\theta)} \end{aligned} \tag{89}$$

Dans le cas où les pertes du circuit sont négligeables, (89) devient :

$$\begin{aligned} I_{st} &= \frac{I_0\omega^4}{\omega_a^2} \frac{CR_sW}{v(1 - \cos \theta)} \\ &= \frac{C\omega^3R_s}{\chi(\theta)} \frac{W}{W - \delta} \end{aligned} \tag{90}$$

Les valeurs théoriques du courant de seuil calculées

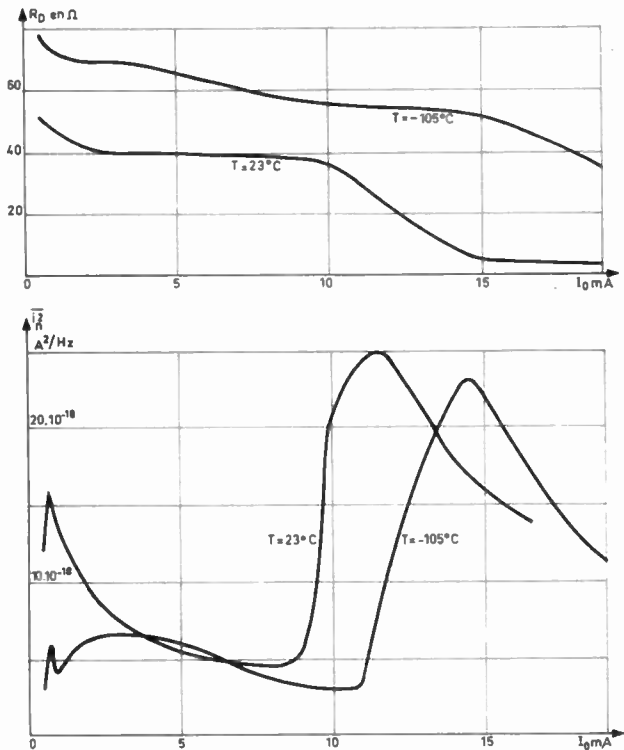


FIG. 20. — Variation de R_D et de $\overline{i_n^2}$ en fonction de I_0

d'après (90) sont comparées aux valeurs expérimentales sur la figure 21.

7.3. Puissance et rendement maximal

La puissance hyperfréquence fournie par la diode est :

$$P_D = -R_D \frac{i_1^2}{2} \quad \text{avec} \quad i_1 = C\omega u_1. \tag{91}$$

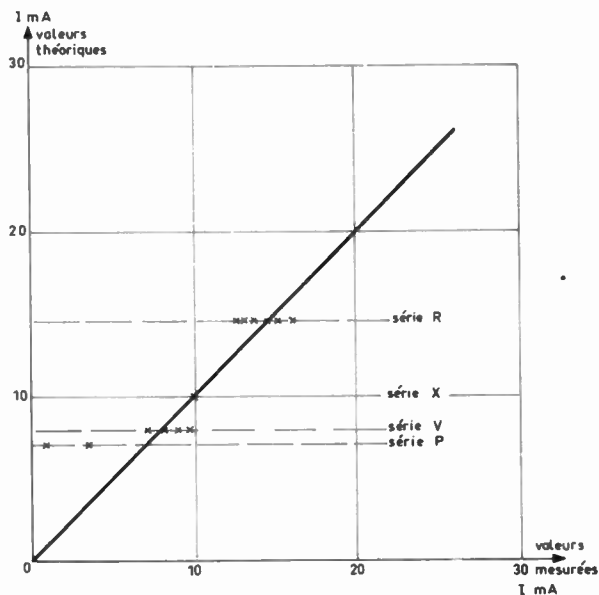


FIG. 21. — Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des courants de seuil. x points expérimentaux.

Le calcul de R_D en régime non linéaire n'est guère possible par voie analytique. Au prix de nombreuses hypothèses simplificatrices, TAGER [54] a obtenu une expression qui permet d'écrire (91) sous la forme :

$$\begin{aligned} P_D &= I_0 \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \frac{1}{C\omega} \chi(\theta) i_1 \\ &= I_0 \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \chi(\theta) u_1. \end{aligned} \quad (92)$$

En posant $u_1 = 0,7 U_0$ et en rendant $\chi(\theta)$ maximal, on obtient :

$$P_{\max} = \frac{U_0 I_0}{2} \left(1 - \frac{\delta}{W}\right) \quad (93)$$

et :

$$\eta_{\max} = 0,5 \left(1 - \frac{\delta}{W}\right). \quad (94)$$

En pratique, les pertes hyperfréquences, la non-uniformité de la jonction et les effets thermiques limitent le rendement à des valeurs sensiblement inférieures.

8. Conclusion et remerciements

L'exposé précédent a permis d'établir les propriétés fondamentales des diodes à avalanche, propriétés dont la connaissance autorise la conception de composants actifs à semiconducteurs utilisables en hyperfréquences pour la réalisation d'oscillateurs, amplificateurs, filtres actifs, etc.

Les auteurs remercient MM. ALLAMANDO, BOITIAUX, CHADELAS, DESSERT, HYBOIS, KRAMER, LEFEBVRE, MARTINACHE, PAUQUET, PETIT, VAESKEN et VALTON pour leur contribution à cette étude entreprise en étroite collaboration par le Département E.E.A. de l'Université de Lille (Laboratoire d'Hyperfréquences et Semiconducteurs) et par les Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée (Services Hyperfréquences et Semiconducteurs).

M. SEMICHON remercie la Direction des Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée qui a autorisé la publication de cet article.

Bibliographie

- [1] KRÖMER H. — *PIRE* 47, p. 397, 1959.
- [2] RIDLEY B.K., WATKINS T.B. — *Proc. Phys. Soc.* 78, p. 710, 1961.
- [3] RIDLEY B.K., WATKINS T.B. — *Ibid.*, p. 293, 1961.
- [4] HILSUM C. — *PIRE* 50, p. 185, 1962.
- [5] ESAKI L. — *Phys. Rev.* 109, p. 603, 1958.
- [6] PINES D., SCHIEFFER J.R. — *Phys. Rev.* 124, p. 1387, 1961.
- [7] GLICKSMAN M. — *Phys. Rev.* 124, p. 1655, 1961.
- [8] HOH F.C., LEHNERT B. — *Phys. Rev. Lett.* 7, p. 75, 1961.
- [9] BOK J., NOZIERES P. — *J. Phys. Chem. Sol.* 24, p. 709, 1961.
- [10] VLAARDINGERBROEK M.T., DE WAARD P.J. — communication personnelle, 1963.
- [11] MÜLLER J. — *Zeitschr. für Hochfrequenztech.* déc. 1929.
- [12] BENHAM W.E. — *Phil. Mag.* II, 7^e série, p. 457, 1931.
- [13] MÜLLER J. — *Hochfrequenz and Elektroak.* 43, p. 195, 1934.
- [14] LIEWELLYN F.B., BOWEN A.E. — *B.S.T.J.*, 18, p. 280, 1939.
- [15] SHOCKLEY W. — *B.S.T.J.* 33, p. 799, 1954.
- [16] READ W.T. — *B.S.T.J.*, 37, p. 401, 1958.
- [17] LEE C.A., BATDORF R.L., WIEGMANN W., KAMINSKY G. — *App. Phys. Lett.* 6, p. 89, 1965.
- [18] TAGER A.S., MEL'NIKOV A.I., KOBEL'KOV G.P., TSEBIEV A.M. — Brevet russe 185965, 1959.
- [19] TAGER A.S. — Thèse Doctorat Moscou, 1962.
- [20] TAGER A.S., KHODNEVICH A.D. — Brevet russe 712 102, 1961.
- [21] TAGER A.S., KHODNEVICH A.D. — Brevet russe 955164, 1963.
- [22] JOHNSTON R.L., DE LOACH B.C., COHEN B.G. — *B.S.T.J.*, 44, p. 369, 1965.
- [23] BRAND F.A., HIGGINS V.J., BARANOWSKI J.J., DRUESNE M.A. — *PIEEE* 53, p. 1276, 1965.
- [24] BURRUS C.A. — *PIEEE* 53, p. 1256.
- [25] HAUDUCOEUR A. — Communication Soc. de Phys. Déc. 1965.
- [26] CONSTANT E., GABILLARD R., HAUDUCOEUR A., CHADELAS, *C.R. Acad. Sc.* 262 B, p. 16, 1966.
- [27] THERIOT J.M., D.E.S. Lille juin 1966.
- [28] MISAWA T., *IEEE, Trans. ED* 14, p. 580, 1967.
- [29] SWAN C.B., *PIEEE* 55, p. 1617, 1967.
- [30] SWAN C.B., MISAWA T., BRICKER C.H., *PIEEE* 55, p. 1747, 1967.
- [31] PRAGER H.J., CHANG K.K.N., WEISBROD S., *PIEEE*, 55, p. 586, 1967.
- [32] BOWMAN L.S., BURRUS C.A., *IEEE, Trans. ED* 14, p. 411, 1967.
- [33] ZENER C., *Proc. Roy. Soc.* 145, p. 523, 1934.
- [34] WOLFF P.A., *Phys. Rev.* 95, p. 1415, 1954.
- [35] SHOCKLEY W., *Sol. St. Elect.* 2, p. 35, 1961.
- [36] BARAFF G.A., *Phys. Rev.* 128, p. 2507, 1962.
- [37] SEMICHON A., Rapport interne, janvier 1968.
- [38] Mc KAY K.G., *Phys. Rev.* 94, p. 887, 1954.
- [39] CONSTANT E., VAESKEN, MARTINACHE, Rapport IREL, mars 1968.
- [40] MILLER S.L., *Phys. Rev.* 99, p. 1234, 1955.
- [41] TAGER A.S., *Sov. Phys. Sol. St.* 6, p. 1919, 1965.
- [42] Mc INTYRE R.J., *IEEE Trans. ED* 13, p. 164, 1966.
- [43] CHYNOWETH A.G., *Phys. Rev.* 109, p. 1537, 1958.
- [44] CHYNOWETH A.G., *JAP* 31, p. 1161, 1960.
- [45] LOGAN R.A., CHYNOWETH A.G., *JAP* 33, p. 1649, 1962.
- [46] LOGAN R.A., CHYNOWETH A.G., COHEN B.G., *Phys. Rev.* 128, p. 2518, 1962.
- [47] SZE S.M., GIBBONS G., *Sol. St. Elec.* 9, p. 831, 1966.
- [48] SHOCKLEY W., *B.S.T.J.* 30, p. 990, 1951.

- [49] GUETIN P., *Onde électrique*, juillet 1968.
- [50] DUH C.Y., MOLL J.L., *IEEE, Trans. ED 14*, p. 46, 1967.
- [51] PRIOR A.C., *J. Phys. Chem. Solids*, 12, p. 175, 1960.
- [52] NORRIS C.B., GIBBONS J.F., *IEEE Trans. ED 14*, p. 38, 1967.
- [53] HALL R., *Int. J. Elect.* 22, p. 521, 1967.
- [54] TAGER A.S., *Sov. Phys. Uspekhi* 9, p. 892, 1967.
- [55] PAUQUET J. Mémoire C. N.A.M. Lille 1968, à paraître.
- [56] VAESKEN G., D.E.A. Lille 1968, à paraître.
- [57] ALLAMANDO E., Thèse 3^e cycle Lille 1968, à paraître.
- [58] GILDEN M., HINES M.E., *IEEE, Trans. ED 13*, p. 169, 1966.
- [59] FISHER S.T., *IEEE, Trans. ED 14*, p. 313, 1967.
- [60] MISAWA T., *IEEE, Trans. ED 13*, p. 137, 1966.
- [61] GUMMEL H.K., SCHARFETTER D.L., *B.S.T.J.* 45, p. 1797, 1966.
- [62] HOFFLINGER B., *IEEE, Trans. ED 13*, p. 151, 1966.
- [63] HOFFLINGER B., *IEEE, Trans. ED 14*, p. 563, 1967.
- [64] BOITTIAUX B., Thèse 3^e cycle Lille 1968, à paraître.
- [65] HAUTDUOEUR A., Thèse 3^e cycle Lille 1966.
- [66] CONSTANT E., KRAMER B., *C.R. Acad. Sc.* 265, p. 385, 1967.
- [67] HINES M.E., *IEEE, Trans. ED 13*, p. 158, 1966.
- [68] KRAMER B., D.E.A. Lille 1967.
- [69] GUMMEL H.K., BLUE J.L., *IEEE Trans. ED 14*, p. 569, 1967.
- [70] EDSON W.A., *PIRE*, 48, p. 1454, 1960.
- [71] CHYNOWETH A.G., Mc KAY K.G., *Phys. Rev.* 102, p. 369, 1956.
- [72] Mc INTYRE R.J., *JAP* 32, p. 983, 1961.
- [73] HAITZ R.H., *JAP* 35, p. 1370, 1964.
- [74] HAITZ R.H., *Elect. Communicator* 2, p. 18, 1967.
- [75] KRAMER, Thèse d'ingénieur-docteur Lille 1968, à paraître.
- [76] CHADELAS, Mémoire C.N.A.M. Lille 1968.
- [77] ALLAMANDO, Mémoire C.N.A.M. Lille nov. 1966, D.E.A. Lille juin 1967.
- [78] CONSTANT E., ALLAMANDO E., *C.R. Acad. Sc.* p. 1316, 1966.
- [79] CONSTANT E., GABILLARD R., ALLAMANDO E., LEFEBVRE M., *C.R. Acad. Sc.* 263 B, p. 13, 1966.

Les diodes à avalanche utilisées comme oscillateurs de puissance aux hyperfréquences.

Fonctionnement à haut niveau

D. DELAGEBEAUDEUF

C.S.F. Centre de Recherches de Corbeville

1. Introduction

Les diverses théories publiées à ce jour sur le fonctionnement des diodes à avalanche font appel à des modèles où la région d'avalanche occupe une fraction plus ou moins grande de la région de charge d'espace. En général, les auteurs traitent le cas « petit signal » c'est-à-dire qu'ils linéarisent toutes les équations et rendent ainsi la résolution mathématique possible. Malheureusement de telles théories ne peuvent rendre compte des phénomènes que dans des cas bien particuliers (accrochage, fonctionnement en amplificateur à bas niveau) et sont en défaut dès qu'on s'intéresse au régime de fonctionnement en oscillateur où les mécanismes non linéaires ont forcément de l'importance.

Outre les considérations semi-quantitatives de READ [1] présentées dans son article fondamental, on trouve cependant dans la littérature [2, 3] deux exposés théoriques sur le fonctionnement en oscillateur à tout niveau. Ils ont l'inconvénient d'être assez compliqués et de cacher peut être l'aspect physique des choses.

Il est possible de dégager quelques idées simples sur le modèle très schématique d'une diode comprenant une zone d'avalanche étroite, supposée homogène, de dimensions fixes. Les estimations auxquelles on aboutit, sans donner d'accord quantitatif très précis avec l'expérience, indiquent bien le sens des phénomènes dans les diodes à jonction abrupte. Le modèle ne peut rendre compte du fonctionnement des diodes à zone d'avalanche très étendue, du type PIN par exemple, dans lesquelles les effets de charge d'espace et de non-uniformité jouent un rôle prépondérant.

Nous rappellerons, dans une première partie, les principes de base du fonctionnement en oscillateur des diodes à avalanche. La seconde partie sera consacrée à une évaluation de la puissance et des caractéristiques d'impédance.

Dans une troisième partie, on confrontera la théorie proposée avec les résultats expérimentaux.

2. Etude qualitative du fonctionnement des diodes à avalanche

Une diode à avalanche se compose essentiellement de deux régions de champ électrique suffisamment fort pour que les porteurs s'y déplacent à une vitesse limite indépendante du champ (10^7 cm/s environ). La première région de champ très élevé (plusieurs centaines de kV/cm) est la région d'avalanche où, du fait du phénomène de multiplication des porteurs, un courant important prend naissance. La deuxième région dite région de transit est à champ suffisamment fort (> 20 kV/cm) pour que les porteurs issus de la région d'avalanche s'y déplacent à la vitesse limite, mais insuffisant pour que la multiplication des porteurs y soit appréciable.

Une telle situation se rencontre dans une jonction PN polarisée au claquage inverse. Pour voir cela, considérons une jonction PN abrupte c'est-à-dire où la transition entre les deux régions est très brutale. En appliquant une polarisation inverse faible sur cette jonction (le « plus » sur la zone N le « moins » sur la zone P), les porteurs majoritaires ont tendance à être refoulés dans leur région d'origine respective. On conçoit qu'au voisinage de la transition, il puisse exister deux zones vides de porteurs libres donc chargées électriquement avec des densités égales aux densités électriques dues aux impuretés de dopage. Il existera ainsi du côté P une zone d'épaisseur d_p chargée négativement avec une densité $\rho_p = -qN_A$ et du côté N une zone d'épaisseur d_n chargée positivement avec une densité $\rho_n = qN_D$, N_A et N_D étant respectivement les concentrations volumiques d'impuretés du côté P et du côté N .

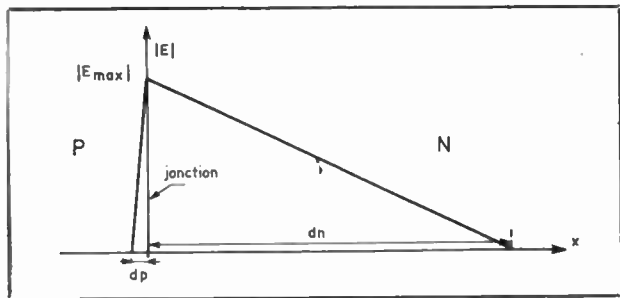


FIG. 1

On montre alors aisément que le champ électrique dans ces deux régions (qui constituent la région dite de « charge d'espace ») a une allure triangulaire en fonction de la position (fig. 1), que le maximum est au niveau de la jonction et que l'on a :

$$d_n N_D = d_p N_A$$

Dans le cas où $N_A \gg N_D$, $d_p \gg d_n$ et la région de charge d'espace est située presque entièrement dans la région N.

Dans ces conditions, on montre aisément que l'on a :

$$d_{n(\mu)} \approx 0,5 \sqrt{\rho_{(\Omega, \text{cm})} \cdot V_0(\text{V})}$$

ρ étant la résistivité de la région N et V_0 la tension appliquée égale à l'aire comprise entre l'axe des x et la courbe $E(x)$. Si on élève la tension V_0 suffisamment, le phénomène de claquage se manifeste par une apparition brutale d'un courant à travers la jonction. On peut décrire ce phénomène à l'aide du paramètre $\alpha(E)$ qui est le nombre de paires électron-trou créées par cm de parcours par un porteur soumis au champ E .

Le résultat du calcul reproduit en annexe (appendice 1) montre que la condition de claquage s'écrit :

$$\int_0^{d_n} \alpha(E) dx = 1.$$

En toute rigueur, toute la région de charge d'espace participe à la multiplication, mais comme $\alpha(E)$ est une fonction très rapidement croissante du champ électrique, on peut montrer que 90 % des porteurs créés par ionisation le sont dans le quart de l'épaisseur totale d_n . C'est cette fraction $d_n/4$ que les auteurs admettent généralement comme épaisseur de la région d'avalanche pour une jonction abrupte (TAGER [3] quant à lui choisissant la valeur $0,21 d_n$). Pour des structures autres que la jonction PN abrupte, le rapport des dimensions de la région d'avalanche peut être différent de la valeur $d_n/4$ et varier entre des valeurs très petites (structure de Read) à des valeurs voisines de 1 (structure PIN, diode de Misawa).

Considérons une diode à avalanche polarisée de cette façon qu'il y circule, en l'absence de tension alternative, un courant continu i_{p0} sous une tension continue V_0 . Pour comprendre simplement son fonctionnement, il suffit d'admettre que le courant d'avalanche croît tant que la tension appliquée à la région

d'avalanche est supérieure à V_0 et décroît tant que cette tension est inférieure à V_0 . Pour simplifier l'explication, on fera aussi l'hypothèse supplémentaire, certainement abusive aux forts courants, que la tension aux bornes de la diode et la tension aux bornes de la région d'avalanche varient dans le même sens sans décalage temporel.

Si maintenant, on superpose une tension alternative d'amplitude ΔV à la tension de polarisation V_0 , les courants dans la région d'avalanche et dans le circuit extérieur auront les allures indiquées par la figure 2.

Le schéma a) représente la tension appliquée, sur la diode en fonction du temps ; le schéma b) le courant d'avalanche, le schéma c) le courant dans le circuit extérieur. On voit que le courant dans la région d'avalanche apparaît sous forme de pulses d'autant plus étroits que le niveau HF est élevé. Ces pulses sont injectés dans la région de transit et le courant induit dans le circuit extérieur est constitué d'impulsions rectangulaires de longueur τ (temps de transit) et d'aires égales aux aires des pulses de courant dans la région d'avalanche (conservation de l'électricité). On s'aperçoit sur ces schémas que le courant de polarisation en présence de HF est supérieur au courant i_{p0} de polarisation sans HF.

Du schéma c) on déduit le courant i_0 :

$$i_0 = i_{p0} + \Delta i \frac{\tau}{T}.$$

La puissance moyenne appliquée est donc :

$$P_0 = V_0 \left(i_{p0} + \Delta i \frac{\tau}{T} \right).$$

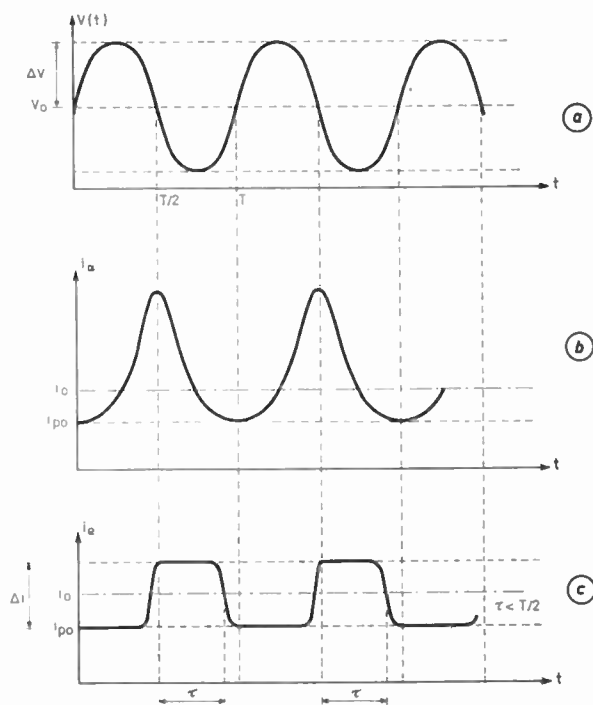


FIG. 2

En ce qui concerne la puissance HF, on voit que, du fait que l'impulsion de courant apparaît dans le circuit extérieur lorsque la tension HF est négative, la diode cède de l'énergie HF au circuit extérieur. En régime sinusoïdal, on peut parler d'opposition de phase et de résistance négative. La puissance cédée est alors, aisément calculable ; on trouve :

$$P_{HF} = \Delta V(i_0 - i_{p0}) \frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau} \geq 0 \quad (1)$$

et on voit qu'il existe un angle de transit optimal qui rend le terme $\frac{1 - \cos \omega \tau}{\omega \tau}$ maximal, c'est :

$$\omega \tau \sim \frac{3\pi}{4} \sim 2,4. \quad (2)$$

Ce résultat est confirmé par la théorie plus élaborée que nous allons étudier maintenant.

3. Théorie des diodes à avalanche à région d'avalanche étroite

Notations : Toutes les grandeurs relatives à la région d'avalanche seront repérées par l'indice 1, celles relatives à la région de transit par l'indice 2. Les grandeurs statiques (de polarisation) seront affectées de l'indice 0.

3.1. La zone d'avalanche

Le modèle étudié consiste, comme le modèle de Read, en une région d'avalanche suffisamment mince pour que l'angle de transit y soit très faible et que les effets de propagation puissent y être négligés, et d'une région de transit où les porteurs se déplacent à la vitesse limite à toutes les tensions alternatives et dont le seul effet est de déphaser le courant de conduction injecté. Les dimensions des zones d'avalanche et de glissement sont supposées indépendantes des tensions et courants. La zone d'avalanche étant étroite, on peut faire le calcul du courant d'avalanche à partir de l'équation de Read seule équation non linéaire de la théorie (appendice 1). Cette équation est non linéaire à la fois par rapport au courant et par rapport au champ alternatif. On remarque cependant que de faibles variations du champ électrique suffisent à entraîner de fortes variations du courant d'avalanche. [L'impédance HF de la région d'avalanche est faible]. Il sera donc possible de représenter le fonctionnement à champ alternatif faible par une équation de Read linéarisée par rapport au champ, mais dans laquelle les termes non linéaires en courant sont conservés. Le calcul reproduit en appendice 1 fournit alors aisément la loi de variation du courant d'avalanche en fonction du temps. Il permet d'aboutir à quelques conclusions particulièrement intéressantes :

— le courant continu i_0 qui traverse la diode en

présence d'un champ alternatif, est plus élevé que le courant de repos.

— la composante fondamentale du courant alternatif de conduction $i_0 e^{j\omega t}$ est en quadrature retard sur la tension alternative $V_1 e^{j\omega t}$ d'avalanche. Il n'y a donc pas de puissance HF dissipée pour l'injection des porteurs.

— l'amplitude du courant est donnée, en fonction du courant continu i_0 , par la relation :

$$|i_1| = 2i_0 \frac{I_1(x)}{I_0(x)} \quad (3)$$

exprimée à l'aide des fonctions de Bessel modifiées de première espèce d'ordre 0 et 1.

[Pour alléger les notations, on a posé $x = \frac{2\alpha|V_1|}{\omega \tau_1}$

en fonction de la tension alternative appliquée à la zone d'avalanche et de l'angle de transit $\omega \tau_1$, de cette région].

On voit que l'amplitude du courant modulé atteint, à courant maintenu fixe, la valeur $2i_0$ pour des profondeurs de modulation $\frac{|V_1|}{V_{10}}$ relativement peu importantes

Les équations montrent encore que la modulation totale du courant est d'autant plus rapidement atteinte que l'angle de transit dans la région d'avalanche est petit. Le courant d'une diode à jonction abrupte est ainsi modulé plus profondément que le courant d'une diode à jonction graduelle.

Lorsque la tension alternative devient importante, la linéarisation de l'équation de Read par rapport à la tension n'est plus justifiée. Cependant, il est aisé de voir que les deux conclusions essentielles énoncées plus haut ne sont pas modifiées : le courant alternatif est en quadrature avec la tension et reste totalement modulé. L'effet le plus important des non-linéarités de tension est une modification de la caractéristique continue courant-tension.

Ce dernier résultat est à rapprocher du fait, cité précédemment, que l'injection se fait sous formes d'impulsions de plus en plus étroites au fur et à mesure que le niveau HF croît. A la limite ou à des pulses infiniment étroits, la décomposition de Fourier montre alors que les amplitudes des harmoniques sont égales à deux fois le courant moyen.

Dans la suite, nous admettrons que le courant est totalement modulé dès que le champ n'est plus très petit et que la tension alternative totale $|V|$ est limitée à une fraction de la tension continue V_0 appliquée à la diode. Cette hypothèse est raisonnable ; effectivement, lorsque $|V|$ est de l'ordre de V_0 apparaissent des effets dissipatifs liés à la modulation de vitesse des porteurs, à la variation des dimensions des zones de glissement et d'avalanche, et éventuellement même à l'apparition de courants directs. L'évaluation correcte du rapport $|V|/V_0$ admissible nécessiterait en toute rigueur une étude détaillée de ces différents effets.

On obtiendra une description complète de la zone d'avalanche en écrivant l'équation du courant total :

$$i = i_1 + jC_1\omega V_1 \tag{4}$$

Il résulte de cette équation que, i étant en quadrature avec V_1 , le courant total, le courant de convection et le courant de déplacement ont pour phases relatives 0 ou π au niveau de la zone d'avalanche, ceci quelle que soit l'amplitude du champ alternatif.

3.2. Formules générales de la théorie et fonctionnement à faible niveau

La région de transit se traite aisément. Les équations sont linéaires. L'appendice 3 permet d'exprimer le courant total traversant la diode en fonction de la tension alternative totale V et de la modulation du courant de convection i_1 au niveau de la zone d'avalanche sous la forme :

$$i = jC\omega V + i_1(\xi - j\eta) \tag{5}$$

$$\xi = \frac{C}{C_1} + \frac{C}{C_2} \frac{\sin \theta_2}{\theta_2} \tag{6}$$

$$\eta = \frac{C}{C_2} \frac{1 - \cos \theta_2}{\theta_2} \tag{7}$$

en fonction de la capacité totale C de la diode, des capacités des zones d'avalanche C_1 et de glissement C_2 et de l'angle de transit θ_2 dans la zone de glissement. La puissance échangée peut encore être calculée à partir de la relation générale :

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} iV^*.$$

En remarquant que le rapport i_1/i est réel, on obtient

$$P = \frac{\eta}{2C\omega} i i_1^*. \tag{8}$$

La relation (5) donne encore l'expression de l'impédance totale de la diode :

$$Z = \frac{1}{C\omega} \left[\eta \frac{i_1}{i} - j \left(1 - \xi \frac{i_1}{i} \right) \right] \tag{9}$$

Le rapport i_1/i étant réel, la résistance et la réactance de la diode apparaissent immédiatement. Ces relations sont également valables et peuvent être appliquées au fonctionnement en petit signal ; il suffit de poser alors (équation (3) et relation de phase entre i_1 et V_1) :

$$\frac{i_1}{i_0} = -j \frac{2\alpha}{\omega\tau_1} V_1.$$

La relation $i = 0$ définit la fréquence de résonance

de la diode. Cette fréquence est donnée par la relation :

$$\omega = \omega_0 \quad \text{avec} \quad \omega_0^2 = \frac{2\alpha i_0}{C_1\tau_1}$$

ou

$$\omega_0^2 = \frac{2mJ_0v}{\epsilon V_{10}}$$

à faible niveau. A niveau élevé, la fréquence de résonance décroît.

La résistance de la diode et la puissance qu'elle absorbe sont négatives si le rapport réel i_1/i est négatif, c'est-à-dire si le courant total i est en opposition de phase avec le courant de convection i_1 , au niveau de la zone d'avalanche.

Pour qu'il y ait amplification ou oscillation, le courant de déplacement doit donc être supérieur au courant de convection i_1 . En fonction du paramètre x et du carré de la pulsation angulaire d'avalanche ω_0^2 l'inégalité $C_1\omega|V_1| > |i_1|$ s'écrit simplement :

$$\frac{\omega^2}{\omega_0^2} x > 2 \frac{I_1(x)}{I_0(x)}.$$

La discussion est immédiate si on se réfère au graphique de la figure 3.

On voit qu'à petit signal (x petit), la condition de résistance négative se traduit par une condition sur la fréquence : $\omega > \omega_0$ mais qu'il peut y avoir oscillation à haut niveau (x grand) pour des fréquences inférieures à ω_0 , la condition de résistance négative se traduisant alors par une condition imposée au niveau HF.

$$x > x_0 \quad \text{avec} \quad x_0 \approx \frac{2\omega_0^2}{\omega^2}$$

soit

$$|V_1| > \frac{2J_0}{C_1\omega}. \tag{10}$$

On voit qu'en régime grand signal la fréquence d'avalanche ω_0 n'a aucune signification.

L'impédance prise sur un circuit fermé doit être nulle. Lorsque la diode est fermée sur une impédance

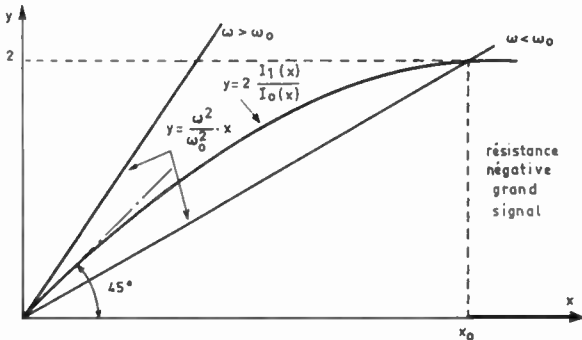


FIG. 3

de charge totale (comprenant éventuellement une résistance série) :

$$Z_{\text{tot}} = R_{\text{tot}} + jX_{\text{tot}}$$

la fréquence et les valeurs des courants de modulation i_1 et i s'ajustent de façon que, à l'oscillation :

$$C\omega R_{\text{tot}} + \eta \frac{i_1}{i} = 0$$

$$C\omega X_{\text{tot}} - \left(1 - \xi \frac{i_1}{i}\right) = 0.$$

Ces conditions ne peuvent être satisfaites que si la réactance de charge est selfique et si la résistance totale est suffisamment faible.

3.3. Evolution de la puissance avec la tension HF. Influence de la résistance série. Rendement

3.3.1. Puissance au voisinage de l'accrochage

En utilisant le développement :

$$\frac{I_1(x)}{I_0(x)} \approx \frac{x}{2} \left(1 - \frac{x^2}{8}\right)$$

et la condition $-\frac{\eta}{C\omega} \frac{i_1}{i} = R_{\text{tot}}$,

on trouve pour expression de la puissance fournie par la diode au voisinage de l'accrochage :

$$P = \frac{4\eta^2}{C^2\omega^2 R_{\text{tot}}} \left(1 - \frac{i_{\text{acc}}}{i_0}\right) i_{\text{acc}}^2 \left(1 - \frac{R_s}{R_{\text{tot}}}\right) \quad (11)$$

où

$$i_{\text{acc}} = \frac{C_1\omega}{\left(\frac{\eta}{C\omega R_{\text{tot}}} + 1\right) \left(\frac{2m}{\omega\tau_1} \frac{1}{V_{10}}\right)}$$

désigne le courant d'accrochage. Lorsque, la diode étant fermée sur une impédance de charge fixe, le courant continu i_1 croît au-delà de sa valeur d'accrochage, la tension alternative cesse d'être totalement négligeable. Comme on l'a remarqué précédemment les premiers effets non linéaires apparaissent dans la modulation de courant qui atteint rapidement sa valeur limite $2i_0$. La puissance atteint dans ce cas limite une valeur aisément calculable.

3.3.2. Puissance à niveau suffisamment élevé pour que le courant d'avalanche i_1 atteigne sa valeur de saturation $2i_0$ (modulation totale du courant)

L'expression de la puissance utile s'écrit :

$$P = -\frac{\eta}{C\omega} i i_0 - \frac{R_s |i|^2}{2}$$

où R_s désigne la résistance série décrivant les pertes. Compte tenu de :

$$-\frac{\eta}{C\omega} \frac{i_1}{i} = R_{\text{tot}},$$

on trouve :

$$P = \frac{2\eta^2}{C^2\omega^2 R_{\text{tot}}} i_0^2 \left(1 - \frac{R_s}{R_{\text{tot}}}\right). \quad (12)$$

Le rapprochement des expressions (11) et (12) conduit à adopter une formule approchée pour l'évolution de la puissance utile au-dessus de l'accrochage, de la forme :

$$P = \frac{2\eta^2}{C^2\omega^2 R_{\text{tot}}} i_0^2 \left(1 - \frac{i_{\text{acc}}^2}{i_0^2}\right) \left(1 - \frac{R_s}{R_{\text{tot}}}\right).$$

Si on pose dans la formule (12) :

$$R_{\text{tot}} = R_c + R_s$$

R_c étant la résistance de charge, on trouve que la puissance utile est maximale pour $R_c = R_s$ et égale à :

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{2} \frac{\eta^2}{C^2\omega^2 R_s} i_0^2 \quad (13)$$

qui est la formule (8b) de la théorie de TAGER [3].

Les formules 11 et 13 montrent que la puissance au voisinage de l'accrochage croît linéairement avec i_0 , puis comme i_0^2 suffisamment loin de l'accrochage lorsque la diode est fermée sur impédance extérieure constante. Les mêmes formules montrent également que, pour un fonctionnement à fréquence donnée, il existe un angle de transit optimal rendant le paramètre η maximal. C'est précisément la valeur $\omega\tau_2 \sim 3\pi/4 \sim 2,4$ déjà rencontrée dans la théorie qualitative de la première partie, valeur pour laquelle $\eta = \eta_{\text{max}} \approx 0,55$ (jonction abrupte). La formule (12) montre le rôle de la résistance série. Elle limite sérieusement la puissance utilisable lorsqu'elle est un peu forte. Il paraît possible cependant de la rendre négligeable. Cette possibilité conduit à envisager un régime de fonctionnement sans résistance série.

3.3.3. Fonctionnement à fort courant et résistance série négligeable.

On peut envisager un fonctionnement pour lequel la résistance négative série serait à fort courant et en module bien supérieure à la résistance parasite série soit :

$$\left| \frac{\eta}{C\omega} \frac{2i_0}{i} \right| \gg R_s. \quad (14)$$

La puissance fournie par la diode s'écrit, lorsque la modulation du courant est totale :

$$P = \frac{2\eta^2}{C^2\omega^2 R_{\text{ext}}} i_0^2. \quad (15)$$

Le courant total est défini par la résistance de charge

$$R_{ext} = -\frac{\eta}{C\omega} \frac{2i_0}{i}$$

et la réactance est liée à cette résistance par la relation :

$$X_{ext} = \frac{1}{C\omega} \left(1 + \frac{\xi}{\eta} C\omega R_{ext} \right).$$

Cette équation détermine complètement la fréquence en fonction de R_{ext} et X_{ext} . Il n'y a donc pas, en théorie, d'accord électronique possible pour les diodes à région d'avalanche étroite et on peut écrire symboliquement :

$$\omega = \omega(Z_{ext})$$

expression indépendante du courant.

3.3.4. Puissance maximale

Si la résistance de charge R_{ext} (supposée beaucoup plus grande que la résistance série R_s) est faible, la tension alternative appliquée aux bornes de la diode peut atteindre des valeurs élevées et l'expression (15) n'est plus valable.

Comme on l'a remarqué précédemment l'amplitude de la tension alternative ne peut dépasser la tension continue appliquée à la diode, à cause des effets dissipatifs qui en résulteraient. En l'absence d'une théorie détaillée de ces effets, le choix d'une valeur limite de la tension ne va pas sans un certain arbitraire. On aboutit à une estimation particulièrement simple si on admet que les non-linéarités en tension interviennent seulement pour limiter la tension alternative de la région d'avalanche à une fraction fixe de la tension continue appliquée à cette région.

D'après (8) et (4) on peut écrire alors l'expression de la puissance totale fournie par la diode, lorsque le courant est totalement modulé, en fonction de la tension alternative V_1 de la zone d'avalanche, sous la forme :

$$P = \frac{\eta}{C\omega} i_0 (C_1\omega |V_1| - 2i_0).$$

Dans cette expression i_0 et V_1 peuvent être considérés comme des paramètres indépendants. En effet i_0 , qui en toute rigueur dépend de V_1 , peut être ajusté en modifiant le courant de polarisation, et V_1 ajusté séparément par action sur le circuit extérieur. On voit que, pour optimiser la puissance, $|V_1|$ doit être réglé à sa valeur maximale $|V_1|_{max}$. Lorsque cette condition est satisfaite :

$$P = \frac{2\eta}{C\omega} i_0 (2i_{opt} - i_0) \quad (16)$$

avec :

$$i_{opt} = \frac{C_1\omega |V_1|_{max}}{4}$$

et la puissance maximale que peut fournir la diode :

$$P_{max} = \frac{2\eta}{C\omega} i_{opt}^2 \quad (17)$$

est obtenue lorsque $i \sim i_1 \sim 2i_{opt}$.

Un calcul simple permet de montrer que, à ces valeurs, la tension totale alternative appliquée à la diode vaut exactement (lorsque η est maximal) :

$$C_2\omega |V| = 2i_{opt}. \quad (18)$$

On pourrait aussi, pour évaluer la puissance maximale, admettre une limitation non sur la tension alternative de la région d'avalanche $|V_1|$, mais sur la tension alternative totale $|V|$.

Les calculs, analogues aux précédents, montreraient, dans ces conditions, que la puissance maximale est atteinte lorsque le courant continu passe par la valeur optimale i_{opt}

$$i_{opt} = 0,6C_2\omega |V| \text{ alors } |i| \sim 0,85|i_1| \quad (19)$$

On voit donc que l'une et l'autre des hypothèses de limitation de la tension HF aboutissent à des résultats numériquement très voisins.

3.3.5. Rendement

A faible courant i_0 les courants de déplacement sont plus élevés que les courants de conduction alternatifs. Alors, $C_1V_1 = CV$ et l'expression générale de la puissance conduit à la valeur du rendement maximal :

$$\rho \sim \eta \frac{|V|}{V_0} \quad (20)$$

où apparaît le rapport de la tension alternative totale à la tension continue.

On vérifie encore que le rendement au courant optimal a pratiquement la même expression. Dans ce cas en effet la relation qui lie la tension alternative appliquée à la zone d'avalanche, à la tension totale est (à θ_2 optimal).

$$C_1V_1 \cong C_2V$$

Une profondeur de modulation de 50 % conduirait donc à un rendement maximal de l'ordre de 25 % même à faible courant de fonctionnement.

En fait, un tel résultat ne peut être atteint à courant très faible, à cause des pertes de circuit et de l'effet de la résistance série. On vérifie que la résistance série est négligeable seulement si la surtension propre à la diode $Q_s = (C\omega R_s)^{-1}$ est très supérieure à une valeur minimale donnée par :

$$Q_{s \min} = 2 \left(\frac{2i_{opt}}{i_0} - 1 \right).$$

Ceci montre que le rôle des pertes croît lorsque le courant diminue.

3.3.6. Impédance de la diode au réglage optimal

En régime de tension HF limitée, la puissance maximale s'extrait lorsque :

$$|i| \sim |i_1| \sim 2i_0$$

Alors d'après (9) :

$$Z = -j \left(1 - \xi \frac{i_1}{i} \right) + \eta \frac{i_1}{i}.$$

Pour un angle de transit optimal ($\theta_2 = 2,3$) et une jonction abrupte :

$$\eta = 0,55 \quad \xi = 0,475$$

d'où

$$Z \cong -\frac{0,6}{C\omega} - j\frac{1,5}{C\omega}.$$

La diode peut être simplement représentée par un circuit série formé d'une capacité et d'une résistance négative.

4. Discussion. Résultats expérimentaux

4.1. Comparaison des théories petits et grands signaux

Rappelons les points essentiels sur lesquels le schéma théorique du fonctionnement à haut niveau, développé précédemment, conduit à des conclusions différentes de la théorie linéaire.

L'oscillation d'une diode à zone d'avalanche étroite n'est possible, quel que soit le niveau d'oscillation, que lorsque le courant de déplacement est en opposition de phase avec le courant de conduction au niveau de la zone d'avalanche. La différence essentielle entre fonctionnements à petits et grands signaux naît de ce fait que le courant de porteurs est très profondément modulé, même pour de faibles taux de modulation de la tension appliquée à la diode.

La théorie petit signal apparaît comme un cas particulier de la théorie précédente si on remarque que le courant alternatif de porteurs i_1 , est lié à la tension alternative d'avalanche par l'équation de Read :

$$i_1 = -j \frac{\omega_0^2}{\omega^2} C_1 \omega V_1.$$

Elle conduit à plusieurs conclusions fondamentales :

— L'oscillation n'est possible, comme le montre l'équation précédente, qu'à des fréquences supérieures à la « fréquence de résonance » ω_0 . Celle-ci varie proportionnellement à la racine carrée de la densité de courant J_0 de la diode. Pour produire des oscillations à une fréquence donnée, la densité de courant doit être inférieure à une valeur limite.

— La réactance de circuit se représente essentiellement par un circuit antirésonnant dont la fréquence est $\omega_0 \sim J_0^{1/2}$.

— La résistance négative de la diode, en série avec cette réactance, peut atteindre, près de la résonance, de fortes valeurs rendant l'accrochage possible dans des conditions peu critiques. En particulier, des oscillations sont possibles même s'il existe une résistance série (positive) relativement élevée.

Pour des comparaisons quantitatives, il est nécessaire de corriger l'expression généralement admise de la fréquence de résonance. Elle est le plus souvent définie à partir de « l'équation de Read ». Dans cette hypothèse, elle vaut :

$$\omega_0^2 = \frac{2\alpha i_0}{\tau_1 C_1} = \frac{2\alpha J_0 v_0}{\varepsilon}.$$

On a noté (appendice 1) que l'équation de Read est inexacte ; une expression plus correcte (cf. 4) de ω_0 est :

$$\omega_0^2 = \frac{3\alpha J_0 v_0}{\varepsilon}$$

Les conditions sont bien différentes à haut niveau :

— La composante alternative du courant de porteurs étant limitée, la condition d'oscillation peut être satisfaite, même à fréquence assez basse, pour des densités de courant telles que $\omega_0 > \omega$ si la résistance de charge est faible. En fait la « fréquence de résonance ω_0 » ne joue aucun rôle particulier en grands signaux.

— La théorie à grands signaux ne fait pas apparaître de limite supérieure du courant d'utilisation (à fréquence donnée). Elle laisse cependant prévoir l'existence d'une « densité de courant optimale » au-delà de laquelle on devrait observer une saturation de la puissance. La théorie, sans pouvoir donner une valeur précise de ce courant, en fixe cependant l'ordre de grandeur. Pour des diodes au germanium ou au silicium (on suppose $|V| \sim \frac{1}{2}V_0$) :

$$J_0 \cong \frac{1}{2} f_{\text{GHz}}^2 V_0 \quad \text{A/cm}^2$$

en fonction de la fréquence (exprimée en GHz) et de la tension continue d'utilisation (en volts). A ces densités de courant, la fréquence d'avalanche définie par la théorie linéaire est très supérieure à la fréquence de fonctionnement.

— En grands signaux également, il ne peut y avoir d'accord électronique. Le circuit d'utilisation (réactance et résistance) fixe complètement la fréquence d'oscillation.

— La diode est capacitive à forte puissance et la résistance négative (schéma « série ») est faible au réglage optimal. Il en résulte que les résistances positives en série jouent un rôle de limitation de la puissance extrêmement important. Cet effet doit être d'ailleurs d'autant plus grand que le courant d'utilisation est petit.

4.2. Classification des diodes

Les résultats expérimentaux sont très diversifiés. Ceci est dû, pour une très grande part, à l'extrême variété des diodes qui ont été réalisées. Il est possible d'en faire une certaine classification en prenant pour bases de comparaison la longueur de la zone d'avalanche et les effets de transit.

a) Le modèle le plus exact d'une diode à zone d'avalanche étroite est évidemment la « diode de Read », mais les diodes à jonction abrupte en constituent une bonne approximation. Dans ces diodes, le champ de la zone d'avalanche peut être considéré comme relativement homogène et les effets de charge d'espace y sont peu importants.

b) A une jonction graduelle correspond une zone d'avalanche plus ou moins étendue. Un cas extrême est celui de la diode pin où la zone d'avalanche occupe tout « le volume » de la diode. Les effets de charge d'espace et les effets de propagation y sont importants (inhomogénéité du champ électrique).

c) Enfin, à densité de courant très élevée et à faible angle de transit, les effets de charge d'espace peuvent modifier totalement la distribution de champ d'une diode pin, ce qui définit une troisième catégorie de diodes.

Cette classification recouvre des comportements sensiblement différents.

Ainsi, les diodes de pin type b) peuvent être décrites à faibles signaux par un circuit antirésonnant dont l'admittance, à des fréquences voisines de la fréquence d'avalanche ω_0 , est convenablement représentée par l'expression [4] :

$$Y = j\omega C \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right] - \frac{C\omega_0^2\tau}{15}$$

en fonction de la capacité C , du temps de transit dans la diode et de sa fréquence de résonance ω_0 . Une diode à jonction graduelle est représentée par une expression plus complexe mais dont les caractères sont globalement indiqués par la relation précédente.

Dans ces diodes, l'oscillation est possible à faible niveau à des fréquences situées de part et d'autre de la fréquence de résonance ; l'accord électronique y est très important.

A grands signaux, le fonctionnement reste qualitativement le même. Il y a accord électronique sur une grande bande ($f \sim \sqrt{i_0}$). [On observe cependant que la concordance numérique entre la fréquence de résonance mesurée et la fréquence calculée par la théorie à faible niveau est mauvaise].

Les rendements et puissances, à densités de courant égales, sont plus faibles que dans une diode à jonction très localisée. On peut qualitativement rendre compte de ce résultat en remarquant que les champs électriques variant considérablement dans l'épaisseur de la diode, la modulation du courant ne peut être totale.

A courant très élevé, à transit faible, la charge d'espace modifie totalement la distribution de champ.

Il existe une ou deux régions d'émission très localisées et des rendements très élevés redeviennent possibles [7].

4.3. « Théorie » et expérience

Le schéma théorique développé au paragraphe 3.2, ne peut rendre compte du fonctionnement des diodes à zone d'avalanche étendue. Il indique bien, par contre, le sens des phénomènes dans les diodes à jonction abrupte.

Ainsi, l'expérience montre, qu'en régime de puissance, l'accord électronique est négligeable. La variation du courant n'entraîne le plus souvent aucune variation de fréquence ou encore des variations très faibles (pas nécessairement dans le même sens) autour d'une fréquence moyenne fixée par le circuit.

Un accord par le circuit reste néanmoins possible et les mesures montrent que la puissance maximale varie peu sur des bandes de fréquence assez étendues (10 à 20 %). L'expérience montre encore que l'impédance à haut niveau varie, comme l'indique son expression (9), en raison inverse du courant total alternatif.

Sur impédance constante (correspondant par exemple à une fréquence donnée à un maximum de puissance), la puissance varie proportionnellement au carré du courant, sauf au voisinage de l'accrochage où la variation est linéaire, résultat conforme à la théorie.

On observe fréquemment une saturation de la puissance de sortie à des densités de courant bien inférieures à la valeur optimale définie par la théorie. Ceci est le plus souvent imputable soit à une mauvaise adaptation de l'impédance de charge, soit encore à des effets thermiques [5].

L'expérience confirme encore que des résistances séries même faibles limitent la puissance. Lorsqu'elles sont fortes, leur influence est plus importante encore que ne l'indique la formule (13). Ceci est facilement explicable qualitativement : pour de fortes résistances séries la tension alternative est trop faible pour que la modulation du courant puisse être totale. Pour des résistances peu élevées, l'accord entre valeurs calculées et mesurées paraît raisonnable.

Les rendements les plus élevés mesurés [6] sur diodes à jonctions abruptes sont bien inférieurs (rapport 1/2) aux valeurs maximales estimées (20). Ceci ne saurait surprendre. L'estimation porte sur un modèle pour lequel la vitesse des porteurs reste indépendante de la tension alternative. Lorsque cette tension est importante, une modulation de la vitesse apparaît, qui peut schématiquement se représenter par une résistance série. Une limitation de la puissance en résulte.

La théorie à grands signaux montre encore que le courant continu de la diode doit croître lorsque la tension alternative croît : le régime d'oscillation est instable. On peut observer effectivement des oscillations de relaxation de la puissance émise dont la période est fixée par la constante de temps du circuit d'alimentation. On peut les éliminer en polarisant les

diodes à travers des pièges de faible capacité, ce qui ne va pas sans compliquer sensiblement les problèmes de circuit.

5. Conclusion

Une théorie détaillée du fonctionnement non linéaire des diodes à avalanche doit être nécessairement très complexe. On peut cependant établir un modèle simple qui explique bien les différences qui existent entre régimes linéaires et non linéaires des diodes à zone d'avalanche étroite.

L'accord quantitatif avec l'expérience est convenable tant que la modulation de la tension de fonctionnement n'est pas trop profonde. Mais le modèle reste trop simple pour rendre compte quantitativement des limitations de rendement observé lorsque la modulation devient très forte.

On peut tirer de cette théorie simple quelques règles utiles pour la détermination des diodes de puissance. La puissance ne peut être notable qu'à des densités de courant élevé. (Le courant optimal serait de 4000 A/cm² en bande X). Le rendement peut cependant atteindre des valeurs significatives à des densités beaucoup plus petites si les résistances séries sont faibles. [Par exemple en bande X à 500 A/cm², la surtension doit atteindre plusieurs dizaines pour que les pertes séries soient négligeables].

La théorie et les règles qui en découlent ne sont en fait qu'indicatives. Un travail important, tant théorique qu'expérimental, reste à faire pour aboutir à la définition de diodes de caractéristiques optimales.

Appendice 1

CONDITION DE CLAQUAGE D'UNE JONCTION POLARISÉE EN INVERSE

Les densités de courant $J_n(x)$, $J_p(x)$ des électrons et des trous en un point x de la jonction satisfont à des équations de continuité :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial J_p}{\partial t} + v \frac{\partial J_p}{\partial x} &= \alpha(E) v (J_n + J_p) \\ \frac{\partial J_n}{\partial t} - v \frac{\partial J_n}{\partial x} &= \alpha(E) v (J_n + J_p) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

On a supposé que les deux types de porteurs ont la même vitesse limite v et que leurs coefficients d'ionisation, fonctions du champ électrique, ont la même valeur $\alpha(E)$.

a) En régime permanent, la somme $J = J_p + J_n$ est indépendante de x .

Par intégration des équations (1) sur la longueur l de la jonction, on tire :

$$J = J \int_0^l \alpha(E) dx + J_s$$

où le courant de saturation J_s est égal à la somme du courant de trous injecté à l'électrode négative et du courant d'électrons injecté à l'électrode positive.

Il y a claquage, lorsque $J = \infty$ (condition de Mc Kay), ce qui exige :

$$\int_0^l \alpha(E) dx = 1.$$

b) En régime alternatif :

$$\frac{\partial J}{\partial t} = v \frac{\partial}{\partial x} (J_n - J_p) + 2Jv\alpha(E).$$

« L'hypothèse de Read » consiste à admettre que, lorsque le temps de transit τ_1 est petit, le courant J de porteurs ne dépend que du temps, ce qui néglige les effets de propagation dans la région d'avalanche. En intégrant sur x , on obtient :

$$\frac{\tau_1}{2} \frac{dJ}{dt} = J \left[\int_0^l \alpha(E) dx - 1 \right] + J_s.$$

Cette hypothèse est incorrecte en toute rigueur. On ne peut satisfaire aux conditions aux limites d'une région d'avalanche même très étroite avec un champ électrique uniforme. Cependant, le résultat correct revient seulement à modifier numériquement la valeur de τ_1 par le coefficient $2/3$.

c) L'équation de Read peut être linéarisée pour de faibles variations E du champ autour de la valeur E_0 de claquage. Si le courant de saturation est négligeable, on obtient simplement :

$$\frac{\tau_1}{2} \frac{dJ}{dt} = J \dot{\alpha} V(t) \quad \dot{\alpha} = \frac{\partial \alpha}{\partial E} \quad V(t) = \int_0^l E(t) dx$$

en fonction des variations de tension $V(t)$ de la zone d'avalanche.

La solution est $J(t) = J_{p0} e^{\frac{2\dot{\alpha}}{\tau_1} \int V(t) dt}$

lorsque les variations de tension sont alternatives :

$$V(t) = \text{Re } V_1 e^{j\omega t}$$

les composantes de fréquence 0 et ω du développement de Fourier du courant s'expriment par :

$$i_0 = i_{p0} I_0 \left[\frac{2\dot{\alpha}}{\omega \tau_1} |V_1| \right]$$

et :

$$i_1 = -j \frac{V_1}{|V_1|} 2i_{p0} I_1 \left[\frac{2\dot{\alpha}}{\omega \tau_1} |V_1| \right];$$

cette relation conduit à faible niveau à

$$\frac{i_1}{i_0} = -j \frac{2\dot{\alpha} V_1}{\omega \tau_1}.$$

Le courant alternatif est en quadrature retard par rapport à la tension.

Le taux d'ionisation $\alpha(E)$ peut être représenté approximativement par une fonction du type :

$$\alpha = \chi E^m$$

où $m = 6$ dans le silicium (Read) et 5,5 dans le germanium (Tager). On obtient alors :

$$\frac{2\alpha V_1}{\omega \tau_1} = \frac{2m}{\omega \tau_1} \frac{V_1}{V_{10}}.$$

Dans une jonction abrupte, aux fréquences de fonctionnement optimales, $\omega \tau_1 \ll 1$

Appendice 2

RÉGION D'AVALANCHE ET TENSION DE CLAQUAGE DE LA JONCTION n^+p ABRUPT

La condition de claquage d'une jonction polarisée en inverse s'écrit (voir appendice 1) :

$$\int_0^l \alpha(E) dx = \chi \int_0^l E^6 dx = 1$$

avec $\chi = 6,3 \cdot 10^{-40}$ en MKSA (valeur tirée des courbes de Read [1])

Pour la jonction abrupte $E = E_{\max} \left(1 - \frac{x}{l}\right)$ et la

condition de claquage s'écrit :

$$\alpha(E_{\max}) \frac{l}{7} = 1.$$

Il est difficile de définir de manière rigoureuse la région d'avalanche d'une jonction polarisée au claquage puisqu'il n'existe pas de champ électrique seuil en-dessous duquel l'ionisation cesse brutalement. On a calculé pour diverses valeurs de $k \geq 1$ la quantité

$$Y(k) = \int_0^{l/k} \alpha dx$$

en normalisant de telle façon que $Y(1) = 1$. On trouve

$$Y(2) = 0,99 \quad Y(5) = 0,79$$

$$Y(3) = 0,95 \quad Y(7) = 0,66$$

$$Y(4) = 0,87 \quad Y(10) = 0,50$$

On voit qu'environ 80 % des porteurs créés par ionisation le sont dans 1/5 de la région de charge d'espace, 95 % dans le tiers, 99 % dans la moitié. Il est donc difficile, si on ne se fixe pas de critère, de localiser la région d'avalanche dans le cas d'une jonction abrupte.

Si on admet pour épaisseur de la région d'avalanche, celle qui correspond à une contribution de 90 % à l'ionisation totale, on aura sensiblement :

$$\frac{l_1}{l} \approx 0,25.$$

La condition de claquage d'une jonction abrupte qui s'écrit :

$$\alpha(E_{\max}) \frac{l}{7} = 1$$

établit une relation entre tension de claquage et résistivité de la région « n » qui est assez bien vérifiée par l'expérience. Sa forme pratique s'écrit :

$$V_{c(V)} = 75 (\rho_{\Omega \cdot \text{cm}})^{5/7}.$$

Appendice 3

RÉGION DE TRANSIT

Dans la région de transit, le courant injecté i_1 subit un déphasage qui s'écrit au point x : $\theta = \omega x/v$, et le courant de conduction en tout point x de la région de transit a pour expression :

$$i_1(x_1 t) = i_1 e^{j(\omega t - \frac{x}{v})}$$

le courant total vaut :

$$i(t) = i e^{j\omega t} = i_1 e^{j(\omega t - \frac{x}{v})} + j\omega \epsilon E e^{j\omega t}.$$

Si on intègre cette relation sur l'épaisseur de la région de transit, en introduisant $C_2 V_2$ et θ_2 respectivement capacité, tension HF et angle de transit de la région de transit, on trouve :

$$i = j i_1 \frac{e^{-j\theta_2} - 1}{\theta_2} + j C_2 \omega V_2.$$

Dans la région d'avalanche, le champ étant constant, on a :

$$i = i_1 + j C_1 \omega V_1$$

C_1 et V_1 étant respectivement la capacité et la tension HF de la région d'avalanche.

Des équations précédentes, on tire, en introduisant la tension HF totale $V = V_1 + V_2$ aux bornes de la diode et la capacité globale C , l'expression du courant total écrite dans le texte (équation (5)).

Bibliographie

- [1] READ W. Jr. — *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 37, pp. 401-446, mars 1958.
- [2] LEE C.A., BATDORF R.L., WIEGMANN W., KAMINSKY G. — *J. Appl. Phys.* vol. 38, pp. 2797-2796, pp. 2797-2809.
- [3] VAL'D-PERLOV V.M., KRASILOV A.V., TAGER A.S. — *Radio Eng. Elect. Phys.* Vol. 11, no 11, pp. 1764-1777, nov. 1966.
- [4] Rapport interne CSF WR, p. 1725, mai 1967.
- [5] SWAN C.B. — *Proc. IEEE* (letters), vol. 55, pp. 1617-1618, sept. 1967.
- [6] KOVEL S.R., GIBBONS G. — *Proc. IEEE* (letters), pp. 2066-2067, nov. 1967.
- [7] PRAGER H.J., CHANG K.K.N., WEISBROD S. — *Proc. IEEE* (letters), Vol. 55, pp. 586-587, April 1967.

Applications des oscillations à basse fréquence dans l'arséniure de gallium

A. BARRAUD

CEN, Saclay

1. Thermomètre à codage

L'arséniure de gallium de type N et de haute résistivité présente une résistance négative lorsqu'on lui applique un champ électrique supérieur à un champ de seuil [1]. Cette résistance négative provoque l'apparition de domaines de champ intense dans le cristal, ce qui se traduit par une variation périodique du courant dans le circuit extérieur. Le courant a une allure carrée en fonction du temps, et se présente sous forme de paliers de valeur successivement élevée et basse séparés par des fronts raides. La profondeur de modulation est de l'ordre de 50 %. La période t de ces oscillations dépend fortement de la température, comme l'indique la figure 1. Elle passe, par exemple, de 0,7 s à 50 °C à

100 s à —5 °C pour un échantillon de 1 cm de longueur alimenté sous une tension de 800 V. La loi de dépendance est exponentielle :

$$\frac{t}{t_0} \exp = \frac{\Delta E}{kT}$$

où t_0 est une constante, T est la température absolue, ΔE est une énergie d'activation qui vaut 0,65 eV, et k est la constante de Boltzman.

Un tel dispositif constitue donc un thermomètre sensible, qui présente l'avantage de coder directement la température sans nécessiter d'électronique associée et de consommer très peu d'énergie (quelques nanoampères sous 800 V). Son domaine de fonctionnement se situe autour de la température ambiante.

2. Manomètre à arséniure de gallium pour très fortes pressions

La période des oscillations de courant à basse fréquence dans l'arséniure de gallium dépend, à température donnée, de la pression hydrostatique [1]. La période croît avec la pression hydrostatique, comme l'indique la figure 2. Ce dispositif a été expérimenté entre 0 et 7 kbars, où la période a varié de 22,5 s à 100 s. Il présente l'avantage de donner l'information de pression directement sous forme codée sans nécessiter l'intervention d'un dispositif électronique annexe. Avec ce dispositif, une vérification de la pression est toujours possible en mesurant le courant dans le cristal en dessous du champ de seuil (fig. 2). Comme la période des oscillations dépend aussi de la température, il faut maintenir l'échantillon de mesure à température fixe. Mais on peut pallier cet inconvénient en utilisant un autre paramètre pour la mesure de la pression : la valeur de la tension de seuil dépend de la pression (fig. 3) et très peu de la température [1] ; elle peut servir

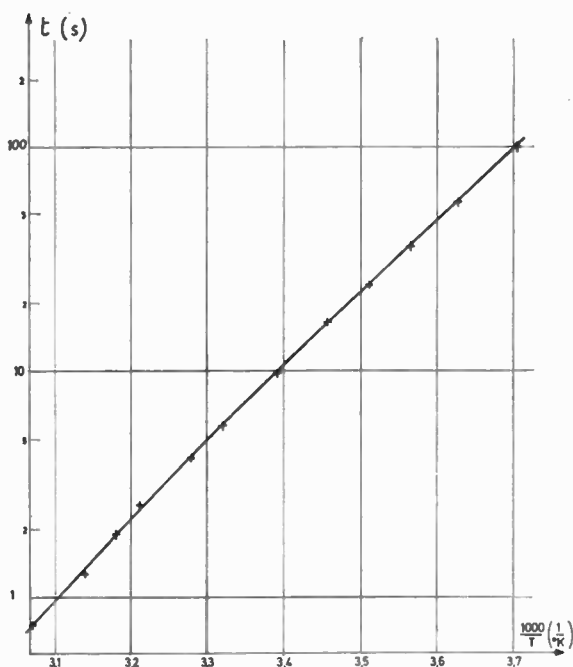


FIG. 1. — Période en fonction de la température.

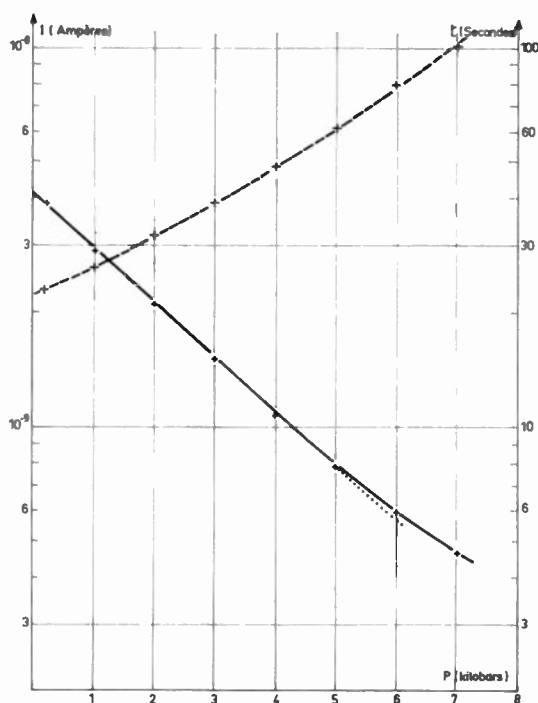


FIG. 2. — Intensité dans le cristal (—) et période des oscillations (---) en fonction de la pression hydrostatique.

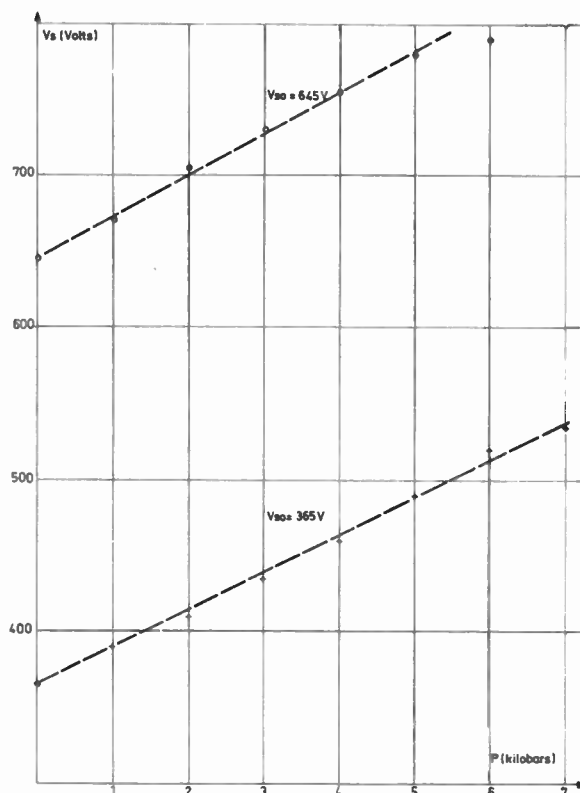


FIG. 3. — Tension de seuil en fonction de la pression hydrostatique.

à mesurer la pression, même si la température n'est pas maintenue fixe. La figure 3 montre la variation de la tension de seuil avec la pression pour deux expériences où les tensions de seuil à pression nulle (V_{s0}) étaient de 365 V et 645 V.

Bibliographie

- [1] BARRAUD A. — Thèse (Facultés des Sciences de Paris) 17 octobre 1967.

Utilisation de diodes à avalanche comme source de bruit à commande électronique

A. CHADELAS - E. CONSTANT - A. HAUDUCÉUR

Laboratoire Hyperfréquences et Semiconducteurs
Faculté des Sciences de Lille

Les sources de bruit (tubes à gaz) utilisées en hyperfréquence sont généralement volumineuses et nécessitent des tensions d'alimentation importantes. La puissance délivrée est, par ailleurs, constante et ne peut varier électroniquement ; pour éviter ces inconvénients, le Laboratoire Hyperfréquences et Semiconducteurs de la Faculté des Sciences de Lille emploie, depuis quelques années, des sources de bruit réalisées à partir de diodes à avalanche.

La puissance de bruit P_D délivrée par une diode

polarisée en avalanche est donnée [1, 2] par la relation : $P_D = kT_D B$.

Si $\omega \gg \omega_a$, la température de bruit est :

$$T_D = \frac{R_D \bar{i_n^2}}{kB} = K \frac{I}{\omega^4}$$

avec :

B bande passante du récepteur ;

R_D résistance dynamique de la jonction ;

$\overline{i_n^2}$ courant de bruit délivré dans le récepteur ;
 I courant continu dans la diode ;
 ω_a pulsation d'avalanche ;
 ω pulsation de travail.

P_D varie donc proportionnellement au courant appliqué et peut être commandé électroniquement. Un calcul simple montre que cette puissance est relativement importante ; la température de bruit correspondante peut atteindre 10^6 °K à 9 GHz.

En pratique, la diode est placée dans un guide d'onde standard parallèlement au champ électrique. Un piston d'accord compense la susceptance présentée par la diode. Les variations de T_D obtenues à 9 GHz en fonction de I sont représentées figure 1. Nous pouvons remarquer que T_D varie linéairement avec I .

La stabilité dans le temps de la puissance de bruit est bonne ; elle ne dépend que de la stabilité mécanique de la monture, à condition de limiter le courant traversant la diode. Des sources de bruit de ce type ont été réalisées en bande X et en bande Q (35 GHz). Il est possible d'envisager des réalisations aux fréquences supérieures ; la tension d'avalanche U_a de

la diode utilisée doit alors être plus faible $f_a = K' \frac{I}{U_a}$

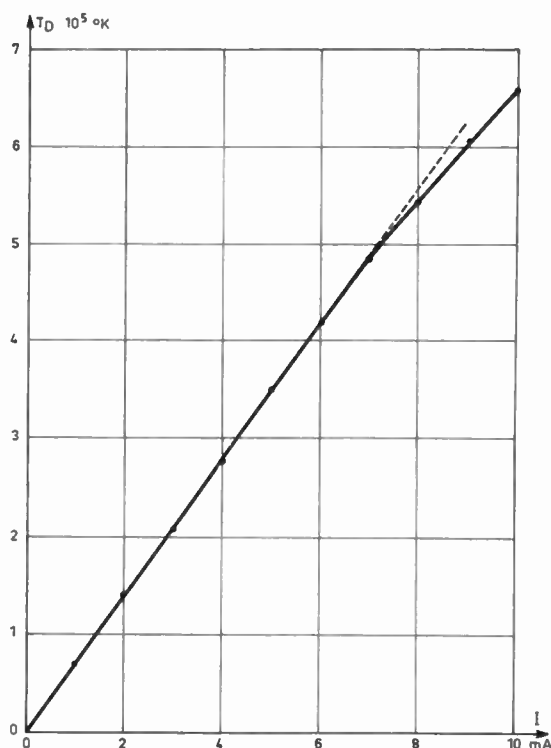


FIG. 1. — $T_D = f(I)$ à 9 GHz

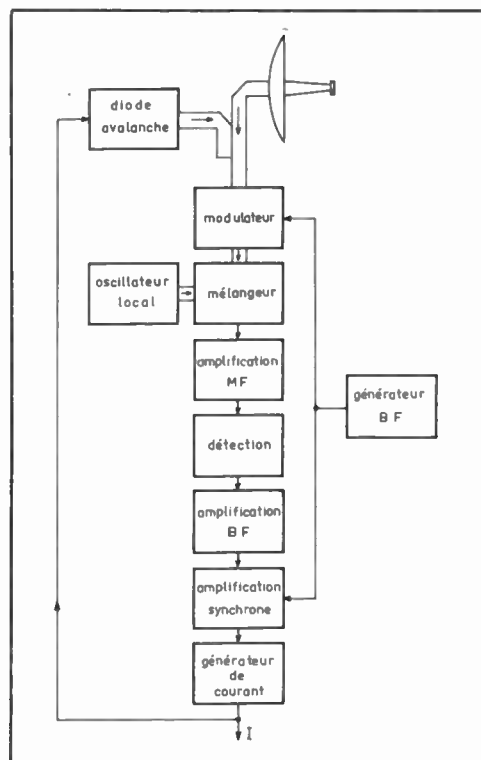


FIG. 2. — Schéma synoptique d'un radiomètre automatique.

et la fréquence de coupure $f_c = 1/2\pi R_s C$ plus grande (supérieure à 200 GHz). (R_s : résistance série de la diode, C : capacité de la jonction).

Les sources de bruit à diode ATT permettent la réalisation d'appareils de mesures automatiques de facteur de bruit et de radiométrie. Nous donnons à titre d'exemple le schéma synoptique (fig. 2) d'un radiomètre bande X réalisé au laboratoire [3, 4]. La puissance de bruit délivrée par la diode est asservie à celle captée par l'antenne ; une relation simple relie le courant traversant la diode à la température de bruit T_A de l'antenne. T_A peut ainsi être affiché directement. Cet appareil est adapté à l'étude du bruit atmosphérique ($T < 300$ °K).

Bibliographie

- [1] CONSTANT E., GABILLARD R., HAUDUCÉUR A., CHADELAS A. — *C.R. Acad. Sc.* 262, pp. 16-18 (janvier 1966).
- [2] SEMICHON A., CONSTANT E. — *L'Onde Électrique* juillet-août 1968, pp. 703-721.
- [3] CHADELAS A. — Mémoire C.N.A.M., février 1968.
- [4] HAUDUCÉUR A. — Thèse 3^e cycle, mai 1966.

Sur le bruit de modulation des oscillateurs ATT et GUNN

B. KRAMER - E. CONSTANT - B. BOITTIAUX

Laboratoire Semiconducteurs et Hyperfréquences,
Faculté des Sciences de Lille

Nous donnons dans cette note les premiers résultats d'une étude expérimentale et théorique comparative du bruit de modulation des oscillateurs ATT et Gunn dans le domaine des hyperfréquences. Rappelons que le spectre de bruit d'un oscillateur résulte de la superposition du bruit de fond correspondant au bruit normalement créé dans un amplificateur linéaire, du bruit de modulation d'amplitude et du bruit de modulation de fréquence dont le spectre est plus étroit et plus intense. Nous désignerons par N_f , N_{AM} , N_{FM} les puissances de bruit dues respectivement au bruit de fond, de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence reçues dans une bande passante de 1 Hz centrée sur une fréquence $f_1 = f_0 + f_m$

(où f_0 est la fréquence de l'oscillateur en essai). N_f , N_{AM} , N_{FM} sont des fonctions rapidement variables de f_m . Pour les mesurer, on peut, par exemple, utiliser la méthode de détection superhétérodyne classique en hyperfréquences (fig. 1).

La détection est à bande étroite (400 kHz) centrée sur la fréquence $f_1 = f_0 + f_m$ que l'on peut faire varier largement en modifiant la fréquence de l'oscillateur local. Le domaine de variation de f_m est compris entre 5 et 200 MHz (la limite inférieure étant imposée par la bande passante du filtre de réjection).

On mesure ainsi facilement la puissance de bruit totale N_T reçue par hertz de bande passante du récepteur en fonction de $f_m = f_1 - f_0$. En première approximation, on a : $N_T \approx N_{AM} + N_{FM}$. Cette relation est valable à condition de négliger la réception image du mélangeur et N_f par rapport à $N_{AM} + N_{FM}$ dans la gamme de fréquence étudiée.

Pratiquement nous caractériserons le bruit de l'oscillateur par le rapport :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{\text{puissance de bruit par hertz de bande}}{\text{puissance de la porteuse}}$$

La figure 2 montre les courbes expérimentales N_T/P en dB/Hz en fonction de f_m , obtenues pour les différents oscillateurs étudiés.

La fréquence de l'oscillateur en essai est toujours réglée à la même valeur (9 GHz), la puissance est voisine de 5 mW et la même structure hyperfréquence est utilisée pour les diodes ATT et les échantillons Gunn.

On peut tenter d'expliquer quantitativement les résultats obtenus pour les diodes ATT à partir de la théorie développée en régime linéaire [1, 2] donnant la valeur de la densité spectrale du courant de bruit hyperfréquence $\sqrt{i^2}$ engendré dans la diode en avalanche. On obtient alors [3, 4] :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R\bar{i}^2/2P}{s^2 + 4Q^2\left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2} + \frac{R\bar{i}^2/2P}{4Q^2\left(\frac{f_m}{f_0}\right)^2 + \left(\frac{R\bar{i}^2\omega_0}{8PQ}\right)^2}$$

avec :

$Q \neq 100$ coefficient de qualité du circuit total ;

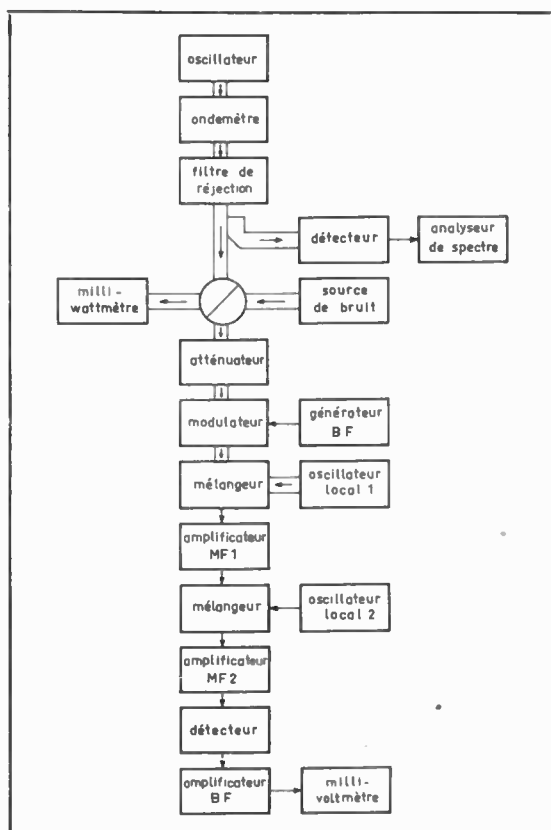


FIG. 1. — Schéma synoptique du banc de mesure

$s \neq 2$ facteur de saturation de non-linéarité [5]
de la diode ATT ;

$R = 200 \, \Omega$ impédance de charge.

Pour des fréquences $f_m \geq 90$ MHz, le bruit FM
et le bruit AM deviennent du même ordre de grandeur.

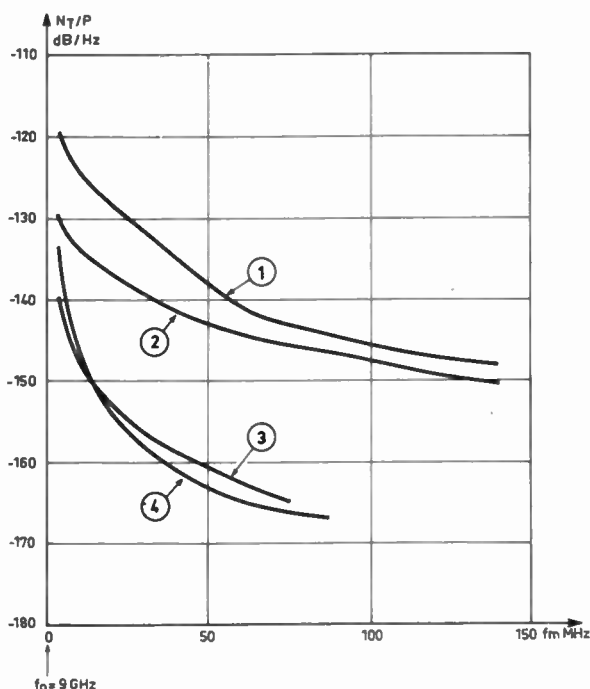


FIG. 2. — Courbe du bruit de modulation pour :
1) diode ATT n° 1, 3) échantillon Gunn n° 3,
2) diode ATT n° 2, 4) klystron 2 K 25.

On peut alors écrire :

$$\frac{N_T}{P} = \frac{R \overline{i^2} / P}{4 Q^2 \left(\frac{f_m}{f_0} \right)^2} .$$

Nous avons comparé, tableau I, les valeurs expé-
rimentales observées aux valeurs théoriques calculées
à partir des deux relations précédentes. Le calcul

de $\overline{i^2}$ a été effectué en prenant les valeurs suivantes :

$I = 30$ mA courant continu dans la diode ;

$\theta \neq \pi/2$ angle de transit de la zone de déplétion.

$\tau_t = 6,25 = \frac{\text{temps de transit de la zone de déplétion}}{\text{temps moyen entre collisions ionisantes}}$

$m = 6$ exposant d'ionisation ($\alpha \sim E^m$) ;

$U_a = 20$ V tension aux bornes de la zone
avalanche ;

$C = 0,25$ pF capacité de la zone de déplétion ;

$f_a = 5,5$ GHz fréquence avalanche ;

$f_0 = 9$ GHz fréquence de l'oscillateur ;

$P = 4$ mW puissance de l'oscillateur.

On constate que pour $f_m > 1$ MHz, l'accord
obtenu est satisfaisant. Aux fréquences plus faibles,
le bruit observé est plus élevé que le bruit théorique.
Cette différence pourrait vraisemblablement être
interprétée en tenant compte de la modulation due
au bruit basse et moyenne fréquences engendré dans
la diode.

Remarquons que les valeurs expérimentales et
calculées du bruit d'un oscillateur ATT ne doivent
pas être interprétées comme des valeurs limites. Il
est possible de diminuer le rapport N_T/P dans de
larges proportions en augmentant le coefficient de
qualité de la monture et la puissance de l'oscillateur.
On peut ainsi espérer obtenir avec un oscillateur ATT
des performances de bruit comparables à celles des
oscillateurs Gunn.

Bibliographie

- [1] CONSTANT E. — *Onde Electrique*, juillet-août 1968, cf. p. 703.
- [2] KRAMER B. — Thèse Ingénieur Docteur électronique, Lille,
à paraître.
- [3] EDSON W.A. — *Proc. IRE*, 48, n° 8, pp. 1454-1466, (1960).
- [4] JOSEPHANS J. — *P.I.E.E.* 54, n° 10, pp. 1478-1479, (1966).
- [5] HINES M.E. — I.S.S.C.C. Conf., n° 7, pp. 82-83, fév. (1966).

TABEAU I

	Δf^*	$\frac{N_T}{P} \frac{\text{dB}^*}{\text{Hz}}$	$\frac{N_T}{P} \frac{\text{dB}^*}{\text{Hz}}$	$\frac{N_T}{P} \frac{\text{dB}}{\text{Hz}}$	$\frac{N_T}{P} \frac{\text{dB}}{\text{Hz}}$
	à 3 dB	$f_m = 10 \text{ kHz}$	$f_m = 100 \text{ kHz}$	$f_m = 10 \text{ MHz}$	$f_m = 50 \text{ MHz}$
Diode au silicium n° 1	~2 kHz	~ -55	~ -88	-124	-138
Théorique	175 Hz	-66	-86	-126	-137
Diode au silicium n° 2	~2 kHz	~ -54	~ -88	-134	-143

* Mesures à l'analyseur du spectre HP.

Influence de la température sur la puissance délivrée par un oscillateur A.T.T.

E. ALLAMANDO - E. CONSTANT - M. LEFEBVRE
*Laboratoire Semiconducteurs et Hyperfréquences
Faculté des Sciences de Lille*

Les performances d'un oscillateur ATT dépendent sensiblement des propriétés thermiques de la structure semiconductrice. Le refroidissement de la jonction permet souvent d'obtenir des puissances deux à trois fois plus élevées. Nous présentons ici les premiers résultats d'une étude expérimentale et théorique de l'influence de la température sur la puissance délivrée par un oscillateur à diode avalanche.

1. Etude expérimentale

La diode est montée dans une structure hyperfréquence bande X, accordable (fig. 1). La température T_B du boîtier contenant le semiconducteur peut varier dans de larges proportions (180 °K à 400 °K). La température de la jonction T_j se déduit de la relation :

$$T_j = T_B + R_{th} V_0 I_0$$

Dans cette expression, R_{th} représente la résistance thermique jonction-milieu extérieur déterminée expérimentalement [1], V_0 et I_0 sont les tension et courant continus appliqués à la diode.

On mesure, à courant I_0 constant, la variation de la puissance hyperfréquence délivrée par la diode en fonction de la température. La figure 2 nous donne un exemple de cette variation.

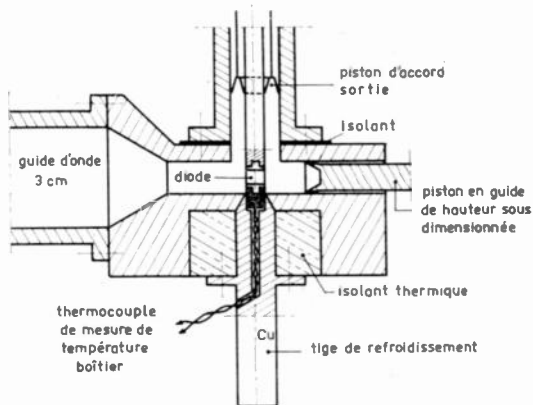


FIG. 1. — Monture d'étude des propriétés hyperfréquences des oscillateurs A.T.T. en fonction de la température.

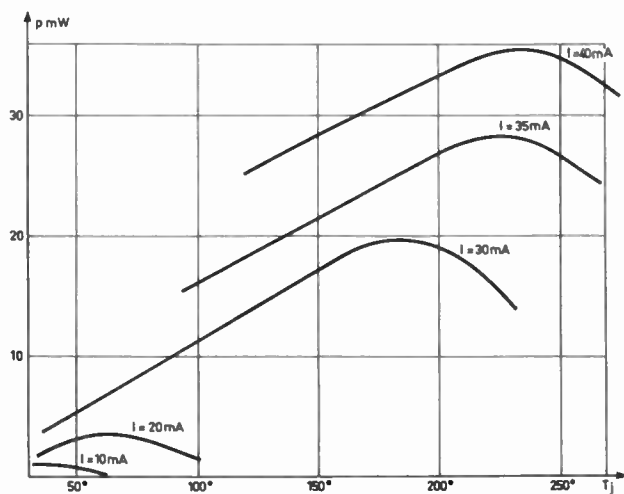


FIG. 2. — (Voir légende sur la figure 3)

On peut remarquer que la puissance passe par un maximum pour une température dont la valeur augmente avec le courant I_0 . La température optimale de fonctionnement se situe entre une trentaine de degrés et environ 250 °C selon la valeur du courant I_0 .

2. Essai d'interprétation

On peut montrer [2, 3] que la puissance hyperfréquence maximale P_u émise par la diode s'exprime par :

$$P_u = A \cdot I_0^2 \left(1 - \frac{\delta}{W}\right)^2 \left(\frac{1 - \cos \theta}{\theta}\right)^2 F\left(\frac{I_0}{I_{st}}\right) \quad (1)$$

soit

$$\text{si } \theta < 1,5 \quad P_u \sim \frac{1}{v^2} \quad (2)$$

Dans ces deux relations, les notations adoptées sont les suivantes :

W longueur de la zone désertée ;

δ longueur en avalanche ;

θ angle de transit = $\frac{\omega(W - \delta)}{v}$

$F\left(\frac{I_0}{I_{st}}\right)$ fonction du courant de départ I_{st} (Cette fonction tend rapidement vers 1) ;
 A et K sont des constantes ;
 v vitesse limite des porteurs en champ fort dans le semiconducteur.

Un calcul plus complet [4] permet de tenir compte du courant de saturation I_s . On a alors :

$$P_u \approx \frac{1}{v^2} \left(1 - K \frac{I_s}{I_0} \right)^2. \quad (3)$$

Il est possible, à l'aide de cette dernière équation, d'expliquer les variations expérimentales observées figures 2 et 3. On peut distinguer deux cas :

— aux températures relativement faibles, l'influence du courant de saturation I_s est négligeable. A température croissante, la vitesse limite des porteurs v diminue [4, 5] et la puissance émise augmente proportionnellement à $1/v^2$;

— aux températures élevées, le courant de saturation I_s n'est plus négligeable et augmente rapidement avec la température. La formule (3) indique que la puissance va décroître et que cet effet sera d'autant plus important que I_0 sera faible.

Pour des températures intermédiaires, les deux effets sont concurrents et la puissance P_u passe par un maximum correspondant à des températures d'autant plus importantes que I_0 est élevé.

Cette interprétation est très sommaire car elle ne tient pas compte des variations du courant de départ I_{st} avec la température ainsi que des variations de δ dues à une variation du taux d'ionisation.

Cette étude montre l'influence importante de la température sur la puissance délivrée par les oscillateurs ATT. Nous comptons, dans une publication ultérieure, préciser et interpréter de façon plus quantitative les effets observés.

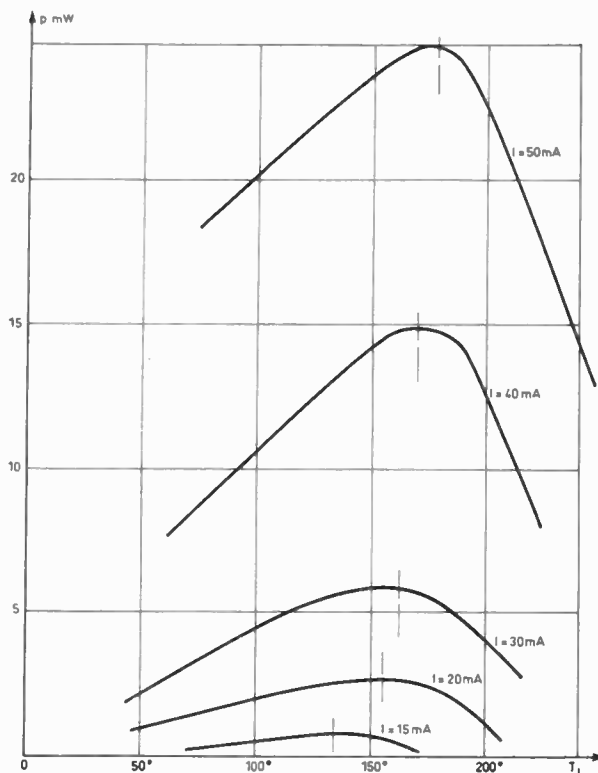


FIG. 3. — Variation de la puissance délivrée par un oscillateur A.T.T., alimenté à courant constant, en fonction de la température de la jonction pour deux diodes de structures sensiblement différentes (fig. 2, pour $I = 60$ mA, $t = 250^\circ$, on obtient 110 mW).

Bibliographie

- [1] PAUQUET J. — Mémoire C.N.A.M., Lille 1968 (à paraître)
- [2] CONSTANT E. — *L'Onde Électrique*, juillet-août 1968, pp. 703.
- [3] TAGER A.S. — Sov. Phys. Uspekhi 9, p. 892.
- [4] ALLAMANDO E. — Thèse 3^e cycle, Lille 1968 (à paraître).
- [5] CONSTANT E., LEFEBVRE M., ALLAMANDO E. — C.R. Acad. Sc. 1968 (à paraître).

Compte rendu

du 31^e Salon international des Composants électroniques

Paris 1^{er} au 6 avril 1968

2^e Partie — Composants

L'Onde Electrique du mois de juin 1968 a publié pp. 609 à 619 la partie du compte rendu du Salon se rapportant aux appareils de mesure. Etablie par les membres de la Commission interministérielle pour les Appareils de Mesure électriques et électroniques, cette partie du compte rendu a cherché la concision en se limitant strictement aux nouveautés, classées par grandes familles d'appareils, suivant la méthode adoptée depuis l'an passé.

Dans le présent numéro, nous faisons figurer la partie Composants proprement dits : résistances, condensateurs, potentiomètres, commutateurs, interrupteurs, relais, transistors, ferrites, mémoires, fils et câbles, organes de raccordement et connecteurs, tubes images, sous-ensembles pour

TV, émetteurs et détecteurs d'infrarouge, lasers, matériels pour haute fréquence, matériaux pour l'électronique.

Les auteurs de cette partie du compte rendu, pour la plupart membres de la Commission interministérielle Recherches appliquées et Développement, ont tenu à marquer spécialement l'effort fait par l'industrie française au cours de l'année écoulée pour la recherche et l'industrialisation de dispositifs compétitifs sur le plan international. Il en résulte un développement de certains chapitres qui nous a conduits à ne présenter que dans le n° de septembre 1968 la microélectronique et le matériel mis au point pour sa fabrication.

RÉSISTANCES

● SOVCOR estime pouvoir annoncer un taux de défaillance $\lambda = 10^{-8}/h$ pour les résistances CO7H3 de sa fabrication, modèle CCT : RC21. Les caractéristiques de cette résistance sont : 0,25 W — valeurs de 10 Ω à 300 k Ω — tolérances 2 à 5 %. Ce taux de défaillance a été déterminé après 10 000 heures d'essais d'endurance sur 3 000 pièces, le critère de défaillance $\Delta R/R < 3\%$ dans les conditions normales d'utilisation et avec un niveau de confiance de 60 %. Les résultats des essais accumulés sur 140 millions d'unités-heures ont confirmé cette estimation.

SOVCOR a essayé d'établir une corrélation entre la dérive des valeurs ohmiques des résistances et le taux d'harmonique 3 inhérent à la non-linéarité des résistances en courant alternatif basse fréquence. Ces essais ont conduit à la mise au point d'une méthode de contrôle automatique, en chaîne, des résistances CO7H3.

SOVCOR présente, d'autre part, en nouveauté, une résistance 1/8 W à couche d'oxyde métallique, tolérance $\pm 1\%$.

● L.C.C.-C.I.C.E. a obtenu de nouvelles homologations C.C.T. :

— Pour des résistances à couches de carbone RBX012 — 1/8 W à 70 °C — valeurs de 10 Ω à 100 k Ω (modèle



Résistance CO7H3 de SOVCOR

RC6 du C.C.T.) — K compris entre 100 et 700.10⁻⁶/°C. Ces résistances sont isolées, leurs dimensions sont l = 4,5 et Ø = 1,5 mm.

— Pour des résistances RMY 112 à couche métallique — 1/8 W à 70 °C — K compris entre ±50.10⁻⁶/°C — valeurs comprises entre 30,1 Ω et 51,1 kΩ — Tolérances ±1 % (modèle RS 58 CCT). Ces résistances sont isolées, leurs dimensions sont l = 6,4 et Ø = 2,8 mm.

— Pour des résistances RMY 150, à couche métallique — 1/2 W à 70 °C — valeurs comprises entre 30 Ω et 249 kΩ. Tolérances ±1 % — K compris entre ±50.10⁻⁶/°C (modèle RS 68 CCT). Résistances isolées — Dimensions l = 15 et Ø = 5 mm.

En ce qui concerne les résistances à couche de carbone RBX 003, fabriquées depuis plusieurs années par L.C.C., cette Société annonce une durée de vie de 30 ans à la puissance nominale (1/2 W), à la température de 35 °C, avec un niveau de confiance de 90 %, le critère de défaut paramétrique étant la dérive en valeur ohmique ΔR/R est au plus égal à 10 %.

● RESISTA, résistances importées d'Allemagne par L.C.C., présente les nouveautés ci-après :

— Des résistances à couche métallique 1/4 W — type MK2 — de 100 Ω à 100 kΩ, K compris entre ±100 ou ±50.10⁻⁶/°C. Dimensions : l = 6,5 Ø = 2,5 mm.

— Des résistances à couche de carbone haute tension, à sorties radiales, type SG45 — puissance 1 W — tension de service 10 kV — Valeurs de 1 000 Ω à 100 MΩ. K compris entre — 300.10⁻⁶/°C et — 2 000.10⁻⁶/°C.

● SERNICE. Résistances à couche métallique moulées, type RCMS : 1/8 W de 4,7 Ω à 100 kΩ (l = 6,5 ; Ø = 2,5 mm). 1/4 W de 1 Ω à 220 kΩ (l = 10,2 ; Ø = 3,65 mm). 1/2 W de 1 Ω à 1 MΩ (l = 16,6 ; Ø = 6,4 mm) K compris entre ± 50.10⁻⁶/°C. Tolérances 1 %. Prix très compétitifs.

● COGECO présente des résistances à couche métallique isolées complétant la gamme de ses résistances laquées. Ces résistances de type M.R. ont les caractéristiques suivantes : 1/8 W de 4,99 Ω à 100 kΩ. 1/4 W de 4,99 Ω à 301 kΩ. 1/2 W de 4,99 Ω à 681 kΩ. 3/4 W de 4,99 Ω à 1 MΩ. K de ±100, ±50, ±25.10⁻⁶/°C. Tolérances de ±1 %, ±0,5 %, ±0,25 %, ±0,1 %. Prix très compétitifs.

● PRECIOHM. Résistances bobinées de précision à sorties axiales ou radiales. Résistances bobinées de puissance de précision. Résistances photogravées radiales de précision 10⁻⁴. Coefficient de température jusqu'à 1.10⁻⁶/°C.

● ROSENTHAL-R.I.G. Résistances à couche métallique type SMA conformes à la norme MIL R10509E à des prix compétitifs.

● TESLA. Types TR 161, 1/8 W, TR 162, 1/4 W, TR 163, 1/2 W, TR 164, 1 W. K de ±150 à ±50.10⁻⁶/°C.

● VICTOREEN Résistances à couche d'oxyde métallique de précision. Tolérance ±0,5 %, utilisables en haute tension (jusqu'à 15 kV), en haute température (jusqu'à 220 °C), en haute fréquence (sans changement de valeur jusqu'à 50 MHz). Valeurs comprises entre 10 kΩ et 500 MΩ. Puissances dissipées de 1,5 W à 5 W. K de 200 à 500.10⁻⁶/°C.

● R.C.L. — Nouvelles résistances fusibles utilisées pour protéger les circuits. Valeurs de 0,1 Ω à 150 Ω. Tolérances ±1 % à ±5 %. Puissance 0,01 à 5 W. Fusion de 3 à 10 fois la puissance de service. Temps de fusion de 1 μs à 0,5 s. K compris entre ±30.10⁻⁶/°C.

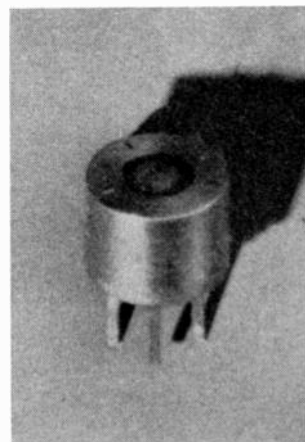
● L.T.T. — Silistances fusibles constituées par l'assemblage, dans un boîtier T05, d'une résistance au silicium et d'un fusible dont la vitesse de fusion est de 100 milli-secondes. La silistance, par son coefficient de température positif, permet de compenser les dérives en température d'un circuit et le fusible associé, de le protéger. Les valeurs nominales s'échelonnent entre 10 et 180 Ω.

POTENTIOMÈTRES

A) Potentiomètres miniatures, à réglage 1 tour, pour circuits imprimés

● OHMIC. Remarque les potentiomètres « Vermet » et spécialement le type VA05 sans boîtier, axe parallèle ou perpendiculaire au circuit imprimé. Puissance 0,5 W à 70 °C, valeurs de 22 Ω à 1 MΩ. Prix bas.

● SERNICE. Potentiomètres « Cermet » étanches, type P8. 1/2 W à 70 °C, nouveau modèle avec butées. Valeurs de 100 Ω à 100 kΩ, actuellement avec axe perpendiculaire au circuit imprimé. Modèle prévu avec axe parallèle au circuit.



Potentiomètre P8 - SERNICE

● DRALOWID. Potentiomètres « Cermet » étanches avec butées, type 67TP. 1/4 W à 70 °C. Valeurs de 50 Ω à 1 MΩ, axe perpendiculaire au circuit imprimé. Prix très compétitif.

● BECKMANN-HELIPOT fait ressortir dans ses notices les avantages du « CERMET » par rapport au carbone et au bobinage de fil résistant : résolution infinie, durée de vie très grande, meilleure tenue en température, meilleur comportement en fréquence, meilleure fiabilité, coefficient de température plus faible, meilleure stabilité sous les contraintes extérieures et enfin meilleur prix

● I.R.C. présente des potentiomètres miniatures bobinés ou à verre métal, de formes différentes : carrée et plate, cubique, cylindrique, etc.

● BOURNS annonce une nouvelle production, le type 3305 à axes parallèle ou perpendiculaire au circuit imprimé, dimensions : Ø = 7,9, h = 4,7 mm, bobiné, 0,5 W à 25 °C, boîtier plastique et le type 3365, version industrielle, dimensions : Ø = 12,7, h = 5,7 mm, valeurs de 10 Ω à 50 kΩ bobiné, 1 W à 25 °C.

B) Potentiomètres miniatures, à réglage multitour, pour circuits imprimés

● LEGPA fabrique en France des potentiomètres bobinés, de forme carrée à réglage 45 tours. Deux modèles 313.64 HS et 318.64 HS correspondent à des spécifications CCT (PL 30 et PL 31). Le modèle 312.64 est fabriqué sans butée ; le modèle 358.64 avec butées débrayables. Leurs dimensions sont : 12,7×12,7×4,95 mm, le premier est à sorties par fils, les autres versions sont à sorties par picots soudables, les vis de réglage sont parallèles au circuit imprimé. Les puissances dissipées à 50 °C sont de 1,5 W pour les deux premiers et 1 W pour les autres. Les valeurs s'échelonnent entre 10 Ω et 50 000 Ω. Le coefficient de température K est compris entre ±50.10⁻⁶/°C pour tous les modèles.

● VARIOHM. Trois nouveaux modèles de forme parallépipédique, bobinés, types BE 50 Ci et BE 50 Ci2 dont la vis de réglage est parallèle au circuit imprimé et type BE 50 FC dont la vis est perpendiculaire au circuit. Tous les modèles sont étanches, les valeurs s'échelonnent entre 10 Ω et 10 000 Ω. Puissance 1 W à 70 °C. Nombre de tours : 10.

Butées débrayables. Dimensions $11 \times 6,35 \times 4$ mm. Poids : 1 g.

● **PRÉCIS** présente en prototype un potentiomètre bobiné de forme allongée.

● **BECKMANN-HELIPOT** a un nouveau modèle « *Cermet* » hermétique, à usage industriel, type 77 PR, de forme allongée. Dimensions $19 \times 5 \times 9$ mm. Vis de réglage 15 tours, parallèle au circuit imprimé. Valeurs de 10Ω à $2 \text{ M}\Omega$. Puissance $0,75 \text{ W}$ à 25°C .

● **BOURNS**. Quatre nouveaux modèles carrés type 3290. Dimensions $9,5 \times 9,5 \times 3,7$ mm. Hermétiques. Bobinés. Valeurs de 10Ω à $50 \text{ k}\Omega$. Puissance 1 W à 70°C . Ils diffèrent entre eux par les sorties (fils ou picots) et par la position de la vis de réglage.

— Quatre nouveaux modèles de forme allongée dont deux subminiatures, types 3005 et 3007 (19 mm) bobinés, ont des valeurs de 10Ω à $20 \text{ k}\Omega$, l'un est hermétique. Leur puissance est de 1 W à 40°C et le réglage s'effectue par 20 tours de vis. Deux autres sont de dimensions plus grandes (25 mm) 3065 bobiné et 3056 carbone. Le premier fait $0,5 \text{ W}$ à 25°C , valeurs de 50Ω à $20 \text{ k}\Omega$, le deuxième $0,2 \text{ W}$ à 25°C , valeurs de $20 \text{ k}\Omega$ à $1 \text{ M}\Omega$. Ces potentiomètres ont un réglage stable grâce à l'autoverrouillage de la vis de réglage.

● **MORGANITE** présente deux nouveaux potentiomètres « *CERMET* » étanches de forme allongée (19 mm) types 84 et 86 qui ne diffèrent que par l'écartement des picots (2,54 et 5,08 mm). Leur puissance est de $0,75 \text{ W}$ à 25°C , valeurs de 10Ω à $2 \text{ M}\Omega$. Réglage 15 tours. Butées débrayables.

● **ROSENTHAL-R.I.G.** a un nouveau potentiomètre de forme allongée (19 mm) type T 104, bobiné, valeurs de 10Ω à $20 \text{ k}\Omega$. Puissance $0,5 \text{ W}$ à 70°C .

● **DALE**. Parmi les nombreux modèles exposés, trois nouveaux peuvent être cités : série 2.300, longueur 25 mm, bobiné, $1/2 \text{ W}$, valeurs de 10Ω à $50 \text{ k}\Omega$, 15 tours de réglage ; série 8300, longueur 25 mm, film plastique, $3/4 \text{ W}$, valeurs de 10Ω à $2 \text{ M}\Omega$, 15 tours, modèles étanches et non étanches ; série 5800 : modèles carrés étanches, $9,5 \times 9,5 \times 3,7$, bobinés, 1 W à 70°C , $K = 50.10^{-6}/^\circ\text{C}$. Valeurs de 10Ω à $50 \text{ k}\Omega$. Sorties par fils ou par picots, différentes positions de la vis de réglage, 25 tours.

● **I.R.C.** a un nouveau potentiomètre bobiné supportant les conditions d'environnement les plus sévères, de forme carrée $9,5 \times 9,5 \times 5$ mm, type 700, 1 W à 70°C , valeurs de 10Ω à $50 \text{ k}\Omega$. $K = \pm 50.10^{-6}/^\circ\text{C}$.

● **SPECTROL** présente un choix très important de modèles de potentiomètres miniatures cylindriques 1 tour, carrés et longs ; multitours dont deux modèles sont homologués CCT, type 44-2-1 (PL 11), bobiné, étanche et type 74-2-1 bobiné, non étanche. Il existe des modèles économiques, d'autres à piste CERMET, des étanches, des subminiatures et à fortes dissipations.

C) Potentiomètres de précision

● **SEMP**. Parmi une gamme importante de potentiomètres de haute précision et d'asservissement, il faut noter un potentiomètre multitour à fil, de résolution infinie, type 45 RIF. $\varnothing = 27$ mm ; $l = 39,5$ mm de 2 à 10 tours et $l = 66$ mm de 11 à 40 tours. Résistance nominale de 50Ω à 100Ω par tour, linéarité indépendante $\pm 0,05 \%$.

● **PRÉCIS**. Nouveaux potentiomètres à piste plastique et à rotation continue, série 4P, linéarités de $0,1 \%$ à 1% , dissipations de $0,5 \text{ W}$ à 4 W , valeurs ohmiques de 1000Ω à $220 \text{ k}\Omega$.

● **ULTRAPOT** a deux potentiomètres de précision 10 tours. Type 1910 ($\varnothing = 19$ mm). Valeurs ohmiques de $2,2$ à 100000Ω . Puissance : 2 W à 70°C . Type 1210 ($\varnothing = 12$ mm). Valeurs ohmiques de 47Ω à 47000Ω . Puissance 1 W à 70°C . Pour ces deux types : linéarités de $\pm 0,1 \%$ à $\pm 0,5 \%$.

● **M.C.B.** présente en prototype un potentiomètre 10 tours à piste plastique conductrice $\varnothing = 12$ mm ; livrable en série, fin 1968.

Un potentiomètre original était également présenté, le type HM 27 ; il comporte deux potentiomètres, montés dans le même boîtier. L'ensemble permet un réglage grossier en tournant dans un sens et un réglage fin, dans l'autre.

● **VARIOHM**. Après avoir obtenu l'homologation CCT pour le potentiomètre bobiné de précision Precipot 53, à rotation continue, cette Société annonce la sortie de 9 nouveaux modèles des tailles 5 à 30.

● **DUNCAN**. Potentiomètre « *Resolon* » à plastique conducteur à rotation continue. Linéarité jusqu'à $0,05 \%$. Coefficient de température : $-300.10^{-6}/^\circ\text{C}$. Un potentiomètre 10 tours « *Pixiepot* », type 3250 destiné à l'électronique industrielle est également présenté. Valeurs de 100Ω à $100 \text{ k}\Omega$. Puissance à 20°C , 2 W , linéarité $\pm 0,25 \%$, $\varnothing = 22$ mm, $l = 19$ mm.

● **I.T.T.** présente une nouvelle gamme de potentiomètres de précision à couple moyen pour servo-mécanisme ; modèles étanche et non étanche, puissances de $1,5 \text{ W}$ à $4,5 \text{ W}$.

D) Potentiomètres haute tension

● **VICTOREEN** présente des potentiomètres 5 kV , 3 W et 10 kV 5 W , en boîtiers céramique, type RX17-5 pour les premiers de 1 à $5000 \text{ M}\Omega$ et type RX 17-10 pour les deuxièmes de 1 à $5000 \text{ M}\Omega$ également.

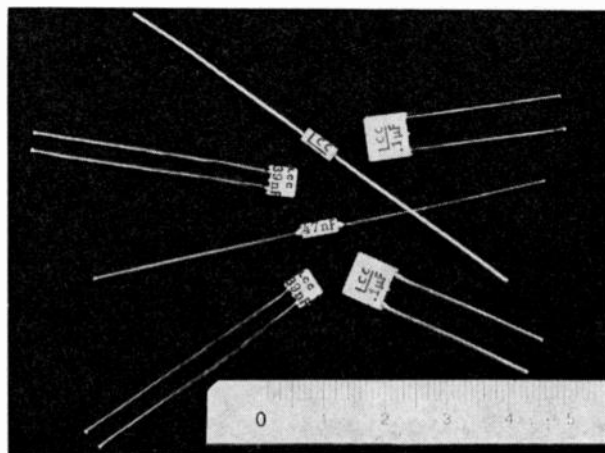
E) Bouton compte-tour

● **SAFARE**. Cette Société fabrique en France un bouton compte-tour miniature qui est distribué par MCB-SEIMO-ATOMS (Nice). Ses dimensions sont : $\varnothing = 20,8$, $h = 23$ mm pour axe de 6 mm et $h = 20$ mm pour axe de 3 mm.

CONDENSATEURS

A) Condensateurs à diélectrique céramique

● **L.C.C.-C.I.C.E.** annonce la création d'un nouveau condensateur céramique qui vient augmenter la famille des condensateurs « *Cerfeuil* ». Le « *Cerfeuil 2000* » est un condensateur monolithique, multicouche, dont l'isolement vers l'extérieur est assuré par le diélectrique lui-même. Deux modèles sont présentés, l'un à connexions parallèles :



Condensateurs céramique « autoprotégés » LCC-CICE

deux formats plats 5×5 mm et 8×8 mm, l'autre à connexions axiales, un seul format : $l = 6,5$ mm ; $h = 2,5$; $e = 2,5$ mm. Les valeurs s'échelonnent de 10 pF à 56000 pF et les tensions de 100 volts à 25 volts.

● **LA RADIOTECHNIQUE-COMPELEC** montre une nouvelle gamme de trois modèles de condensateurs « céramique » en plaquettes miniatures de dimensions semblables ($5 \times 5 \times 2$ mm) et pour des tensions continues de 40 à 60 V :

Modèle C 331 type II, gamme de 1000 à 22000 pF pour découplages.

Modèle C 332 type IIA, gamme de 180 pF à 2700 pF , tolérances serrées pour liaison.

Modèle C 333 type I. Quatre coefficients de température $+100$, 0 , -150 , $-750.10^{-6}/^\circ\text{C}$, gamme de 1 à 220 pF , tolérance $\pm 20 \%$ pour circuits d'accord avec correction de température.

● **VITRAMON-EUROPE** a trois nouvelles séries :

Une série de condensateurs « céramique » monolithiques en boîtier CK 06 ($7,37 \times 7,37 \times 2,3$ mm), type VC 33, valeurs de $0,12 \mu\text{F}$ à $1 \mu\text{F}$, tension 25 V. Variation de capacité de $\pm 15\%$ entre -55°C et $+125^\circ\text{C}$.

Pour circuits hybrides, une série de chips type VJ ($2,16 \times 1,4 \times 1,1$ mm) de valeurs de 100 pF à $10\,000 \text{ pF}$, tension 50 V. Deux modèles à variation de capacité différente en fonction de la température, soit : $\pm 10\%$ ou $\pm 15\%$ de -55°C à $+125^\circ\text{C}$.

Une autre série de chips, type K 6059 X de $1\,200 \text{ pF}$ à $10\,000 \text{ pF}$. Tension 100 V jusqu'à $10\,000 \text{ pF}$ et 50 V jusqu'à $100\,000 \text{ pF}$.

● **LEMCO-TRANSITRON**. Condensateurs Chips pour circuits hybrides, type CM. Tensions de service 20, 50 et 100 V. Deux modèles : NP₀ (coefficient de température $0 \pm 30,10^{-6}/^\circ\text{C}$). Valeurs de 5 pF à $50\,000 \text{ pF}$ en cinq dimensions différentes et K 2000 (grandes valeurs) de 300 pF à $3,3 \mu\text{F}$ en cinq dimensions également.

B) Condensateurs électrolytiques

Condensateurs électrolytiques au tantale.

● **PRÉCIS**. Cette Société annonce la sortie prochaine de condensateurs au tantale à électrolyte liquide qui compléteront la gamme des condensateurs au tantale sec dont certains modèles ont obtenu l'homologation CCT.

● **FIRADEC**. Cette Société présente des nouveaux condensateurs moulés. Deux séries : la première, condensateurs polarisés, type SBM 6 formats, de $0,047 \mu\text{F}$ (20 V) à $150 \mu\text{F}$ (6 V) ; la deuxième, condensateurs non polarisés, 4 formats, type NSBM de $0,1 \mu\text{F}$ (35 V) à $22 \mu\text{F}$ (6 V). Catégorie climatique : -55°C à $+85^\circ\text{C}$ avec coefficient de derating de 0,66 sur la tension à 125°C . Sorties axiales ou sorties radiales. Tolérances $\pm 20\%$.

● **L.C.C.-C.I.C.E.** Condensateurs à électrolyte solide chip pour circuits hybrides. Dimensions : $2 \times 4,4$ mm pour $1 \mu\text{F}$ et 7×9 mm pour $33 \mu\text{F}$.

● **AIR-TRONIC** présente des condensateurs CM pour circuits hybrides (pavés) et des condensateurs NM de $0,047 \mu\text{F}$ (20 V) à $0,47 \mu\text{F}$ (2 V).

● **PLESSEY-T.C.C.** a une nouvelle série de condensateurs au tantale sec type T, à sorties radiales, en boîtiers plastiques ; valeurs de $0,33$ à $6,8 \mu\text{F}$, tensions de 6 V à 50 V suivant les valeurs, boîtier h = 9, l = 5,8, e = 2,7 mm. Impédance 10Ω max. à 100 kHz, températures de service de -55°C à $+85^\circ\text{C}$, courant de fuite $< 1 \mu\text{A}$ à 20°C .

Condensateurs électrolytiques à l'aluminium.

● **SIC-SAFCO**. Nouveaux types « RELSIC » de faibles résistances série et de faibles inductances, ont une capacité spécifique élevée : de 1 650 à 3 800 μC par cm^3 . Boîtier cylindrique isolé, sorties axiales, gamme de capacité de $15 \mu\text{F}$ à $10\,000 \mu\text{F}$. Tensions de 6,3 V à 350 V.

— « Promisic 0-16 » : Différents des « Promisic 0-15 » principalement par la gamme de température plus grande de -50°C à $+125^\circ\text{C}$, mais les gammes des valeurs et des tensions sont moins étendues, les tensions de pointe sont plus faibles.

Les deux types C0 15 et C0 16 ont obtenu l'homologation CCT au début 1968. Valeurs de 1 à $1\,500 \mu\text{F}$, tensions de 4 à 160 V pour le C0 15. Valeurs de 3,3 à $1\,000 \mu\text{F}$. Tensions de 6,3 à 1 000 V pour le C0 16.

— « Felsic 018 et 019 » : Ces condensateurs en boîtiers cylindriques avec sorties par bornes ont une capacité spécifique de 690 à 2 240 μC par cm^3 . Gamme de capacité de $68 \mu\text{F}$ à $150\,000 \mu\text{F}$. Tensions de 6,3 V à 500 V. Le modèle 018 a une gamme de températures de -25°C à $+85^\circ\text{C}$, le modèle 019 de -40°C à $+85^\circ\text{C}$.

● **MICRO**. Nouveautés : Condensateurs type TC 85 en boîtiers cylindriques isolés, sorties axiales, gamme de températures -25°C à $+85^\circ\text{C}$ (sur demande -40°C à $+85^\circ\text{C}$). Gamme des valeurs de 47 à $15\,000 \mu\text{F}$. Tensions de 10/12 V à 160/180 V.

— Condensateurs PCT 016. Température de -55°C à $+125^\circ\text{C}$. Gamme de 3,3 à $1\,000 \mu\text{F}$. Tensions de 6,3/8 V à 160/180 V.

● **SECO-NOVEA** annonce, en dernière nouveauté, des condensateurs dont les gammes de températures sont : -65°C à $+85^\circ\text{C}$ et $+125^\circ\text{C}$. Valeurs de 1 à $150\,000 \mu\text{F}$.

● **PRÉCIS**. Cette Société a entrepris la fabrication de condensateurs électrolytiques aluminium, type AL 67, en 6 modèles de boîtiers cylindriques isolés, sorties axiales. Les valeurs s'échelonnent entre 1 et $1\,000 \mu\text{F}$, les tensions entre 6,3 V et 100 V, les températures de -40°C à $+85^\circ\text{C}$. Le type AL 68, boîtiers cylindriques isolés, sorties par 2 bornes, 5 boîtiers. Valeurs de $680 \mu\text{F}$ à $68\,000 \mu\text{F}$, tensions de 6,3 à 100 V. Températures de -25°C à $+85^\circ\text{C}$ ou -40°C à $+85^\circ\text{C}$.

● **FRAKO**. Le nouveau type EL comprend des condensateurs avec sorties par pattes à souder suivant DIN.41.318, avec des valeurs de capacité jusqu'à $15\,000 \mu\text{F}$ et 100 V. La série type ES contient des condensateurs simples et doubles de 16 à $100 \mu\text{F}$ pour 350 V et 450 V, fixation par pattes. Le type 1735 jusqu'à $25\,000 \mu\text{F}$ et 100 V peut être livré avec fixation par vis. Tous ces modèles peuvent être fournis pour un service continu de 1 000 heures à $+85^\circ\text{C}$.

C) Condensateurs mica

● **RICHARD-JAHRE** annonce en nouveauté : Un condensateur miniature à sorties parallèles, modèle 48-05, gamme de capacités de $4,7 \text{ pF}$ à 330 pF , tension nominale 63 V, températures de -55°C à $+125^\circ\text{C}$ et un condensateur « Chip » pour circuits hybrides. Dimensions : $3 \times 4 \times 0,5$ mm pour 20 pF .

D) Condensateurs film métallisé

● **L.C.C.-C.I.C.E.** a obtenu l'homologation pour un condensateur type KRD. C'est un modèle à film polycarbonate métallisé en boîtier moulé à sorties parallèles. Tension 63 V, valeurs de $0,033 \mu\text{F}$ à $10 \mu\text{F}$. Tolérance $\pm 20\%$, $\pm 10\%$ et $\pm 5\%$. Cette homologation a été obtenue pour une tenue en chaleur humide de 21 jours. Il est prévu une extension d'homologation à 56 jours, ce qui permettra d'être assuré de la bonne stabilité du polycarbonate.

● **COGECO** présente un nouveau condensateur au polyester métallisé, type C 344, présentation sous boîtier plastique obturé à l'araldite, sorties parallèles. Capacité 10 nF à $2,2 \mu\text{F}$. Tension de service 250 V. Températures de service de -40°C à $+85^\circ\text{C}$.

Une nouvelle gamme de condensateurs pour courant de fréquence industrielle, type PRA au papier imprégné de dyrhényl chloré, à pouvoir inductif élevé. Capacité de 0,3 à $25 \mu\text{F}$. Tensions de 250 V à 600 V eff. Températures de service : -20°C à $+80^\circ\text{C}$, boîtiers en 9 hauteurs associées à 7 diamètres, sorties par cosses soudables ou embrochables.

● **A.H. HUNT**. Condensateurs au polycarbonate métallisé, types ML30 et PE31 en boîtier métallisé. Valeurs de $0,1 \mu\text{F}$ à $10 \mu\text{F}$, tensions 63 V et 160 V.

Condensateurs au polyester métallisé en boîtier résine époxy, transféré moulé, connexions radiales. Températures jusqu'à 100°C , Gamme de $0,022 \mu\text{F}$ à $1,8 \mu\text{F}$. Tensions de 160 V à 400 V.

● **KEMET**. Condensateur FLAT-KAP dont le diélectrique, le parylène ultra-mince d'Union Carbide, est déposé sous vide, polymérisé, sur un film d'aluminium. Sa particularité est sa grande résistance d'isolement. Ses caractéristiques sont : résistance d'isolement $10^{12} \Omega$. Températures -55°C à $+125^\circ\text{C}$. Coefficient de température nul ou défini. Valeurs de $1\,000 \text{ pF}$ à $1 \mu\text{F}$, tolérance $\pm 1\%$. Boîtier époxy rectangulaire étanche à l'humidité. Sorties parallèles.

● Enfin de nombreuses homologations ont été obtenues en fin 1967 pour des condensateurs au polyester métallisé : COGECO CPM 52, 160 V, catégories A et B. FRANKEL CPM 8, 63 V, catégorie B. GAM-CPM 7 et CPM 8 (63 V et 250 V), catégorie B ; LCC-CICE-CPM 8, 160 V, 250 V, catégorie B.

E) Condensateurs à diélectrique vitrocristallin

● **SOVCOR** a obtenu l'homologation CCT pour des condensateurs « verre » de forme plate, type CYF : M 10 et M 15.

F) Condensateurs « Réservoirs d'énergie »

● COGECO et LCC-CICE présentent des condensateurs pour décharges rapides, dont les diélectriques sont une association de papier et de film plastique. Sous des encombrements relativement faibles, ils permettent des tensions de service jusqu'à 200 kV. Les selfs de ces condensateurs sont très faibles (quelques nH).

G) Condensateurs ajustables

● TEK-ELEC. Cette Société présente une nouvelle gamme de condensateurs ajustables à air. AT 7.200, valeurs de 0,1 μ F à 1,3 μ F. Tension de service 200 V. Coefficient de surtension >500 à 200 MHz. Coefficient de température $\pm 50.10^{-6}/^{\circ}\text{C}$. Nombre de tours de réglage : 10.

Trois autres modèles sont présentés : type AT 7169 haute tension HF (4 300 V crête) de 1 pF à 15 pF, type AT 7171, fort courant (2 000 V crête) de 0,65 pF à 5 pF, type 7170 à très faible capacité (1 800 V crête) de 0,35 pF à 3,5 pF.

● ROSENTHAL-RIG. Nouveaux condensateurs ajustables céramique de faibles dimensions, $\varnothing = 8,5$; $h = 7,5$ mm. Tension de service 160 V. Six modèles de valeurs max. et min. s'étendant entre 35 pF à 7 pF et 3,5 pF à 2 pF.

COMMUTATEURS-INTERRUPTEURS-RELAIS

La tendance à l'unification des modèles, déjà constatée l'an dernier, continue à s'affirmer. En dehors de quelques réalisations spécifiques correspondant à des besoins particuliers, les nouveautés consistent surtout en variantes ou améliorations de modèles déjà connus.

1. Commutateurs rotatifs à galettes

Des commutateurs à galettes, à fixation par le canon, avec sorties latérales sont présentés avec un diamètre hors tout de 20 mm (JEANRENAUD) — 19,05 mm (RCL) — 7,5 mm (OAK-PLESSEY) — et 16 mm (IEC).

Les commutateurs rotatifs avec moteur pas à pas sont présentés par AEM-GP-ATI, ELCOM, PLESSEY et NSF.

Des commutateurs boutons à douze positions pour câblages imprimés sont présentés par SPECTROL, IEC et JEANRENAUD.

Des commutateurs à galettes pour circuits imprimés sont présentés avec une hauteur sur carte de 19,3 mm par SIEMENS, de 18 mm par IEC et de 15 mm par RES. Cette dernière forme présente également un prototype de commutateur à 12 positions dans une section carrée de 10 mm de côté.

Des commutateurs à une galette, dont le rotor est commandé à l'aide d'un levier pouvant prendre 3 ou 4 positions sont présentés par A.B. METAL PRODUCTS - CENTRALAB - IVATSU - JEANRENAUD - NSF et OAK-OLLAND.

2 Commutateurs rotatifs en circuit imprimé

Des roues codeuses, avec affichage du numéro de voie, et où le stator est constitué par un circuit imprimé, sont présentées en 12,7 mm de largeur par DIGITRAN, NSF, RUSSEMBERGER, CHICAGO DYNAMIC INDUSTRIE, HAYDON et RTC., en largeur de 12,5 mm par CONTRAVES, de 11,6 mm par A.B. METAL PRODUCTS, de 11 mm par PLESSEY, de 8 mm par CONTRAVES, de 7,5 mm par ATELIER MÉCANIQUE DE PRÉCISION F.M. Ces dispositifs, disponibles en versions binaires ou décimales, ont des résistances de contact comprises entre 1 Ω et 100 milliohms.

Des dispositifs du même genre sont présentés avec commande par bouton poussoir chez CHICAGO DYNAMIC INDUSTRIE et DIGITRAN.

Des commutateurs à stator en circuit imprimé, sans affichage du numéro de voie, sont présentés en version commande manuelle par CHICAGO DYNAMIC INDUSTRIE et en version commande par moteur pas à pas par HAYDON.

3. Interrupteurs

La gamme d'interrupteurs mono-bi-tri et quadripolaires, à contacts argent et à contacts or, présentée l'an dernier par APR, continue à se développer avec des modèles à levier verrouillable en une, deux ou trois positions, des modèles à levier pour câblages imprimés et des modèles à bouton poussoir.

Des inverseurs miniatures pour câblage imprimé sont présentés par SECME (commande par bouton ou par flèche), par JEANRENAUD, ROGERO et SIEMENS (commande à glissière).

4. Relais électromécaniques hermétiques

Le modèle sous boîtier type T 05 présenté l'an dernier par TELEDYNE et PLESSEY est présenté également cette année par FILTERS et LPM.

Des variantes « bistable » des réalisations classiques sont présentées, pour les relais 10 A sous boîtier de 26 mm de hauteur par AEM-GP, pour les relais sous boîtier cristal par POTTER et BROMFIELD, ACRM, AEM-GP et CSF, pour les relais sous boîtier demi-cristal par AEM-GP et HIGH G.

De nouvelles variantes sensibles de relais classiques sont présentées par CSF (boîtier demi-cristal) et TELEDYNE (boîtier T 05).

Dans l'encombrement du modèle de l'inverseur type BR5 de AEM-GP, on trouve, cette année, un modèle à un inverseur STPI et un modèle à un ou deux inverseurs BOURNS.

5. Relais à contact sous ampoule

De nombreux fabricants ont présenté des dispositifs de commutation variés, et surtout des relais, réalisés à l'aide d'ampoules à contacts secs (contacts en or allié ou non, en argent allié, en rhodium, en tungstène) ou à contacts mouillés au mercure.

Les ampoules les plus petites utilisées pour les relais à un contact sec travail, ont comme longueur 9,5 mm (HAMLIN) — 15,5 mm (GORDOS) — 15,9 mm (HAMLIN) — 17,2 mm (GORDOS) — 18,5 mm (WILLY GUNTHER) — 19,8 mm (CLARE) — 20,3 mm (HAMLIN) — 20,5 mm (GORDOS) — 21,1 mm (PLESSEY) — 21,4 mm (CIFTE) — 21,5 mm (IBM).

Les ampoules les plus petites utilisées pour les relais à un contact travail mouillé mercure ont comme longueur 19 mm (GORDOS) — 20,7 mm (HAMLIN).

Les ampoules à un inverseur les plus petites ont comme longueur, en contact sec, 15,9 mm (HAMLIN) — 17,2 mm (GORDOS), et en contact mouillé mercure 37,8 mm (HAMLIN) — 38,1 mm (CLARE).

DISPOSITIFS DE PUISSANCE DIODES - TRANSISTORS DISPOSITIFS A EFFET DE CHAMP

A) DIODES ET TRANSISTORS " GRAND PUBLIC "

Un effort important a été consenti par les constructeurs dans ce domaine, en particulier pour les récepteurs de télévision en noir et blanc et en couleur. Plusieurs constructeurs présentent une gamme étendue de produits nouveaux.

● COSEM :

— *Télévision* : nouvelle série de transistors planar au silicium destinés aux sélecteurs UHF et VHF. Cette famille comprend quatre types, tous à faible bruit et gain de puissance élevé.

BF 212 amplificateur UHF à gain réglable
GM = 13 dB F = 5,5 dB à 800 MHz

BF 213 convertisseur UHF permettant d'obtenir un gain de conversion régulier dans les bandes IV et V
GM = 11 dB F = 7 dB à 800 MHz

BF 209 amplificateur VHF à gain réglable
GM = 22 dB F = 3 dB à 200 MHz
BF 206 mélangeur et oscillateur VHF
GM = 20 dB F = 3,5 dB à 200 MHz.

Les nouvelles diodes interrupteurs VHF BA 152A et BA 165A présentent une capacité et une résistance dynamiques plus faibles

BA 152A résistance série : 0,6 à 0,7 Ω à 10 mA, 200 MHz
capacité 1,1 pF à 10 V.

Le transistor BF2 96 est destiné aux étages de sortie video de luminance dans le système « différences de couleurs » et de chrominance dans le système « RGB ». Il présente une tension de claquage élevée, une faible tension de déchet HF jusqu'à un courant collecteur de l'ordre de la centaine de mA et une faible résistance thermique :

BV_{CEK} 250 V minimum
 I_c 100 mA maximum
 R_{th} 25 $^{\circ}\text{C/W}$ maximum

— *Radio* : le transistor plan BF 233 en boîtier plastique est destiné aux amplificateurs FI 480 KHz et aux convertisseurs jusqu'à 30 MHz dans les récepteurs à modulation d'amplitude.

Il est présenté en cinq classes de h_{12} étroites ce qui permet l'emploi de la polarisation en courant.

La diode BB 103 est une varicap conçue pour l'accord des circuits HF et oscillateurs dans les tuners VHF à modulation de fréquence.

$C = 27$ à 33 pF à 3 V $C_{3v}/C_{30v} = 2,6$
 $Q = 180$ à 100 MHz, 30 pF

● TELEFUNKEN

Transistors. Pour les étages de sortie video, les oscillateurs de référence et les étages de sortie de différence de couleur, on trouve les transistors suivants :

BF 177 pour l'étage final video du téléviseur à petit tube image et oscillateurs de référence des téléviseurs couleur.
BF 178 pour l'étage final video des appareils noir et blanc.
BF 179A ; BF 179B ; BF 179C pour les étages de sortie de différence de couleur.

Pour les étages FI des téléviseurs, deux modèles à enrobage plastique correspondant aux types BF 167 et BF 173 ont été mis sur le marché : ce sont les transistors BF 196, (BF 167) et BF 198 (BF 173) présentés en boîtiers plastiques à configuration To 5 et BF 197 (BF 167) et BF 199 (BF 175) en boîtiers similaires au To 92.

Des types correspondant à BF 184 et BF 185 apparaissent, sous les dénominations BF 254 et BF 255, en boîtier To 92. Le transistor planar au silicium BF 180 en boîtier To 18 peut être utilisé dans les étages d'entrée régulés ou non des sélecteurs de canaux VHF et UHF. Pour les mélangeurs auto-oscillateur et en tuners, on trouve le type BF 181.

Diodes : l'accord de fréquence dans la bande FM se fait à l'aide de la diode à capacité variable BB 104, montée sous forme de double-diode à cathode commune dans un boîtier en matière plastique à configuration To 5. Les diodes à capacité variable suivantes, à boîtier plastique, sont nouvelles dans la gamme :

BB 105A pour les sélecteurs de canaux UHF jusqu'à 790 MHz
BB 105B pour les sélecteurs de canaux UHF jusqu'à 860 MHz
BB 105G pour les sélecteurs de canaux VHF.

Pour la stabilisation de la tension base-émetteur, la diode BZ 102 est livrable avec les nouvelles valeurs de tension suivantes :

BZ 102/0V7 tension stabilisée 0,65 à 0,74 V
BZ 102/1V4 — 1,3 à 1,5 V
BZ 102/2V1 — 1,9 à 2,3 V
BZ 102/2V8 — 2,6 à 3 V
BZ 102/3V4 — 3,2 à 3,7 V

● LA RADIOTECHNIQUE - COMPELEC :

Prévus spécialement pour être utilisés sur des circuits imprimés, RTC présente les types suivants, en boîtiers lock-fit de transistors planar au silicium :

— NPN de technique épitaxiale :

BF 194 : niveau de bruit faible jusqu'à 100 MHz pour les étages d'entrée de récepteur AM/FM
BF 195 : faible conductance de sortie, favorable pour les étages FI
BF 196 : similaire au BF 167 en boîtier To 18 destiné aux étages FI commande en gain pour un récepteur TV noir/couleur.
BF 197 : similaire au BF 173 en boîtier To 18, destiné aux étages FI de sortie en intermédiaire pour les récepteurs TV noir/couleur.
BC 147, BC 148 : similaires aux BC 107 et BC 108 en boîtier To 18 : amplificateur jusqu'à 150 kHz ; f_T typique = 300 MHz ; $V_{CE0} = 45$ V pour le BC 147 et 20 V pour le BC 148 ; gain à 2 mA : de 125 à 500.
BC 149 : similaire au BC 109 en boîtier To 18 ; préamplificateur jusqu'à 150 kHz ; f_T typique = 300 MHz ; $V_{CE0} = 20$ V ; gain : de 470 à 900 ; facteur de bruit inférieur à 4 dB.

— PNP de technique épitaxiale.

BC 157, BC 158 : similaires aux BC 177 et BC 178 en boîtiers To 18. Caractéristiques électriques identiques à celles de BC 147 et BC 148.
BC 159 : similaire au BC 179. Caractéristiques électriques identiques à celles des BC 149

RTC présente encore, en ce qui concerne la télévision, les transistors et diodes nouveaux suivants :

BU 105 : amplificateurs de sortie ligne
 $V_{CB} = 1\,500$ V, $2,5$ A.

BD 124 : amplificateurs de sortie image
 $V_{CBO} = 70$ V, $I_{CM} = 2$ A
 $P_{tot} = 21,5$ W, $f_T > 100$ MHz

BB 105 A ou B : varicap UHF (860 MHz)
 $\frac{C_j(V_R = 3\text{ V})}{C_d(V_R = 25\text{ V})} = 4$ à 6

BB 105G : varicap VHF
 $C_d = 11,5$ pF à $V_R = 3$ V
 $C_d = 1,8$ à $2,8$ pF à $V_R = 25$ V

BA 182 : diode interruptrice VHF
Résistance série à 200 MHz, à 5 mA : 0,5 à 0,7 Ω
Capacité à -20 V : 0,8 à 1 pF.

● SIEMENS

Le transistor NPN au silicium BC 110 convient pour les étages amplificateurs BF avec une tension d'exploitation élevée (jusqu'à 80 V), ainsi que le BD 130 (correspondant au type américain 2 N 3055) pour les étages terminaux BF à puissance élevée. Ce dernier peut être livré par paire.

Les diodes capacitatives planar au silicium BB 103, BB 104 et BB 105 sont proposées pour les tuners et sélecteurs de canaux des postes récepteurs de radio et de télévision. Le transistor AF 279 est prévu pour l'étage d'entrée du tuner UHF accordé par diodes. Dans l'étage mélangeur et oscillateur, on peut utiliser le transistor AF 280. Les deux transistors UHF sont logés dans un boîtier plastique T à surface passivée. Le transistor HF NPN BF 232 est proposé pour les étages de sortie FI de télévision lorsqu'une tension de sortie élevée est nécessaire. Pour les étages de sortie de luminance et RVB dans les récepteurs de télévision en couleur, Siemens offre le transistor NPN haute-fréquence BF 111.

B) DIODES ET TRANSISTORS « PROFESSIONNELS »

1) Transistors de commutation

• S.G.S. FAIRCHILD : deux transistors complémentaires pour la commutation, le PNP BSW 93 et le NPN BSX 32, à utiliser dans les circuits complémentaires de commande pour les mémoires à tores. Le PNP BSW 93 est caractérisé par une faible tension de saturation, une fréquence f_T élevée, un gain β important :

$V_{CE0} = -30\text{ V}$; $V_{CE\text{ sat}} = 0,95\text{ V}$ max pour $I_c = 1\text{ A}$
 $f_T = 150\text{ MHz}$ minimum
 t_{on} typique = 25 ns et t_{off} typique = 65 ns.

Pour le BSX 32, le constructeur annonce

$V_{CE0} = 40\text{ V}$; $V_{CE\text{ sat}} = 0,85\text{ V}$ pour $I_c = 1\text{ A}$
 $f_T = 300\text{ MHz}$
 $t_{on} = 35\text{ ns}$ et $t_{off} = 40\text{ ns}$

Les caractéristiques de ces dispositifs sont données jusqu'à 1 A.

Fairchild présente de plus trois nouveaux transistors NPN planar de commutation à fort courant. Le BUY 18 est conçu pour la commutation de 100 mA à 7 A, il a une faible tension de saturation garantie pour un fort courant. Ses caractéristiques principales sont

$P_{dissipée} = 62\text{ W}$ (pour une température de boîtier de 25 °C)
 $BV_{CE0} > 300\text{ V}$ $BV_{CE0} > 150\text{ V}$
 t_{on} typique = 0,4 μ s, t_{off} typique (pour 7 A) = 0,9 μ s
 $f_T = 50\text{ MHz}$

Les deux autres transistors sont des dispositifs 5 A ayant un t_{on} de 350 ns (max) et un t_{off} de 650 ns (max) : le BUY 18 (en boîtier TO 59) et le BUY 24 (en boîtier TO 3) ont une BV_{CE0} respectivement supérieure à 40 et 60 V et des dissipations de puissance de 20 et 10 W pour une température de boîtier de 100 °C. La tension de saturation collecteur est de 1 V max et la fréquence de transition de 50 MHz min.

• Motorola : nouvelle série de transistors PNP au silicium MPS 404 et MPS 404A enfichables sur les supports des 2N 404 au germanium. Ils peuvent dissiper 310 mW à une température ambiante de 25 °C. Leurs BV_{CE0} élevées (12 V pour le MPS 404 et 25 V pour le MPS 404A) permettraient de ne pas prévoir de protection extérieure pour les surtensions. La tension de saturation V_{CE} est de 0,15 V max. Ils sont présentés en boîtier plastique Unibloc TO 92.

Motorola présente encore un type de transistor quadruple, conçu pour être utilisé pour des applications de commutation de commande rapide en courant moyen sous faible encombrement. Constitué de quatre pièces montées sur un platjack céramique TO 86, il présente les caractéristiques suivantes :

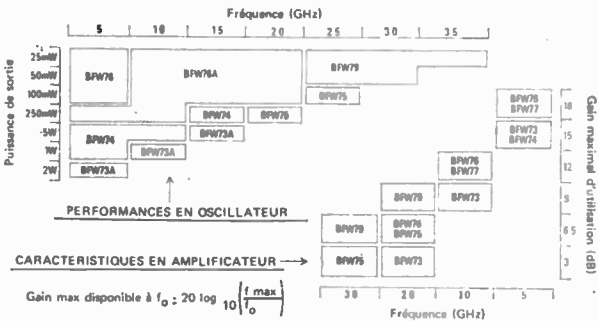
Gain en continu 40 à $I_c = 1\text{ A}$
 $V_{CE\text{ sat}}$ typique 0,7 V à $I_c = 1\text{ A}$
 f_T typique 250 MHz à 250 mA
 C_{CE} typique 11 pF sous 10 V
 $P_{dissipée} = 5\text{ W}$ à la température de 25 °C
 T_s typique : 30 ns.

Type de dispositif	puissance de sortie (W)	fréquence (MHz)	BV_{ceo} (V)	gain en puissance maxi (dB)	fréquence typique (MHz)	type de boîtier
2N 5160	1,0	400	60	8,0	800	TO-39
2N 5161	7,5	175	60	8,75	500	TO-60
2N 5162	30,00	175	60	6,0	500	TO-60

2) Transistors HF

• S.G.S. FAIRCHILD : nouvelle gamme de transistors NPN à double diffusion épitaxiale BFW 73 à BFW 79. Le constructeur annonce une faible capacité collecteur-base et une faible résistance de base donc une fréquence maximale d'oscillation élevée (de l'ordre de 6 GHz) et un gain maximal d'utilisation de 3 dB à 4 GHz et 6,5 dB à 3 GHz. Ces transistors peuvent engendrer des fréquences de 500 MHz à 3,5 GHz. Ils conviennent également pour les circuits de réception, des amplificateurs HF à faibles signaux aux amplificateurs « buffers », de 450 MHz à 3 GHz. En amplificateurs, ils présentent un facteur de bruit de 3 dB à 450 MHz (valeur typique 6 dB à 1 GHz).

Les performances annoncées par le constructeur sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :



• TELEFUNKEN : le type BFY 90 a une limite de fréquence de 1 GHz et un facteur de souffle inférieur à 4,5 dB à 500 MHz. Il semble convenir particulièrement pour les bandes VHF et UHF.

3) Transistors de Puissance HF

• S.G.S. FAIRCHILD : le BFW est encapsulé en TO 39, sa puissance de sortie est de 2,5 W à 175 MHz.

Le BLY est encapsulé en TO 60, sa puissance de sortie est de 7,5 W à 100 MHz et de 3 W à 400 MHz.

• TRANSITRON : un PNP jusqu'à 20 A et 100 V à 30 MHz
un NPN jusqu'à 80 A et 150 V à 10 MHz

• MOTOROLA : deux nouvelles séries de transistors NPN, constituées par les transistors MM 1549 à MM 1551 et MM 1557 à MM 1559 sont réalisées suivant la technologie « balanced emitter technology » permettant une répartition uniforme de la charge dans la masse du dispositif. Ces transistors sont présentés en boîtiers plastiques striplines.

Leurs performances sont résumées dans le tableau ci-dessous.

Numéro de type	Puissance de sortie (Watts)	Fréquence (MHz)	Gain en puissance (dB)
MM1557	7	175	8,5
MM1558	20	175	8,3
MM1559	40	175	7,5
MM1549	2,5	175	6,2
MM1550	7,5	400	5,7
MM1551	20	400	4,5

On trouve, de plus, une série de transistors PNP dont les performances sont les suivantes :

● TELEFUNKEN :

le 2N3375 Puissance de sortie 7,5 W à 100 MHz
le 2N3553 Puissance de sortie 2,5 W à 175 MHz
le 2N3667 Puissance de sortie 10 W à 260 MHz

Ces transistors sont réalisés en technique overlay.

● LA RADIOTECHNIQUE - COMPELEC : série 216 BLY, en technologie « émetteur-grille ». Cette série comprend dix types dont le 216 BLY-L/50 en boîtier tourelle, 50 W à 200 MHz sous 13 V, et le 216 BLY-H/50 en boîtier tourelle 50 W à 200 MHz sous 28 V.

● LTT : le 2N5072 (BLY 40) est un transistor NPN au silicium épitaxié capable de fournir une puissance minimale de 25 W et pouvant atteindre 45 W dans la bande de fréquence de 2 MHz à 16 MHz.

Puissance collecteur 125 W
Intensité de collecteur 10 A
Gain en puissance 13 dB

● RCA : le TA 7344 peut fournir une puissance de 16 W avec un gain de 6 dB minimal à 400 MHz, et une puissance de 20 W avec un gain de 10 dB à 225 MHz.

Ce transistor est présenté en boîtier céramique hermétique type striplinc et peut fonctionner dans une ambiance comprise entre -50 °C et +125 °C.

● TEXAS INSTRUMENTS FRANCE : une série de transistors VHF/UHF de technologie interdigitée à faible inductance d'entrée. Ces transistors fonctionnent sur 13 et 28 V et offrent un choix de fréquences de 80 à 470 MHz.

4) Transistors à usages multiples - Transistors divers

● La SGS FAIRCHILD présente deux transistors HF BFW 63 et BFW 64 pour les circuits HF et FI du récepteur jusqu'à 200 MHz. Ils présentent un gain élevé (35 dB à 60 MHz pour le BFW 63 et 21 dB à 200 MHz pour le BFW 64) ainsi qu'une faible capacité de réaction en émetteur commun, $C_{re} = 0,25$ pF max. Signalons enfin le BFW 68, NPN, utilisation en VHF pour de petits signaux. Il est encapsulé en To 18, sa fréquence de transition typique est de 400 MHz (pour $I_c = 10$ mA, $V_{ce} = 15$ V), sa dissipation de puissance 0,3 W. Grâce à sa faible V_{ce} à la saturation (0,2 V pour $I_c = 50$ mA) il peut être utilisé en commutation (rapide 1 à 10 ns, et moyenne, 100 à 10 000 ns).

● TRANSITRON : nouvelles séries de choppers

PNP épitaxié à émetteur simple - Tension de claquage 50 à 80 V, faible résistance dynamique.

NPN épitaxié à double émetteur.

● MOTOROLA : les dispositifs plastiques ont été étendus à la gamme des transistors de puissance au silicium (boîtier Thermopad). Les performances des transistors présentés ont été rassemblées dans le tableau ci-après :

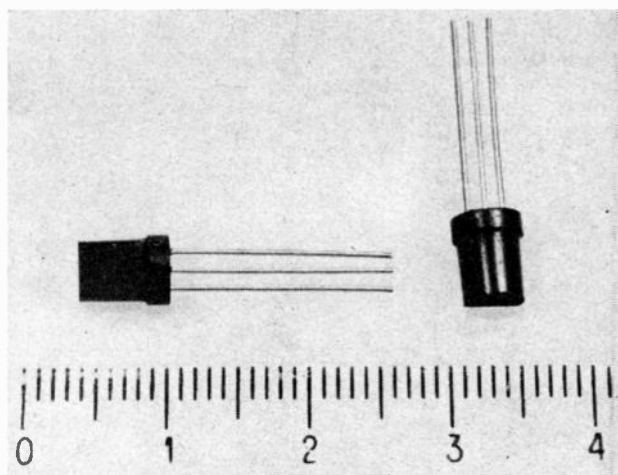
Types		V_{ceo} (sus)	I_c (max)	P_d 25 °C	h_{fe} $I_c = 1,5$ A	V_{ce} (sat) 1,5 A (max)	F (min)
NPN	PNP						
2N 5190	2N 5193	40 V	4,0 A	35 W	25/100	0,6 V	4,0 MHz
2N 5191	2N 5194	60 V					
2N 5192	2N 5195	80 V					

Signalons encore une nouvelle série de transistors unijonction en boîtier plastique unibloc MU 4891 à MU 4894.

Le tableau du haut de la colonne de droite donne les caractéristiques principales de ces transistors.

Type	Principale utilisation	Principaux paramètres	Rapport de stand-off intrinsèque
MU 4891	usage général	faible $I_{ebzo} = 10$ nA (max)	0,55—0,82
MU 4892	oscillateur à relaxation HF	faible dispersion $\eta : 0,51—0,69$	0,51—0,69
MU 4893	déclenchement à thyristor	forte $V_{cb} = 6,0$ V (min.)	0,55—0,82
MU 4894	longues temporisations	faible $I_p = 1,0$ μ A (max)	0,74—0,86

● GENERAL ELECTRIC : transistor D13T1 unijonction programmable. On peut programmer la tension η , la résistance interbase, le courant de vallée et le courant de crête.



Transistor unijonction programmable D 13T1 General Electric.

Ce dispositif PNP, plan, est enrobé dans une résine époxy.

Le D13T2 offre un courant de crête faible (0,15 μ A) et un courant de fuite de grille d'anode à anode de 10 mA.

● FERRANTI : on trouve de nouveaux transistors protégés en résine epoxy notamment le ZTX 320 analogue au 2N 918 et ZTX 510 analogue au 2N 2894. A citer aussi le ZTX 341 et le ZTX 342 qui sont des tubes d'attaque nixie de 100 V et 120 V respectivement.

● RADIOTECHNIQUE - COMPELEC : fabrication en série de transistors doubles pour la réalisation des étages amplificateurs différentiels. Les types BCY 87 et 88 sont destinés aux circuits d'entrée, le type BCY 89 aux étages suivants.

La dérive thermique du BCY 87 est inférieure à 3 μ V/°C.

5) Diodes Zener

- TRANSITRON : diodes 400 mW de 3,3 à 9,1 V $\pm 5\%$
- SESCO : diodes 400 mW 5 à 24 V (séries BZX 46C et BZX 46D)
- TELEFUNKEN : série BZY 67/C de 12 à 200 V.

Pour la stabilisation de tension avec faible coefficient de température et de tension de référence de $8,6 \pm 0,4$ V, on trouve les éléments au silicium :

BZX 51	coefficient de température inférieur à $\pm 10 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
BZX 52	— — $\pm 5 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
BZX 53	— — $\pm 2 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$
BZX 54	— — $\pm 1 \times 10^{-5}/^{\circ}\text{C}$

● RADIOTECHNIQUE - COMPELEC : diodes à enveloppe plastique 1,5 W de la série BZX 29, de 3,3 V à 75 V.

6) Diodes tunnel

● RADIOTECHNIQUE - COMPELEC : familles de six diodes AEY 23 à 28 au germanium en boîtier miniature DO 17 à sorties axiales. Elles sont destinées principalement à la commutation et à la réalisation de mémoires rapides. Le courant de pic est compris entre 1 et 20 mA et le rapport I_p/I_v est égal à 4 ou 6 suivant les types.

● COSEM : diodes tunnel au germanium en boîtier DO 17. Inductance série : 0,5 à 1 nH.

Courant de pic : 1 à 22 mA $\pm 10\%$ (sur demande $\pm 5\%$ et $\pm 2,5\%$)

C_j/I_p variant de 10 pF/mA à 2 pF/mA.

Dérive en température :

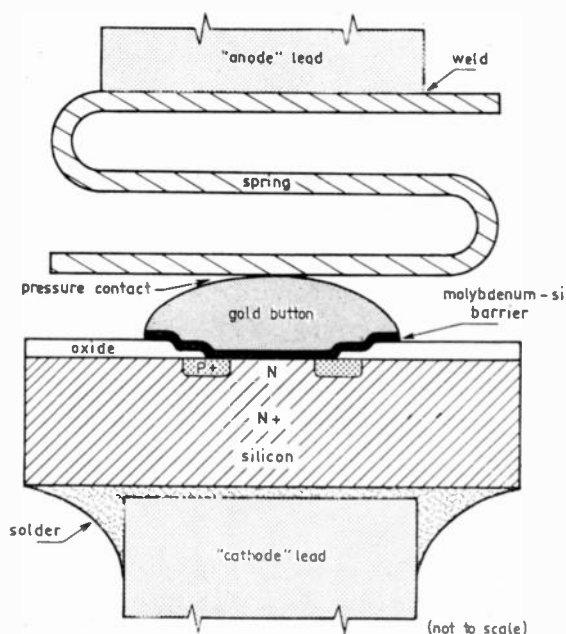
$$\frac{\Delta I_p}{I_p} = \frac{I_p(t^{\circ}\text{C}) - I_p(25^{\circ}\text{C})}{I_p(15^{\circ}\text{C})} = \begin{matrix} \pm 5\% \text{ de } -40^{\circ}\text{C à } +80^{\circ}\text{C} \\ \pm 10\% \text{ de } -55^{\circ}\text{C à } +100^{\circ}\text{C} \end{matrix}$$

7) Diodes Schottky

● HEWLETT-PACKARD : nouvelle diode 5082-2800 à structure hybride (combinaison des caractéristiques des diodes à « porteurs chauds » et des caractéristiques des diodes classiques à jonction PN). Les caractéristiques principales sont les suivantes :

tension de claquage : 70 V minimum sous $I_t = 10 \mu\text{A}$

tension directe de seuil : 410 mV maximum sous $I_d = 15 \text{ mA}$



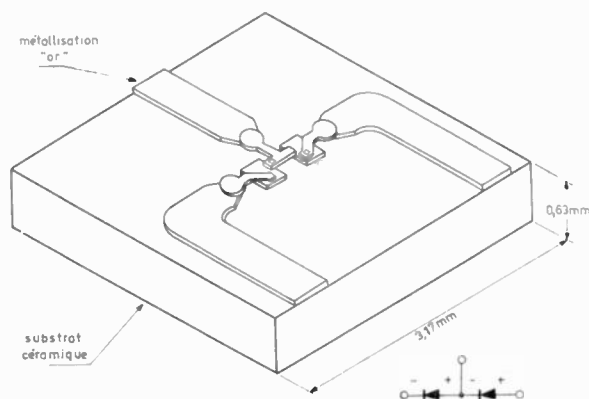
Diode Hewlett-Packard à structure hybride à porteurs chauds.

courant inverse de fuite : 300 nA maximum sous $V_t = 50 \text{ V}$,
capacité : 2 pF pour $V_t = 0$ et $f = 1 \text{ MHz}$.

● FAIRCHILD : la diode BAW 29 a une tension minimale de claquage de 5 V, un courant de fuite de 50 nA sous un volt, un facteur de bruit maximal de 10 dB à 890 MHz. La charge stockée pour un courant direct de 10 mA est de 1,6 picocoulomb.

● SESCO : diode mélangeuse, facteur de bruit total de 5,5 dB en bande S.

● SYLVANIA : nouvelles séries de diodes types D 5674 et D 5675, bandes S et X, technique « Beam Lead ». L'élément actif est déposé sur un substrat en céramique sous forme d'une seule diode, de deux diodes appariées ou encore de quatre diodes appariées. Cette présentation est destinée aux circuits « Stripline ».



Diodes Schottky Sylvania. Structure « Beam Lead » (ensemble de deux diodes appariées).

Deux types de boîtiers sont proposés :

- modèle « 075 » verre, cylindrique, sorties axiales.
- modèle « 013 » (MQM) métal-verre-métal à faible capacité et faible inductance série.

● TEXAS : diodes TIX V05 et TIX V07 destinées à la réalisation d'amplificateurs paramétriques en bande Ku, 12-18 GHz.

8) Diodes à capacité variable

● FAIRCHILD : famille de diodes à capacité variable possédant un facteur Q important (200 à 50 MHz). Six types, BBY 10 à BBY 15 sont disponibles. La capacité nominale est de 6,8 pF à 47 pF ; les rapports minimaux de capacité sont de 2,2 pour une tension inverse de 0,1 V à 4 V et de 2,1 de 4 à 30 V. La tolérance standard est de $\pm 20\%$. Tous les éléments sont encapsulés en boîtier DO-7. Les valeurs minimales absolues pour chacune des six diodes comprennent une tension d'utilisation de 30 V, un courant direct de 250 mA et une puissance dissipée de 400 mW. Le courant inverse de fuite est de 50 nA maximum.

9) Diodes à effet Gunn

● TEXAS INSTRUMENTS : diodes L 188 à L 190 ayant une puissance de sortie de 25 mW entre 4 et 18 GHz.

C) DISPOSITIFS DE PUISSANCE

1) Transistors de puissance

● RADIOTECHNIQUE - COMPELEC : série de transistors PNP au germanium comprenant :

le RT 50 : courant permanent 50 A.

le RT 150 : courant permanent 150 A (dissipation assurant une résistance thermique à l'air libre de $0,8^{\circ}\text{C/W}$). La tension de saturation est inférieure à 300 mV pour 150 A.

et surtout le RT 300 : courant permanent 300 A et 400 A crête. Résistance thermique à l'air libre $0,6^{\circ}\text{C/W}$.

• SESCO : transistors 40 W (2N 3054), 150 W (2N 3772), 175 W (108 T2 - 109 T2).

2) Redresseurs

• SESCO : séries 35 A et 500 A. Les tensions vont de 50 V à 1 200 V et 1 800 V suivant les modèles.

• RADIOTECHNIQUE - COMELEC : type BYX 34, redresseur rapide à avalanche contrôlée. Prévue pour être utilisée à des fréquences allant jusqu'à 50 kHz, cette famille de redresseurs, dont les tensions d'utilisation sont respectivement de 200, 300, 400 et 500 V, possède un temps de recouvrement de 0,3 μ s et un courant de 50 A, avec un di/dt de 50 A/ μ s.

• SIEMENS : cellules redresseuses au silicium atteignant un courant limite de 400 A, pour des tensions inverses de crête allant jusqu'à 3 000 V. Signalons encore des ensembles redresseurs pour des intensités allant de 6 à 5 000 A pour des tensions comprises entre 30 et 250 V_{eff} .

• GENERAL ELECTRIC : redresseurs à avalanche contrôlée modèles A 129 et A 139. Ces redresseurs peuvent travailler jusqu'à 1 000 V. Le temps de recouvrement est de l'ordre de 500 ns. Le A 129 supporte 10 A, le A 139, 25 A.

• I.T.T. : sept montages redresseurs, haute tension au silicium :

40 kV - 0,7 A	20 kV - 0,7 A
14 kV - 0,7 A	12,8 kV - 1,25 A
10 kV - 1,25 A	10 kV - 0,7 A
2 kV - 1,4 A	

• SEMIKRON : trois nouvelles séries d'éléments tubulaires haute-tension au silicium à avalanche contrôlée :

Courant direct	0,35 à 0,45	0,45 à 0,65	1,35 à 1,50	A
Tension d'avalanche	7,5 à 15	10 à 50	10 à 20	kV
Courant de crête périod.	5	5	10	A
Courant de crête transit.	50	50	80	A

3) Thyristors

• MOTOROLA : série d'éléments de 300 A, 300 à 600 V (MCR 1336-5 à MCR 1336-10) : temps de propagation et de descente 75 ns à 100 A (sur circuit de décharge capacitif, $I_G = 500$ mA à 25 °C) et temps de coupure de 7 μ s. Le dV/dt est de 250 V/ μ s et le dI/dt de 1 000 A/ μ s.

• SESCO : séries 55 A et 600 A.

• RADIOTECHNIQUE - COMELEC : quatre types de dispositifs rapides :

BTX 64 et BTX 65 en 25 A, boîtier To-48

BTX 66 et BTX 67 en 110 A, boîtier TO-49

Ils peuvent être utilisés pour des tensions de 100, 200, 300, 400 et 500 V, et à des fréquences allant jusqu'à 20 kHz (BTX 64 et BTX 65) et 13 kHz (BTX 66 et BTX 67).

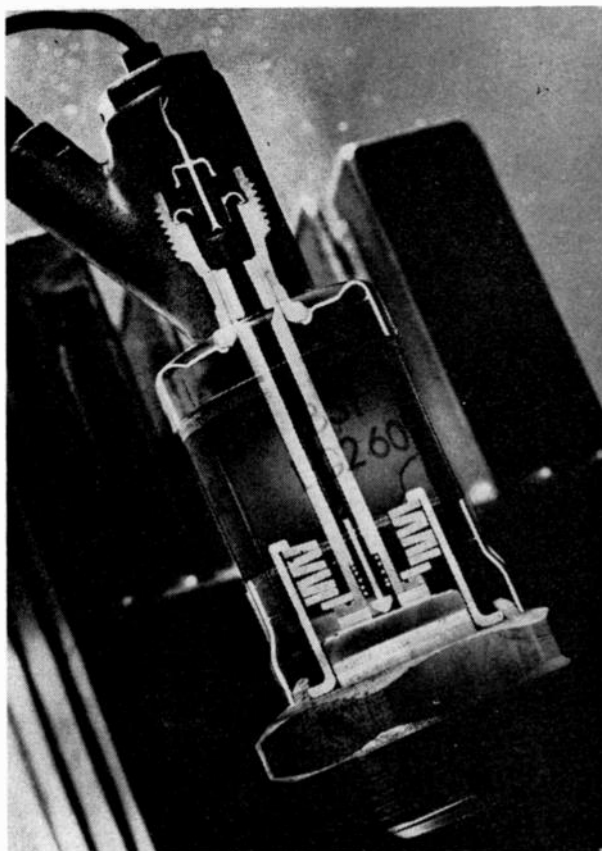
• SIEMENS : les courants moyens des dispositifs présentés sont compris entre 8,5 et 635 A. Les tensions inverses de crête peuvent atteindre 2 700 V.

D) DISPOSITIFS A EFFET DE CHAMP

• MOTOROLA : série de diodes de régulation de courant 1N5283 à 1N 5314 couvrant la gamme de 0,22 à 4,7 mA.

Ce sont des diodes à effet de champ dont la fonction est comparable à celle des diodes Zener.

• R.C.A. : le transistor MOS au silicium 3N152 présente un facteur de bruit typique de 2,5 dB (maximum 3,5 dB) et un gain de 14,5 dB minimum (typique 16 dB) à 200 MHz ainsi qu'une capacité de réaction inférieure à 0,2 pF. C'est un transistor de type à appauvrissement à canal N. Il est présenté en boîtier JEDEC TO-72.



Vue en coupe d'un thyristor Siemens avec contact par pression.

Le transistor 3N 153 est aussi un MOS au silicium destiné aux applications qui nécessitent une faible résistance en position travail (200 Ω) et une forte résistance en position repos (10^{10} Ω). Sa capacité de réaction est de 0,34 pF pour une tension drain-source nulle. Il est présenté en boîtier JEDEC TO-72.

FILS ET CABLES

La technique de câblage par connexions enroulées se développe chaque jour davantage ; elle se prête de manière exceptionnelle à l'automatisme et sa fiabilité est excellente.

Cette technique nécessite un fil métallique aux caractéristiques soigneusement respectées, en particulier le revêtement doit être tel qu'il soit capable de résister à l'abrasion (frottement sur de nombreuses arêtes vives) et l'adhérence de l'isolant au conducteur, strictement contrôlée, spécialement dans le cas de l'utilisation de machine automatique de dénudage. PRECICABLE-BOUR utilise les différents types d'isolants suivants : type V (vinyle), type VP (vinyle-polyamide), type K (Kynar), type FK (FEP, Kynar), type T (T.F.E.) et des fils de jauges 30 (0,25 mm), 24 (0,51 mm) et 20 (0,81 mm) ; le fil est en cuivre étamé pour les isolants polyvinyle et en cuivre argenté pour les isolants fluorés.

CABLAGES IMPRIMÉS

1. Supports et cartes

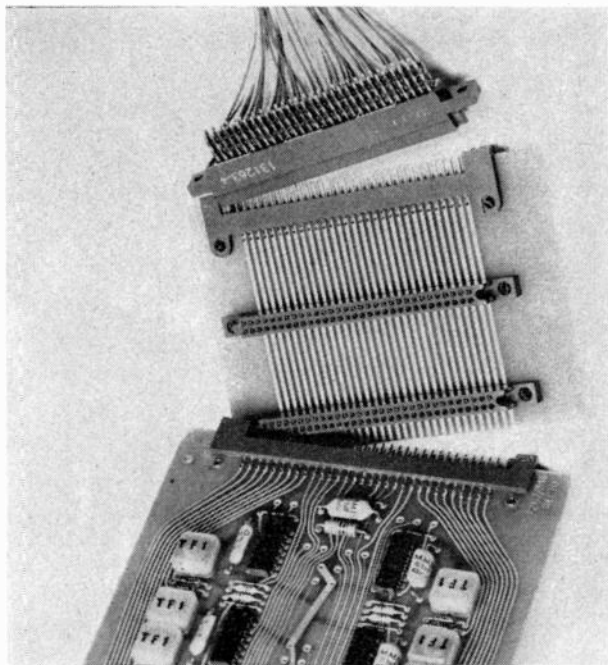
• MAZDA-BELVU vient d'acquiescer la licence d'un procédé américain, le CC4, dont le gros avantage est de permettre la réalisation de trous métallisés d'excellente qualité dans de bonnes conditions de prix de revient ; pour la réalisation

des circuits double face, le procédé CC4 prend encore plus d'intérêt : la métallisation des trous assure une continuité électrique parfaite entre les deux faces et supprime l'emploi des œillets.

● S.A. UDD-FIM-DELLE présente les circuits imprimés souples FLEXPRINT dont elle a obtenu la licence exclusive pour la France. Ces circuits utilisent, comme principaux matériaux, le vinyle, le mylar, l'aclar, le teflon, le kapton dont les propriétés thermiques, mécaniques et électriques permettent de satisfaire aux besoins les plus divers. Les connexions des circuits FLEXPRINT peuvent s'effectuer soit par terminaisons classiques à souder ou enfichable, soit par des connecteurs de types divers (rectangulaires, ronds, enfichables, type culot de lampe).

2. Connecteurs

● AMP de France présente le connecteur miniature Modu-Box étudié pour équiper les cartes de circuits imprimés double face ; il comporte deux lignes de contacts au pas de 2,54 mm qui lui donnent une densité équivalente au pas de 1,27 mm. Ce connecteur est disponible en 7 dimensions (de 26 à 98 circuits) ; il permet de connecter des cartes de circuits imprimés double face sur carte mère (liaisons carte à carte) et également d'établir des liaisons carte à fils (soudés ou sertis) ou point à point, en utilisant la technique TERMI-POINT ou la connexion enroulée.



Connecteur miniature pour circuits imprimés, sortie TERMI-POINT = AMP DE FRANCE.

La connexion TERMI-POINT est basée sur l'utilisation d'un clip en bronze phosphoreux qui assure un contact étroit entre un fil, souple ou rigide, et une broche métallique de forme appropriée ; ses caractéristiques essentielles sont les suivantes :

— elle peut être utilisée sur des conducteurs rigides, souples, émaillés ;

— les clips en bronze phosphoreux brut, étamé ou doré couvrent une gamme importante de section de fils et de broches. AMP met à la disposition des utilisateurs des connecteurs pour circuits imprimés équipés de broches recevant les clips TERMI-POINT et compatibles avec le câblage par connexion enroulée.

La densité de connexion est de 2,54 mm au carré.

● SOURIAU présente sous le numéro 8615 un connecteur à broches et douilles d'une grande robustesse mécanique (conforme à la spécification CCTU 08.07, fasc. 7) ; ce connecteur est équipé de contacts femelles démontables au pas de 2,54 mm (brochages : 11 à 47 contacts) ou de 5,08 (brochage : 15 contacts) ; assurant une bonne présentation ; le raccordement peut s'effectuer par soudage, sertissage ou connexion enroulée.

● ELCO-FRANCE, parmi plusieurs nouveautés, retient l'attention par deux séries de connecteurs : la série 8228, au pas de 1,27 mm en 17, 29, 41, 53 et 65 contacts avec câblage par soudure, connexion enroulée ou carte-mère et la série 6067, semi encartable, au pas de 2,54 mm, en 11, 17, 23, 29, 35, 41 et 47 contacts avec câblage également par soudure, connexion enroulée ou carte-mère.

● Depuis sa présentation au Salon des Composants de 1967, SOCAPEX a largement développé sa série de connecteurs au pas de 1,27 qui seront bientôt disponibles équipés de 84 contacts.

● Le connecteur HE8 de l'U.M.D. (Union Métallurgique Doloise) est un nouveau connecteur pour circuit imprimé au pas de 1,27 mm en quinconce (correspondant au projet CCTU0807, fascicule 8). A partir d'un isolant en phtalate de diallyle à charge de verre, il offre une gamme de huit dispositions de contacts : 17, 29, 41, 53, 65, 72, 84 et 96. Interchangeable avec les modèles des autres constructeurs respectant ce même projet de spécification, il offre, outre l'avantage de ses contacts démontables, diverses possibilités de sorties : par soudage, sertissage ou connexions enroulées. Son système de détrompeurs d'extrémité hexagonaux permet d'utiliser jusqu'à 38 cartes de dimensions identiques dans un panier, sans possibilité d'erreur d'enfichage.

CONNECTEURS A HAUTE DENSITÉ

● Le connecteur Astro/348 d'AMPHENOL répond à toutes les exigences de la norme MIL C 81511, spécification militaire définitive pour les connecteurs à haute densité. Il offre des contacts de taille 22 espacés de 2,16 mm.

Les arrangements de contacts à haute densité économisent la place sans sacrifier les performances. Avec l'Astro/348, on peut utiliser de plus petites carrosseries, par exemple une de taille 16 (au lieu de l'habituelle taille 22) pour 55 contacts.

Le disque de rétention des contacts est en polysulfoné ; actionné par le serre-fils arrière il retient les contacts dans un montage surmoulé ; le dévissage du serre-fils rend ceux-ci aisément démontables pour le changement de câble ou le dépannage. Des doigts à ressort, à l'intérieur de l'embase, effectuent le contact avec la fiche correspondante et mettent les deux carrosseries à la masse avant l'engagement des contacts ; lorsque les connecteurs sont désaccouplés, les doigts à ressort gardent les carrosseries en contact jusqu'après le désengagement des contacts. Les contacts mâles, en retrait dans les embases, ainsi que les isolants avec douilles à entrée fermée, rendent ce connecteur à l'épreuve de l'« écope » et évitent qu'il ne soit endommagé dans des conditions d'accouplement médiocre. Ce connecteur est actuellement sur le marché dans les 7 arrangements suivants : 8-04 ; 10-3 ; 10-5 ; 10-12 ; 14-37 ; 16-55 et 18-85 ; les arrangements suivants seront bientôt exécutés : 14-08 ; 16-12 ; 16-23 et 18-37.

Après 500 manœuvres accouplement-désaccouplement, les connecteurs ne présentent aucune déféctuosité mécanique ou électrique ; l'épreuve de brouillard salin, l'immersion dans les liquides hydrauliques ou huiles de lubrification n'altèrent en rien ses qualités ; l'isolement entre broches reste supérieur à 5 000 MΩ dans tous les cas, même durant l'exposition à des températures extrêmes. Ce connecteur est actuellement distribué par le licencié pour la fabrication AMPHENOL : l'Union Métallurgique Doloise (U.M.D.) qui étudie actuellement sa fabrication.

CIRCUITS ET MATÉRIAUX FERRITE TYPE PROFESSIONNEL POUR BASSES ET HAUTES FRÉQUENCES

Les circuits et matériaux ferrite utilisables pour la réalisation de bobines type professionnel n'ont pas fait l'objet de présentations particulières ou spectaculaires dans ce Salon 1968, sinon chez les fabricants vraiment spécialisés en la matière.

On peut donc supposer que ce domaine est parfaitement maîtrisé et que l'on a atteint le degré maximal de perfectionnement soit pour les matériaux soit pour les circuits.

Si l'année 1968 n'apporte pas de bouleversements, l'évolution générale et permanente vers la miniaturisation a conduit l'ensemble des exposants à la création d'un matériau de perméabilité élevée et d'un nouveau type de noyaux dits pots carrés, lancé par les fabricants européens et le groupe ITT.

Avant la présentation des nouveautés rappelons brièvement les principales fabrications déjà connues et que l'on retrouve chez la plupart des exposants.

1° Matériaux : Les matériaux de fabrications diverses présentent actuellement des qualités semblables, et leurs caractéristiques ont évolué en fonction de deux paramètres principaux :

a) gamme de matériaux étudiée pour obtenir dans une certaine zone de fréquence un Q maximal tout en présentant une dérive en température voisine de zéro.

b) matériaux plus spécialement prévus pour la compensation en température et présentant dans une large gamme de température une variation de perméabilité linéaire et positive. Avec certaines nuances concernant la qualité (hystérésis ou courants de Foucault), cette différenciation des matériaux est générale.

Les pots de la série normalisée internationale sont maintenant de fabrication courante et on retrouve cette série plus ou moins complète chez tous les exposants.

Cette série se compose des noyaux aux dimensions suivantes :

9×5, 11×7, 14×8, 18×11, 22×13, 26×16, 30×19, 36×22, 42×29 avec systèmes de réglage.

2° Nouveautés : Les nouveautés les plus marquantes répondent aux besoins de la technique circuit imprimé et aux impératifs de la miniaturisation :

a) **Matériaux :** Etude et réalisation semi-industrielle d'un matériau de perméabilité élevée ($\mu > 10\,000$) et prévu sous forme de tore pour utilisation en transformateurs à large bande ou d'impulsions ;

b) **Noyaux :** Apparition d'un type de circuits dits pots carrés à implantation directe sur circuit imprimé par sorties noyées dans la carcasse, et dont les caractéristiques dimensionnelles ont été étudiées en vue de l'obtention d'un Q maximal sous un volume et un encombrement minimaux. Ces circuits et leurs sorties occupent une surface carrée sur le circuit imprimé et peuvent s'associer sans perte de place.

Passons maintenant en revue les Exposants.

● COFELEC :

Matériaux : Apparition du T6 classe 9 CCTU aux propriétés équivalentes au T5 mais d'un prix de revient moins élevé $\mu = 3\,500 \pm 25\%$.

Remplacement du T11 et du T12 par le T10, matériau de classe 8D CCTU donc à coefficient de température voisin de zéro et de classe serrée.

Circuits : Création des pots de la série internationale 11×7 et 36×22, de pots de grand volume 70×42, 70×22, 70×35 et d'habillages série économique.

Lancement du pot carré SM6 en matériau T10, T6 et T14.

● LTT :

Matériaux : Création du fermalite 2006
 $10\,000 \leq \mu \leq 15\,000$

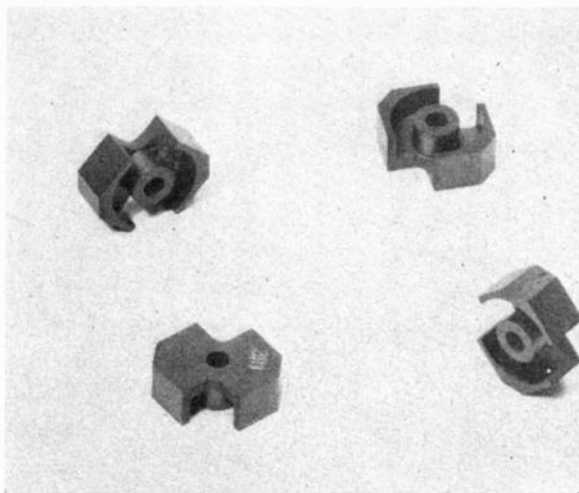
Circuits : Lancement des pots carrés C6 et C7 correspondant aux SM6 et SM7. L'encombrement sur circuit imprimé est de 6 ou 7 pas suivant le nombre de sorties. Développement du réglage de l'inductance par vis et taraudage d'une des coupelles.

● RTC LA RADIOTECHNIQUE - COMPELEC :

Matériaux : Création du 3H1L. Les caractéristiques sont plus linéaires que le 3 H1 dans la zone des basses températures et le coefficient $\Delta\mu/\mu^2$ de $1 \times 10^6 \pm 0,5$ donc plus faible et plus serré que le 3 H1.

RTC dispose également d'un matériau à μ élevé, $\geq 10\,000$, le 3 E3, prévu pour transformateurs.

Circuits : Nouveau circuit en forme de pot carré dénommé R6 et équivalent, par son encombrement, au C6 LTT et SM6 COFELEC ou KRUPP. Ce circuit se distingue par ses deux encoches plus fermées (90°) et est livré en matériaux 3H1, 3B7 et 3E2.



R.T.C. Circuits R6

Parmi les exposants étrangers :

SIEMENS présente, parmi la très grande variété de sa production, sa fabrication habituelle de noyaux ferrite, débordant largement la série internationale. La gamme des pots s'étend du 7×4 au 70×42. Les circuits sont fournis en matériaux dont les perméabilités vont de 9 à 10 000.

Au stand KRUPP, nous retrouvons les pots carrés type SM ainsi que les noyaux connus de la série internationale et les noyaux en croix.

Vogt, fabricant de noyaux en poudre de fer type vis filettées et noyaux divers, expose un ensemble de circuits en ferrite comprenant des vis, des coupelles, ainsi que certains pots normalisés. Sa fabrication est orientée vers le domaine grand public et télévision.

Parmi les productions originaires des USA, signalons les noyaux ferrite ITT couvrant une gamme relativement modeste allant du 14×8 au 26×16 et la présentation discrète de Indiana General. Cette dernière, par contre, fournit une documentation détaillée sur les caractéristiques de ses matériaux ainsi que sur les normes dimensionnelles de ses circuits, lesquels comprennent, entre autres, des noyaux en croix et certains pots de la série internationale.

La production japonaise est représentée par TDK Electronics. Parmi une fabrication classique, on relève un noyau en pot de forme originale dénommée EP. Il est formé de deux demi-pots carrés et tronqués de telle sorte que la carcasse apparaisse et puisse être munie de part et d'autre sur les joues de deux embases dans lesquelles sont implantés les picots et raccordement sur circuit imprimé.

MATÉRIELS POUR HYPERFRÉQUENCES

Suivant une voie ouverte depuis plusieurs années déjà dans l'électronique, le matériel pour hyperfréquence, présenté au Salon des Composants de 1968 abonde. De nombreux tubes hyperfréquences sont encore en cours de développement ; les qualités de ceux-ci les imposent pour remplir des fonctions spécifiques telles que l'obtention de puissances élevées. Le matériel utilisant les techniques de l'état solide se diversifie et dans les stands apparaissent déjà des maquettes de dispositifs hyperfréquences microminiaturisés.

Ne pouvant dresser une liste exhaustive de toutes les nouveautés présentées au Salon des Composants, nous signalons ci-après plusieurs dispositifs dignes de l'intérêt des lecteurs de *L'Onde Electrique*.

1) Dispositifs hyperfréquence à l'état solide

● Le département microélectronique de la Compagnie THOMSON présente :

— un oscillateur à transistor sur strip teflon dont l'accord se fait à 20 % à la fréquence de 1 GHz, la puissance étant de 2 W.

— un détecteur à diode SCHOTTKY réalisé sur un substrat céramique d'épaisseur 0,53 mm. Le détecteur fonctionne de 1 à 7 GHz avec une sensibilité tangentielle de 80 dB/W.

— un modulateur d'amplitude travaillant à la fréquence de 4,3 à 4,7 GHz. Il présente une perte d'insertion inférieure à 1,8 dB. Le temps de commutation est inférieur à 4 ns.

● La COSEM/CSF expose différents types de diodes :

— diodes à capacité variable pour transposition de fréquence :

SFD 314 — V_{BR} 750 V C_1 0,5 pF r_s (100 mA) 0,5 Ω
à SFD 317 — V_{BR} 1 200 V C_1 1 pF r_s (100 mA) 0,6 Ω

— diodes paramétriques AsGa de 4 °K à 400 °K :

SFD 304 — V_{BR} 6 V C_1 (0 V) 0,8 pF F_c (0 V) 80 GHz
à SFD 301 — V_{BR} 6 V C_1 (0 V) 0,3 pF F_c (0 V) 400 GHz

— diodes de commutation rapide Schottky au silicium :

— V_{BR} 10 V C_1 0,1 pF r_s 30 Ω t_c < 100 ps
— V_{BR} 30 V C_1 0,8 pF r_s 6 Ω

— diodes tunnel hyperfréquence au germanium pour bandes L, S, C, et X :

SFD 1482 $R_{nég}$ 70 Ω I_p/T_v > 10 F_r : 5 GHz
à SFD 1489 $R_{nég}$ 50 Ω I_p/T_v > 10 F_r : 25 GHz

— Varactors au silicium pour multiplication de rang faible :

SFD 401 — V_{BR} 30 V $C(-6V)$ 0,4 pF $F_c(-6V)$ 300 GHz
à SFD 444 — V_{BR} 120 V $C(-6V)$ 8 pF $F_c(-6V)$ 20 GHz
1 N 5152 P_{sortie} 6 W à F 2 GHz Rendement 3 dB
à 5155 P_{sortie} 3 W à F 5 GHz Rendement 3 dB

— Snap.off au silicium pour multiplicateur de rang élevé :

SFD 471 — V_{BR} 20 V t_s 0,1 ns τ < 20 ns
à 473 — V_{BR} 40 V t_s 0,3 ns τ < 60 ns

A noter que les boîtiers de certaines diodes existant auparavant ont été modifiés de façon à présenter des sorties axiales.

CSF a étudié un certain nombre de circuits intégrés pour hyperfréquences ; il en sera parlé dans *L'Onde Electrique* de septembre 1968.

● La Société ALCATEL réalisant des dispositifs selon la demande des utilisateurs expose les lignes planes symétriques en couche mince métallique qu'elle fabrique pour la Société OTTAWA ; la fréquence d'utilisation se situe entre 0 et 18 GHz ; les impédances sont de 50, 75 ou 100 Ω ; l'affaiblissement 0 à 30 dB ; la précision de l'affaiblissement $\pm 0,1$ dB. Les résistances sont en tantale.

● Enfin, tandis que la RADIOTECHNIQUE allonge la gamme de ses transistors, SESCO ajoute une nouvelle diode commutatrice à son catalogue.

● Une importante exposition de matériel hyperfréquence ferrite est présentée au stand de la Société L.T.T. :

— Des filtres accordables à monocristal ; plusieurs matériaux sont utilisés (yttrium, yttrium-gallium, calcium-vanadium-bismuth). Ils permettent de couvrir une gamme de fréquence allant de 1 000 à 12 000 MHz.

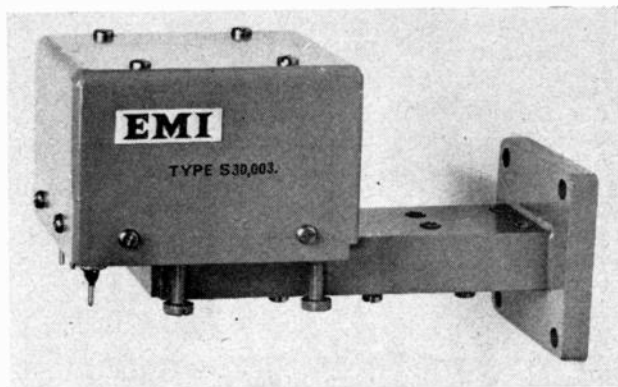
— Des isolateurs et circulateurs VHF sur circuits imprimés fonctionnant à 2 600 MHz et embarquables.

A noter un circulateur cryogénique fonctionnant jusqu'à la température de l'hélium liquide et utilisable dans un amplificateur paramétrique. Sa fréquence de fonctionnement est de 935 MHz.

— Des commutateurs à diodes tunnel.

— Parmi les circuits à ferrites non réciproques il faut signaler un isolateur à 2 GHz ; et un circulateur également à 2 GHz réalisé en couches minces sur ferrites et pouvant passer 6 kW.

Notons encore sur le stand L.T.T. des lignes à retard magnétique ou acoustique, la fréquence de cette dernière se situant entre 1 et 2 GHz.



Source à l'état solide EMI

● Parmi les exposants étrangers, on a pu voir chez E.M.I. la présentation d'une nouvelle série de sources solides hyperfréquences accordables dans la bande X ; chaque ensemble se compose d'un transistor oscillateur accordé par une diode « step recovery ». Trois versions sont initialement disponibles dans les gammes 8,5 à 8,9 GHz ; 8,85 à 9,25 GHz ; 9,2 à 9,6 GHz.

● Des modulateurs PIN sont disponibles chez HEWLETT PACKARD ; ils présentent une puissance élevée : 2 W continu ; 100 W crête.

Un de ces modulateurs est à l'état solide intégré hybride il a une largeur de bande de 0,8 à 4 GHz et une dynamique de 1,7 à 40 dB.

Un autre modulateur a une bande passante de 8 à 18 GHz avec une dynamique de 2,5 à 4,5 dB.

● Chez FERRANTI, ce sont les amplificateurs paramétriques qui tiennent une place importante. La gamme s'étend de 390 MHz à 10 GHz ; ils sont présentés avec des pompes utilisant des multiplicateurs à l'état solide et des sources commandées par quartz. Ils peuvent être fournis conformément aux spécifications des clients avec des puissances comprises entre 4 W à 80 MHz et 50 mW à 20 GHz.

Des sources solides sont également présentées telle que cette source bande S contrôlée par quartz, utilisée pour commander des amplificateurs de puissance qui, à leur tour, commandent un accélérateur linéaire. Cette application demande une gamme d'accord de quelques MHz associée à un très haut degré de stabilité de fréquence. Dans ce but, la source est contrôlée en température à ± 2 °C par un dispositif à contrôle intérieur et fournit une puissance de 1 W.

A noter également sur le stand FERRANTI des TR limités à large bande : 8,5 à 9,1 GHz et 9 à 9,7 GHz ; et des TR accordables à haute fiabilité, fonctionnant en bande S avec une fréquence centrale de 3 060 MHz.

● SYLVANIA montre sur son stand un oscillateur utilisant une diode avalanche au silicium polarisée dans la région des caractéristiques inverses et montée dans une cavité appropriée. Sa résistance dynamique dépend de la fré-

quence : négative aux fréquences élevées et positive aux fréquences basses. Le signal ainsi obtenu est exempt de toute oscillation parasite dans les basses fréquences. La bande d'utilisation est de 8,2 à 12,4 GHz ; la plage de réglage (mécanique) ± 100 MHz.

● M.O. VALVE, offre, parmi différentes nouveautés ; un circulateur à hautes performances ; il fonctionne de 9,6 à 9,9 GHz, les pertes directes sont de 0,15 dB, l'atténuation inverse de 30 dB, le T.O.S. de 1,05.

2) Tubes hyperfréquences et dispositifs classiques

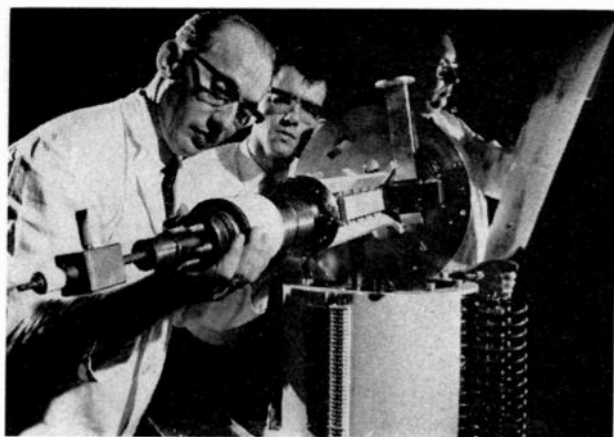
Les constructeurs traditionnels de tubes hyperfréquences restent fidèles à l'amélioration des dispositifs classiques.

● La C.S.F. expose des maquettes de nouveaux tubes à onde progressive pour des utilisations au sol ou aéroportées ainsi que pour les télécommunications spatiales par satellite (puissance > 5 W à des fréquences de 3 à 5 GHz).

● Le débouché des télécommunications spatiales a également conduit THOMSON-VARIAN à fabriquer une maquette de tube à ondes progressives pour satellite, équipé d'un collecteur à potentiel dépressé ce qui permet l'obtention d'un rendement de 35 % avec un gain de 37 dB, la puissance de sortie étant de 20 W, la bande de fréquence s'étend de 3,7 à 4,2 GHz.

● Par ailleurs, les laboratoires THOMSON-BRANDT présentent des échantillons de lignes à retard acoustiques en saphir fonctionnant à des fréquences s'échelonnant de 100 à 5 000 MHz et dont le volume total, connecteur et circuit d'adaptation inclus, ne dépasse pas 50 cm³ pour un retard de plusieurs microsecondes. La perte d'insertion est inférieure à 50 dB pour une largeur de bande de 10 %.

● Toujours dans le domaine des applications spatiales, SIEMENS expose un T.P.O. à refroidissement par eau, avec focalisateur, pour les stations terrestres des télécommunications par satellites. Le gain est de 34 dB pour une puissance utile de 8 kW, la gamme de fréquence s'étend de 5,925 à 6,425 GHz.



Tube à ondes progressives de haute puissance à refroidissement par eau ZH 1045 de la Siemens pour les stations terrestres de satellites.

● La Société M.O. VALVE, expose de nouveaux magnétrons. Un de ces magnétrons a une bande de fréquence de 9 à 11 GHz, il peut délivrer 0,05 à 0,3 kW crête ; un autre a une bande de fréquence de 16,36 à 16,64 GHz, la puissance de sortie est de 34 kW.

● Chez FERRANTI c'est un nouveau T.P.O. que l'on trouve. Il produit 20 kW de puissance crête dans la bande X, en puissance moyenne ; il fonctionne à 500 W avec une amplification de 46 dB.

● La Société TELEFUNKEN présente, elle aussi, de nouveaux T.P.O. :

— le TL 5200 à focalisation magnétique de faisceau pour les émetteurs troposphériques et usages similaires dans la bande de fréquence 4,4 à 5 GHz. La puissance de service

est au minimum de 1 kW, le rendement est élevé et atteint 32 % ;

— le YH 1131 est un amplificateur T.P.O. à focalisation magnétique alternée, à tube non remplaçable et ayant une puissance de saturation optimale de plus de 10 W dans la bande de fréquence 11,7 à 12,7 GHz ;

— enfin, le TL 4002 est un amplificateur miniature à T.P.O. à très grandes longévité et fiabilité. Il convient pour les satellites de télécommunications fonctionnant avec une ou plusieurs porteuses dans la bande 3,7 à 4,2 GHz. Le courant cathodique est largement variable de sorte que les puissances de sortie de 6 à 12 W peuvent être obtenues avec un rendement pratiquement constant d'environ 35 %. Il est à remarquer que le tube et le système de focalisation ne forment qu'une seule unité.

TUBES IMAGES

● *Grand Public* — Dans le domaine des tubes « grand Public », de nombreux constructeurs présentaient de nouveaux tubes en noir et blanc de petit format pour les téléviseurs portatifs et les petits appareils d'appartement. Ces tubes, de 31 cm, 44 cm et 50 cm se caractérisent par un écran plus plat que les anciens tubes et par des angles plus marqués. Ils sont évidemment autoprotecteurs.

Dix stands présentaient des tubes de télévision en couleur. Tous réalisent ces tubes à shadow mask dans les deux formats les plus classiques (56 cm et 63 cm). Le format 49 cm était présenté par cinq constructeurs et celui de 38 cm par trois (Mazda-Belvu, RCA et Sylvania).

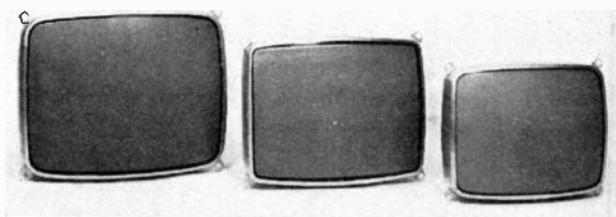
Tous ces tubes existent en plusieurs variantes, la palme revenant incontestablement à RCA dont le catalogue ne comprend pas moins de 28 modèles répartis entre les quatre formats.

De nombreux constructeurs présentaient les accessoires (bobines de déflexion — transformateurs de balayage — lignes à retard) nécessaires pour la mise en œuvre de ces tubes.

● *Tubes cathodiques professionnels* — La tendance déjà constatée les années précédentes vers la généralisation des écrans plans rectangulaires s'est encore poursuivie cette année. Ces tubes sont souvent munis d'un « graticule incorporé ».

RTC - La Radiotechnique - Compelec présentait un nouveau tube cathodique ultrarapide, le 42 D 13 BE utilisable jusque 5 GHz (temps de montée 75 ps — sensibilité 10 V/cm).

Mais la nouveauté la plus originale était le tube bicolore RCA à un seul canon qui émet du rouge pour une tension d'accélération de 6 kV et du vert pour une tension de 12 kV. Ce tube est réalisé en deux versions SC 4689 (diamètre 5 pouces déflexion électrostatique) et SC 4827 (diamètre 10 pouces — déflexion électromagnétique).



RTC LA RADIOTECHNIQUE-COMPELEC, gamme de tubes-images pour téléviseurs couleurs. « Document RTC ». De gauche à droite A56-IIX et A49-IIX.

● *Tubes pour visualisation d'information* — Le développement de l'informatique a conduit de très nombreux fabricants de tubes images à la réalisation de petits tubes monoscopes destinés à générer des symboles alphanumériques (généralement 64 symboles différents), destinés à affi-

cher sur des écrans cathodiques des informations provenant d'ordinateurs.

Nous signalerons en particulier les suivants :

CSF = OEE 1103

Thomson = TH 9503 (Scripticon)

Torn AEI = V 3199

Raytheon = CK 1414 (Symbolray).

Des tubes cathodiques spécialisés ont aussi été créés pour la présentation de ces symboles :

CSF = OME 1104

Torn AEI = M 31 — 100 GH

English Electric Valves = Laminar Beam

General Electric Company of England = LD 720

Raytheon = CK 1406 — P (Dataray).

Ces tubes se caractérisent par une excellente définition et un très bon contraste sur toute la surface de l'image.

● *Tubes de prises de vues* — Outre les tubes classiques (vidicons et orthicons) exposés par de nombreux constructeurs, nous avons remarqué un certain nombre de tubes pour applications spéciales :

a) tubes pour bas niveaux de lumière.

La Société WESTINGHOUSE présentait son tube SEC Vidicon WL 30 691 qui est maintenant fabriqué en série.

Thomson présentait, dans ce même domaine, l'ESICON TH - X - 532.

Le tube image Isocon, dérivé du tube image Orthicon, est construit par English Electric (P 850 et P 880) et RCA (C 21 093).

b) tube pour très haute définition.

La réalisation la plus marquante dans ce domaine est le REBICON (Return Beam vidicon) C 23 061 A de RCA dont le principe combine celui de l'image orthicon et celui du vidicon, et dont la définition atteint 4 000 lignes.

c) tubes vidicons sensibles à des longueurs d'onde lumineuses invisibles

Ultraviolet (supervidicon TH - X 537 de Thomson),

Infra-rouge (TH - 9890 de Thomson sensible jusqu'à 2μ),

Rayons X (TH - X 832 de Thomson et P 865 de English Electric Valves).

● *Tubes intensificateurs d'images* — Les réalisations les plus originales étaient les deux tubes obturateurs rapides : Radiotechnique P 300 BE (très compact grâce à une double localisation de proximité) et CSF OBD 1105. Ce dernier comporte un système de déflexion permettant de former neuf images successives d'un même objet sur des régions différentes de l'écran.

En dehors de nombreux tubes amplificateurs de luminosité à un seul étage et à « dégrandissement » ou intensificateurs d'images classiques à plusieurs étages en cascade et à focalisation magnétique, nous avons noté deux tubes à un seul étage à focalisation électrostatique présentés par Thomson (TH - X - 447 et TH - X - 448).

TUBES CLASSIQUES

Bien que les tubes classiques perdent chaque année du terrain devant les semiconducteurs, quelques nouveautés ont été présentées, dans ce domaine, pour satisfaire des besoins qui ne peuvent pas l'être par des dispositifs à l'état solide :

● tubes de puissance HF pouvant atteindre 600 kW comme la triode « Supervapotron » TH 546 de Thomson.

● tubes de puissances UHF pour réémetteurs de télévision dans la région des 470 MHz (les triodes à structure plane TH 302 et 328 assurent un gain de 20 dB et délivrent respectivement des puissances de 25 et 100 W).

● tubes pour applications industrielles comme la triode CSF HFI 1106 pour amplificateurs BF pour machines vibrantes qui délivre une puissance de 15 kW ou encore

les magnétrons développés par Radiotechnique et Thomson-Varian pour le chauffage par hyperfréquences.

Nous signalerons enfin les montages redresseurs présentés par le groupe ITT et réalisés aux moyens de diodes au silicium et de condensateurs. Ces dispositifs qui délivrent des tensions pouvant atteindre 40 kV sont destinés au remplacement direct des tubes redresseurs et ont l'aspect extérieur d'un tube électronique.

ÉMETTEURS ET RÉCEPTEURS D'INFRAROUGE

Le Salon des composants 1968 confirme la pénétration des dispositifs opto-électroniques et la place prise par ceux-ci parmi les éléments électroniques devient si sensible que la plupart des grandes Sociétés les mettent en valeur et les choisissent comme significatifs de l'effort fait dans la production et la recherche de pointe. Certainement les dispositifs infrarouge n'atteignent pas la large diffusion des tubes de télévision (présentation et prise de vue), mais, sans aucun doute, les types de composants infrarouge se multiplient en couvrant une gamme maintenant très vaste.

Il semble que, dans le domaine de l'infrarouge, les grandes Sociétés ont bien stabilisé leur production ; elle offrent sur catalogue des composants nombreux et d'utilisation pratique. Cependant, il apparaît tout aussi important pour les fabricants d'engager le dialogue avec les utilisateurs et il n'est guère d'exemple où des variantes ne soient disponibles pour adapter au mieux les composants à l'équipement : lecteur de cartes perforées, thermographe, laser, etc.

En 1967 le Salon de la Physique avait rassemblé les exposants de laser. Cette année, au Salon des Composants, bien que les lasers ne soient pas encore en très grand nombre, leur présence est cependant bien nette et les catalogues démontrent que ce sont aujourd'hui des composants industriels disponibles commercialement.

1. Émetteurs de lumière

1.1. DIODES ÉLECTROLUMINESCENTES DANS L'INFRAROUGE

Les dispositifs présentés les années précédentes se retrouvent toujours dans les catalogues des fabricants ; on note cependant une diversification des modèles et des performances plus élevées.

La CSF, en particulier, présente toute une gamme de diodes électroluminescentes à l'arséniure de gallium. À côté de la diode GA 10, on trouve la diode GA 12 dont les variantes tendent vers les fortes brillances et les fortes puissances. La diode GA 12R est montée sur embase format TO3, cet ensemble associé à un radiateur donne une puissance maximale de 100 mW, avec une brillance dans l'axe de 10 W/cm^2 . Cette diode ne peut supporter que des fréquences de modulation moyenne (500 kHz) ; pour des fréquences plus élevées, il faut utiliser une des diodes GA 12, 12T ou 12TV. Ces diodes d'ailleurs ne diffèrent que par l'optique qui leur est associée et qui permet de réaliser l'adaptation de l'arséniure de gallium au milieu extérieur. Ces diodes peuvent également être refroidies jusqu'à la température de l'azote liquide ce qui multiplie par 8 la puissance émise.

Pour sa part, RTC la Radiotechnique-Compelec signale que ses études, après la mise au point des diodes uniques, s'orientent vers le développement de mosaïques d'émetteurs de lumière. Les dispositifs de visualisation sont un des objectifs majeurs de RTC et les techniques d'épitaixie de la solution mixte GA ($A_{xx} P_{1-x}$) permettent, dès à présent, d'envisager une mosaïque de 35 points électroluminescents dans le rouge, mosaïque destinée à remplacer les tubes Nixie.

La combinaison émetteur-récepteur de lumière est également présentée car elle débouche sur des applications intéressantes dont la plus immédiate est celle de la lecture des cartes perforées. RTC propose la combinaison de la diode à l'arséniure de gallium du type 102 GAY et du phototransistor 203 BPY. Ces éléments sont montés sur des boîtiers identiques compatibles avec le pas de 2,54 mm des cartes perforées et soudables sur circuits imprimés. L'émetteur est alimenté par 20 mA sous 1,2 V et le phototransistor fournit, dans ces conditions, un courant de 2 mA. Facilement modulable, cet ensemble remplace très avantageusement les lampes à filament de tungstène.

La diode GA-BM de la CSF, livrée en montage verre avec optique incorporée, est également conçue pour les mêmes applications où la facilité de mise en œuvre et le faible prix sont des facteurs déterminants.

PHILCO possède également une gamme très complète parmi laquelle la diode GAE 406, sur boîtier T05 avec lentille à immersion et réflecteur, délivre 25 mW lorsqu'elle est alimentée sous 2 A en continu. Cette même société présente une diode à l'antimoniure d'indium émettant une longueur d'onde de 3,9 ou 3,1 microns selon la température. A 77 °K, la diode GAE 506 délivre 650 μ W sous un courant de 200 mA continu.

1.2. DIODES LASERS A L'ARSENIOURE DE GALLIUM ET LASERS

Présentées déjà au Salon de 1967, les diodes lasers à l'arséniure de gallium restent sensiblement au même point et se retrouvent au stand des différents constructeurs : RTC, CSF, ce dernier exposant une diode en fonctionnement dans laquelle la région émissive était très nettement discernable ; la brillance dans l'axe peut y atteindre 10^6 W/cm²/strd.

Dans la catégorie des lasers, on retrouve les principaux modèles chez les différents fabricants.

Laser hélium-néon :

A la CSF, on remarque le laser He-Ne F 9136 qui permet d'obtenir 60 mW dans le mode TEM₀₀ pour une longueur de 3 mètres entre miroirs obtenue par deux tubes parallèles couplés par un prisme et refroidis par circulation contrôlée d'air.

Dans la gamme très complète offerte par la CILAS, le laser NTO3 constitue une source d'un emploi très simple et de très faible encombrement délivrant plus de 300 μ W en monomode transverse TEM₀₀ pour une puissance d'alimentation de 20 W.

Des modèles analogues existent chez EEV (type Xn 607 à 614), chez FERRANTI (le laser type SL7 délivre un minimum de 50 mW pour une puissance de 300 W).

Laser à CO₂ :

Chez CSF, les lasers F 9110/A et F 9110/B peuvent fournir des puissances de 5 à 15 W avec des divergences de 4 à 10 mrd pour une puissance d'alimentation inférieure à 1 kVA. Ces deux modèles sont à tubes à plasma soudés. Le modèle LGC 1120 délivre 120 W à 10,6 μ , grâce à une circulation permanente de gaz, une seule armoire comprend tous les organes annexes : pompe, alimentation HT et alimentation en gaz.

Des puissances supérieures, jusqu'à 400 W, sont également disponibles (SAT, CGE, FERRANTI) mais ces modèles relèvent encore plus de la recherche et du développement que de la commercialisation habituelle des composants.

Laser à l'argon ionisé :

Ces lasers sont présentés chez quelques exposants (CILAS, CSF, EEV). Les puissances émises à 4880 Å et 5145 Å atteignent 5 W (LGA 1100, CSF). Le refroidissement est obtenu par circulation d'eau. Ces lasers, d'un emploi relativement aisé, doivent trouver de grandes applications pour la physique, la chimie, la biologie et l'optique.

Pour répondre aux besoins des utilisateurs, la CGE et la CILAS présentent également des composants optiques destinés aux lasers :

- cellule de Pockels à utiliser comme modulateur ;
- barreaux de rubis jusqu'à des diamètres de 25 mm et des longueurs de 150 mm ;
- monocristaux de métaniobate de lithium pour optique non linéaire, etc.

2. Les détecteurs photoélectriques

2.1. DÉTECTEURS D'INFRAROUGE MOYEN ET LOINTAIN A SEMI-CONDUCTEURS

On retrouve, en général, toute la gamme des détecteurs d'infrarouge chez les fabricants spécialisés dans ce domaine. Les composants des années précédentes sont toujours présents

mais complétés par des accessoires qui en rendent l'usage plus aisé. Ainsi CSF offre avec ses cellules au germanium dopé à l'or, au cuivre et au mercure, un choix de fenêtres (germanium, iodure de sodium) et un préamplificateur associé dont le gain est 34 dB et la bande passante de 0,2 à 50 000 Hz.

RTC dispose d'une gamme complète de détecteurs à partir desquels certaines variables « sur mesure » sont possibles. Jusqu'à 2,5 μ m, la cellule 61SV du sulfure de plomb est utilisable, ensuite la gamme des cellules à l'antimoniure d'indium jusqu'à 5,6 μ m (ORP 13 et APY 36). Pour les détecteurs In Sb travaillant à la température ambiante des barrettes multi-éléments sont également disponibles tandis que, pour InSb refroidi à l'azote liquide, RTC offre diverses dimensions de 0,5 à 4 mm, différents types de diaphragmes et de cryostats. En outre, la cellule RPY 23 permet de pousser la détection jusqu'aux longueurs d'onde millimétriques.

Dans le stand SAT, les principaux détecteurs infrarouge sont également présents, sulfure de plomb, antimoniure d'indium à effet photovoltaïque mais surtout le détecteur intrinsèque au tellure de cadmium et de mercure est intéressant. Il permet de détecter l'infrarouge entre 9 et 12 microns avec une excellente détectivité (10^9) et un temps de réponse de l'ordre de quelques nanosecondes. Les conditions de refroidissement sont également favorables puisque, pour cette bande spectrale, des températures de 35 à 77 °K sont suffisantes.

L'évolution de ces composants conduira naturellement à la présentation de mosaïques de détecteurs. Aussi bien à la SAT qu'à la CSF et RTC, le développement de ces mosaïques est déjà engagé et, sur demande, certaines associations peuvent être réalisées. PHILCO qui présente également un ensemble de détecteurs couvrant le spectre de 1 à 30 microns, propose, dans des dewars spéciaux, des combinaisons linéaires de 5 ou 8 éléments d'antimoniure d'indium et de 21 détecteurs de germanium dopé à l'or avec des pas de quelques centièmes de millimètres.

2.2. DÉTECTEURS PHOTOÉLECTRIQUES DANS LE VISIBLE ET LE PROCHE INFRAROUGE

La Radiotechnique-Compelec, Texas-Instruments, Siemens, General Electric, SESCO, Sylvania disposent d'un choix de diodes photoélectriques au silicium largement étendu d'année en année. Il est impossible de passer en revue tous ces composants qui couvrent des applications très variées, mais il faut insister sur ce qui est le plus significatif cette année, à savoir l'apparition de mosaïques de cellules aux éléments de plus en plus nombreux.

PHILCO livre, pour des senseurs solaires, le guidage des missiles, des systèmes de tracking et de surveillance, des mosaïques hexagonales de 19 éléments au silicium, de 62 éléments au carré ou de quatre cellules en quadrature.

PLESSEY expose une mosaïque de 10 × 10 éléments assemblés dans un boîtier TO5. Il s'agit de photo-diodes planar et de transistors MOS sur un même support.

Lorsque des mosaïques de ce type, étendues à 100 × 100 éléments, seront disponibles avec leur système de commutation, la réalisation de détecteurs remplaçant les tubes de prise de vue de télévision sera possible. Un gain de prix très appréciable en résultera.

Le senseur à effet photovoltaïque latéral, en démonstration au stand RTC, est un dispositif original dérivé d'une cellule solaire, il permet de localiser, en abscisse et en ordonnée, une tache lumineuse par une réponse linéaire en tension, relativement indépendante de la dimension de la tache. La résolution est de l'ordre du micron et la sensibilité spectrale s'étend de 0,55 à 1,1 micron. Nul doute que ce dispositif ne soit appelé à des applications nombreuses dans le domaine des senseurs solaires ou stellaires et la poursuite automatique.

Les cellules photoélectriques réalisées sous forme de tubes à vide sont particulièrement intéressantes pour la détection des rayonnements laser. En 1967, CSF avait présenté la série F 9096 et F 9126 à F 9129, à photocathodes S1, S10, S11 et S20.

La RADIOTECHNIQUE présente, à son tour, des photodiodes à vide réalisées par la technique transfert ; la structure

coaxiale permet d'y obtenir des temps de montée inférieurs à 0,4 ns (AVH C20 et CVH C20) et des courants linéaires jusqu'à 30 A (AVHC 200) pour un diamètre de 127 mm dans ce dernier cas.

RCA présente une diode à vide sensible dans l'ultraviolet (C 70126) dont la sensibilité est de 10^{-2} A/W pour une région spectrale s'étendant de 1 000 à 3 200 Å.

2.3. LES CELLULES SOLAIRES

Les cellules solaires constituent un composant photo-électrique à part, en ce sens que les besoins spatiaux jouent un rôle moteur assurant des recherches et des développements suivis.

À côté des cellules au silicium (RTC, FERRANTI) dont le rendement dépasse maintenant 12 %, on voit se développer de nouveaux types à la fois pour des raisons techniques et économiques.

La RTC-Radiotechnique-Compelec a mis au point des cellules au tellure de cadmium en couches minces polycristallines. Le rendement atteint 7 % et le rapport puissance/masse 300 W/kg. Ces cellules, déjà utilisées sur satellites et ballons, donnent toute satisfaction.

Les piles solaires en couches minces Cu_2S CdS de la SAT, déposées sur support plastique pliable doivent également attirer les utilisateurs. Le modèle P4, de surface 4 cm², délivre 25,2 mW avec un rendement énergétique de 4,5 %. Les effets de la température et de l'humidité ont été étudiés, ce qui permet de garantir un fonctionnement satisfaisant dans des conditions très sévères.

MÉMOIRES STATIQUES

Le développement rapide des calculateurs numériques et des équipements spécialisés de traitement de l'information, est étroitement lié à l'évolution des performances des mémoires statiques.

Deux caractéristiques de cette évolution s'imposent à l'esprit, au Salon des Composants : la prédominance des mémoires à tores, technique déjà ancienne, et l'immense développement des « points » mémoires en circuits intégrés.

En effet, depuis plusieurs années il semblait que les mémoires à tores avaient atteint la limite de leurs possibilités, les constructeurs avaient entrepris des études coûteuses sur de nouveaux types de mémoires magnétiques, mémoires à couches minces planes ou cylindriques, mémoires à ferrite laminée ou mémoires à gaufre. Sauf quelques exceptions, ces études n'ont pas encore abouti à une industrialisation. Les caractéristiques des mémoires à tores présentées cette année sont en net progrès. Les valeurs du cycle de base (500 ns), de la densité volumique et du prix par bit, rendent les mémoires à tores encore très concurrentielles.

En parallèle, on assiste à un développement très rapide des mémoires intégrées en techniques bipolaire ou MTOS. Elles sont devenues sans égales comme mémoires « bloc-notes » de faible capacité, mais à cycle d'accès très bref, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes.

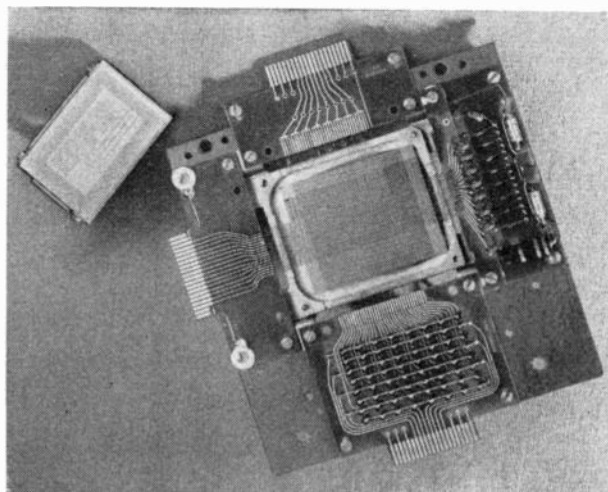
Voyons quels sont les équipements proposés par les différents constructeurs.

● COFELEC présente, cette année, de nouveaux types de tores pour mémoires et de nouveaux assemblages de tores. Ces produits sont, pour la plupart, les résultats de contacts d'études passés par la DRME et la Délégation à l'Informatique à l'occasion du « Plan Calcul ».

C'est ainsi qu'à la gamme déjà existante de tores s'ajoutent les types suivants :

— Un tore de 0,5 mm (20 mils) à large gamme de température (−50 °C à +125 °C).

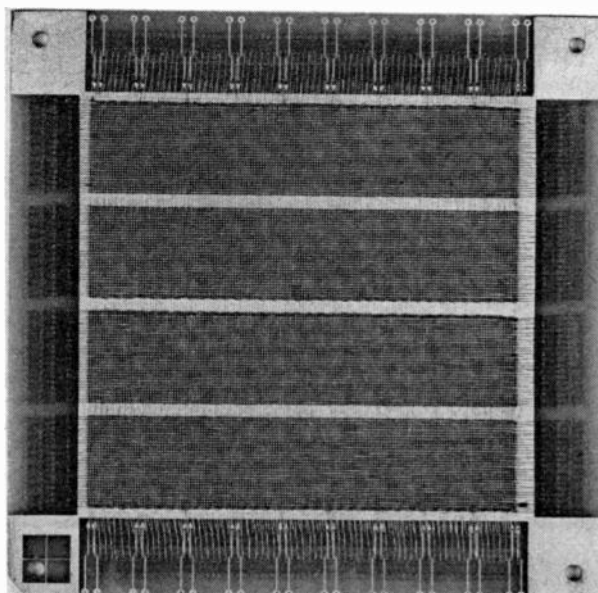
— Des tores « médiums » (0 °C à +75 °C) de 0,5, 0,8 et 2 mm.



COFELEC

Centre : mémoire à gaufre de ferrite.

Haut-gauche : substrat avec couche magnétique gravée.



COFELEC

Module mémoire $2\frac{1}{2}$ D avec des tores de 0,5 mm.

Des échantillons de tores encore en développement figurent également sur son stand : des tores de 0,45 mm (18 mils) et 0,35 mm (14 mils) destinés aux mémoires tissées en configuration $2\frac{1}{2}$ D, avec un temps de cycle de 500 ns.

Chargée, à la suite des études du laboratoire de la CSF, de l'industrialisation des mémoires à gaufre, la COFELEC présente une maquette d'environ 2 000 bits, ayant un cycle de 250 à 300 ns. Un module mémoire de ce type comprend une « gaufre » de ferrite où sont creusées deux familles de fentes perpendiculaires entre elles ; dans l'une passent les fils de sélection de mots, dans l'autre, les fils de digits et les fils de lecture. Sur cette gaufre, on applique un substrat recouvert d'un film de substance magnétique à cycle d'hystérésis rectangulaire qui sert au stockage de l'information binaire ; le bloc de ferrite ne sert qu'à retenir le flux magnétique. Les parties actives du film magnétique sont situées en face de l'intersection de deux rainures. Dans la réalisation présentée, quatre intersections sont utilisées par bit, ce qui permet d'améliorer le rapport signal/bruit en lecture.

Cette nouvelle technique de mémoire est très prometteuse ; elle présente une valeur du quotient vitesse/puissance meilleure que pour les mémoires à tores ; mais la densité obtenue n'est que de 175 bits au cm². Il est possible, en rendant discontinu le dépôt magnétique, d'obtenir des mémoires mortes.

Signalons également l'intérêt que semble prendre COFELEC à l'industrialisation des mémoires à couches minces cylindriques sur fils.

● La RADIOTECHNIQUE-COPRIM présente, cette année, une nouvelle gamme de mémoires à tores complètement équipées faisant largement appel aux circuits intégrés. Leurs caractéristiques sont présentées ci-dessous :

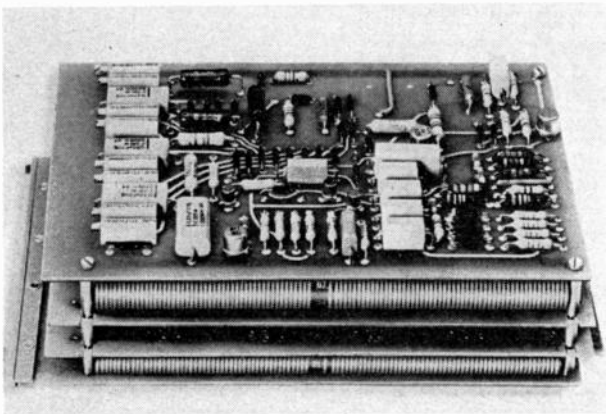
● HONEYWELL qui propose la mémoire à tores la plus rapide actuellement sur le marché (500 ns de cycle).

● INDIANA qui peut délivrer sur catalogue, des mémoires à tores de tous types, formées de plans enrobés très résistants aux vibrations (système « COR-GARD »).

● PLESSEY (G.B.) présente une gamme complète de tores de 20 et 30 mils (0,5 et 0,7 mm), d'assemblages de tores en montage 2 1/2 D atteignant 32 000 mots de 13 bits sur un plan. On remarque une mémoire à programme câblée utilisant des tores et un plan conçu pour résister aux conditions spéciales de l'environnement aéronautique.

— Alors que, pour ces constructeurs, les mémoires à tores constituent l'essentiel de la production d'éléments de

Caractéristiques	FI 1	FI 2	FI 3
Capacité en bits	1024	128 à 1 024 mots de 4 à 8 bits	4096 mots de 8 à 18 bits
Cycle	2 µs	4 µs	3,5 µs
Temps d'accès	900 ns	600 ns	1 µs
Température de fonctionnement	0 à +50 °C	0 à +55 °C	0 à +55 °C
Modes possibles	Lecture/Réécriture Effacement/Ecriture Lecture seule Ecriture seule	Lecture/Réécriture Effacement/Ecriture (en cycles divisés)	Lecture/Réécriture Effacement/Ecriture Lecture/Ecriture (en un cycle divisé)
Alimentation	+6 -6 V	+12 V	
Volume	290×138×95	180×120×75 en module enfichable	



R.T.C. LA RADIOTECHNIQUE-COMPELEC
Mémoire FI 2

Citons que RTC présente la mémoire à tores qui sera embarquée sur le satellite D₂.

● La CGE présente un prototype de mémoire à diodes tunnel développé dans ses laboratoires sous contrat DGRST. C'est une technique à retenir pour les mémoires très rapides de faibles capacités.

On notait la présence de nombreux constructeurs étrangers qui présentaient une partie de leur production de mémoires. Nous retiendrons spécialement :

● AMPEX qui, à sa gamme de mémoires à tores déjà bien connues, ajoute un nouveau type plus compact.

stockage d'information, un constructeur japonais (TOKO) propose des plans de mémoires à fils à dépôt magnétique livrable immédiatement, de 64 mots de 64 bits ou 40 mots de 32 bits. La Société PLESSEY, en Angleterre, de même que UNIVAC, aux Etats-Unis, s'intéressent à ce type de mémoire.

Dans le domaine des mémoires en circuits intégrés, la plupart des grands de l'industrie des composants des Etats-Unis proposent des mémoires ; leur capacité reste inférieure à 100 bits. Citons SYLVANIA, MOTOROLA, TEXAS en circuits bipolaires, et GENERAL INSTRUMENTS en circuits MTOS.

APPLICATIONS NUCLÉAIRES

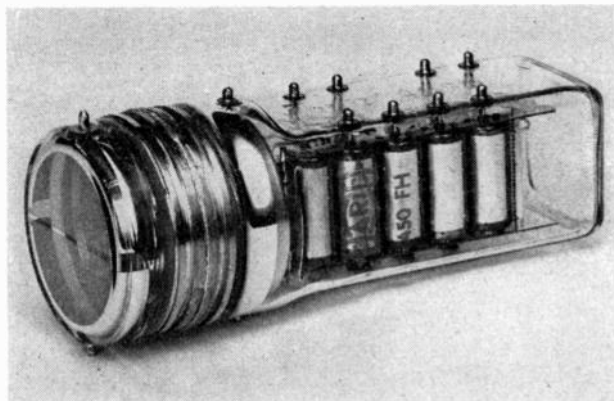
Peu de stands présentent à ce salon du matériel destiné à la détection nucléaire.

A) Photomultiplicateurs

● R.T.C. la RADIOTECHNIQUE COPRIM présente une gamme très étendue de photomultiplicateurs où on notera les nouveautés suivantes :

— un P.M. hybride (encore à l'étude). Les photo-électrons issus d'une photocathode sont accélérés dans un champ électrique élevé et détectés par une diode en silicium de type planar. Cette structure permet d'obtenir des faibles fluctuations de temps de transit et assure une linéarité du courant crête de sortie jusqu'à des intensités très élevées ;

— des photomultiplicateurs à faible bruit : 56 DUVP/03, dérivé du 56 DVP (avec photocathode bialcaline S24) et PM 2003, utilisables pour la détection du tritium notamment.



Photomultiplicateur 450 FH. Doc. R.T.C.

Citons également, chez le même constructeur, la sortie maintenant industrielle :

- de la famille des PM embarquables parmi lesquels le PM 450 FH qui possède deux photocathodes hémicirculaires séparées de 1 mm ;

- du photomultiplicateur ultra-rapide XP 1210 (dynodes portées par des disques scellés empilés) et de son support 56 040 comprenant les couplages capacitifs (largeur de l'impulsion à mi-hauteur avec source Cerenkov = 1,2 ns).

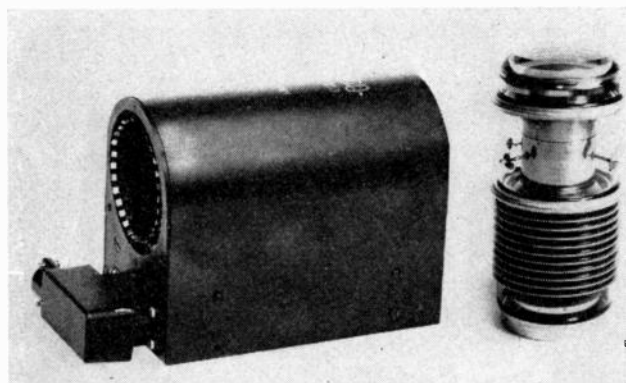
- R.C.A. développe, entre autres, un PM à structure céramique-métal compacte (C 70 144) de haute efficacité quantique, à photocathode bialcaline (C, K_2, Sb) dont la grande stabilité assure au tube un bon fonctionnement à haute température.

B) Détecteurs de radiations

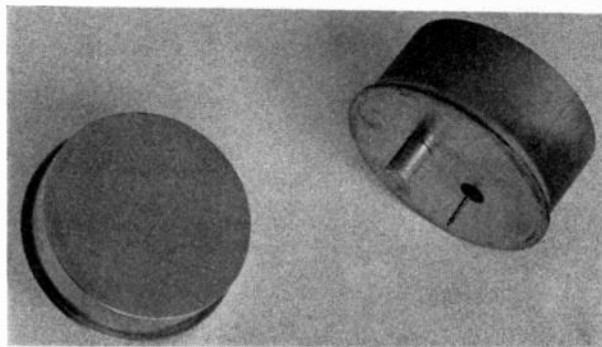
- Dans le domaine des *détecteurs semiconducteurs* (semiteurs), on notera chez RTC, outre l'amélioration des modèles maintenant classiques, la production d'une manière continue et semi-industrielle d'une gamme complète :

- de détecteurs Si (Li) en boîtiers fonctionnels E ou dE/dX et présentant d'excellentes caractéristiques pour la spectrométrie de particules pénétrantes d'une part (BPX 10/2 à BPX 14/5), la spectrométrie X d'autre part (modèles prévus pour fonctionner à 77 °K) :

- surface utile : 25 mm² à 3 cm²
- épaisseur utile : 2 à 5 mm
- résolution (sur des électrons de 1 MeV) : de 6 à 15 keV à 30 °C et de 15 à 50 keV à +20 °C
- résolution inférieure à 4 keV, à 77 °K, pour les détecteurs prévus pour rayons X.



PM XP 12.10 et support type 56.048. Doc. R.T.C.



Semiteurs au germanium, compésés au lithium de structure placés en boîtiers étanches. Doc. R.T.C.

- de détecteurs Ge(Li) pour spectrométrie γ de structure plane (jusqu'à 10 cm³) ou coaxiale (jusqu'à 50 cm³), encapsulés dans un boîtier étanche ou montés directement dans un des cinq types de cryostats actuellement disponibles (autonomie supérieure à 10 jours) : CRY163 - CRY 166 - CRY 167 - CRY 168 - CRY 169.

- Des monocristaux de germanium de qualité nucléaire de 20 cm² de section pour la réalisation de détecteurs Ge(Li) de grand volume réalisés par la Métallurgie HOBOKEN sont exposés chez SOGEMET.

C) Radioprotection

- En *radioprotection*, signalons le détecteur à filtre fixe DFF 10 de C.R.C. destiné au contrôle continu de la radio-activité d'aérosols. Il existe en deux versions, toutes deux équipées de PM 150 AVP :

- détection α (avec sulfure de zinc),
- détection β (avec scintillateur plastique de 0,2 mm)

et comporte deux seuils d'alerte réglables dont le premier peut être fixé à quelques CMA heure pour des émetteurs α et β habituels (sauf le 239 Pu).

- L.M.T. présente un compteur halogène pour la mesure des intensités γ très élevées (3 G 10), de sensibilité 10 c/s/R/h utilisable dans des champs supérieurs à 10 000 R/h sans saturation, ainsi qu'un détecteur plat à remplissage, de grande surface (700 cm²) pour la mesure des rayonnements β (limite de détection : 220 keV).

LES MATÉRIAUX POUR L'ÉLECTRONIQUE

Au Salon de 1968, 84 stands étaient consacrés aux matériaux. Cette appellation désigne des produits allant des éléments de très haute pureté aux diverses soudures employées pour la réalisation des circuits.

On peut souligner un effort très net dans la production des éléments ultra-purs, dont l'existence conditionne, en grande partie, l'obtention des monocristaux utilisés actuellement en électronique. Les degrés de pureté proposés dépassent 4 N et atteignent souvent 6 N, encore qu'il soit nécessaire de préciser les moyens d'analyse employés pour déterminer ce chiffre, ainsi que la nature des impuretés résiduelles.

La vue d'ensemble de cette section n'apporte pas beaucoup de nouveautés, mais elle marque un effort d'amélioration dans l'éventail des produits proposés. Il semble que l'on ait adapté au mieux les performances (entendues au sens très général du terme) à la demande des utilisateurs.

L'examen qui suit ne prétend, en aucun cas, être exhaustif. Le découpage adopté correspond sensiblement à celui qui figure dans le catalogue du Salon.

1. Éléments ou composés de base

Plusieurs sociétés sont à signaler, en raison de la variété des produits proposés :

● BILLITON, propose un catalogue très ouvert. Les métaux de haute pureté proposés, élaborés par raffinage à partir de qualités « standard » sont l'antimoine de 5 N à 6 N 5), le bismuth (6 N 5), le cadmium (5 N 5), l'indium (6 N 5), le plomb (5 N 5) et l'étain (6 N 5). Il faut y ajouter la mise au point d'une production d'or, de tellure et d'arsenic à 5 N 5.

Tous ces matériaux sont livrés normalement en lingots, baguettes, pastilles ou grenailles. Les alliages de ces métaux peuvent être également fournis. Une production de monocristaux de ces métaux, d'alliages (bismuth-antimoine) et de composés (PbTe, SnTe, HgTe, InSb. etc.) existe également.

● HOBOKEN propose :

a) A des degrés de pureté variant de 4 N à - 6 N, les éléments suivants : Ag, As, Au, Bi, Co, Cu, Ga, In, Pb, Sb, Sn, Te, Re.

Chaque élément est proposé avec un ou plusieurs degrés de pureté, les impuretés résiduelles étant précisées avec leur taux de concentration (spectrographie). Ils sont livrés sous forme de lingots (de longueur variable) de croûtes cristallisées ou de feuilles.

b) Une production très élaborée de germanium, soit sous forme d'oxyde, soit à l'état métallique permet de disposer d'un matériau poly ou monocristallin (dopé ou non), ou à l'état de bicristaux.

c) De même, on peut disposer de silicium poly ou monocristallin dopé (de type n jusqu'à 2 ou 200 Ω/cm , et de type p jusqu'à 300 ou 2 000 Ω/cm suivant la méthode de cristallisation).

d) Des composés intermétalliques semiconducteurs sont également proposés : InSb polycristallin de type n (résistivité de l'ordre de 0,1 Ω/cm , nombre de porteur $\geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), InAs polycristallin, GaIn polycristallin, alliages à base de Bi_2Te_3 (pour réfrigération ou pour thermo-conversion), de PbTe (thermo-conversion), enfin alliages de Si-Ge.

● RENNER est un spécialiste des poudres et matériaux frittés. Cette société propose, dans ce mode de fabrication, du tungstène (résistivité de 5,51 $\mu\Omega/\text{cm}$), du molybdène (5,70 $\mu\Omega/\text{cm}$), du cuivre (1,92 $\mu\Omega/\text{cm}$), de l'argent (1,62 $\mu\Omega/\text{cm}$), de l'or ($\mu\Omega/\text{cm}$) et du platine (9,81 $\mu\Omega/\text{cm}$).

On peut adjoindre à ces métaux un ensemble d'alliages de ceux-ci qui peuvent être utilisés dans les problèmes de contacts.

● Chez UGINE-KUHLMANN, on peut disposer, sous forme d'oxydes ou de sels, d'éléments très purs tels que le hafnium, le molybdène, le niobium, le vanadium et le zirconium, et le sodium.

De plus, de très beaux barreaux de rubis étaient visibles au stand de la société. (Dimensions de l'ordre de $200 \times 25 \text{ mm}$. Obtention par méthode de VERNEUIL).

● COMPAGNIE GÉNÉRALE D'ÉLECTRICITÉ

- Monocristaux de corindon (fenêtre optique de 0,17 à 6,5 μ).
- Monocristaux de métaniobate (absorption entre 0,9 et 1,2 μ , inférieure à 1 %).
- Monocristaux de rubis pour laser. Ils sont dopés au chrome, émettent en laser à 6943 Å, leurs dimensions sont de $75 \times 9 \text{ mm}$ ou $150 \times 25 \text{ mm}$ (obtention par méthode de CZOCHRALSKI).

● PECHINEY - SAINT-GOBAIN

- Oxyde d'yttrium très pur (5 N) pour la fabrication de monocristaux (YIG, YAG...).
- Oxydes d'yttrium, de gadolinium et d'euporium, de pureté moyenne, pour les luminophores (T.V. couleur, lampes).
- Oxyde de néodyme pour le dopage des verres lasers.

● RHONE-POULENC semble s'orienter sur une production diversifiée, adaptable à la demande.

2. Ferrites, matériaux magnétiques et grenats

● CSF a exposé :

a) des spinelles

Ferrites de Mn - Mg	(ΔH variant de 180 à 400),
Ferrites de Ni	(ΔA variant de 400 à 520),
Ferrites de Li	(ΔH variant de 460 à 680),

les mesures étant faites en bande X.

b) des grenats

d'yttrium ($\Delta H = 60$)
d'yttrium-gadolinium (ΔH de 75 à 170)
d'yttrium-aluminium ($\Delta H = 50$)
d'yttrium-gadolinium-aluminium (ΔH de 60 à 120).

● SERMAG montrait

- des grenats de fer-yttrium, à ΔH de 0,3 æsted en 1^{re} catégorie, inférieure à 0,5 æsted en 2^e catégorie, livrés en billes de 0,3 à 5 mm de diamètre ;
- des aimants permanents Fe - Co (force coercitive de 4 300 æsted).

3. Céramiques

● COORS/CERAMICS a présenté des céramiques d'alumine obtenues à partir d'oxydes dont la pureté varie de 85 à 99,5 % (7 catégories) et des céramiques d'oxyde de béryllium (pureté de départ de 98 à 99,5 %).

● Chez DEGUSSIT, les oxydes céramiques (alumine frittée, obtenue à partir d'un oxyde de pureté supérieure à 99,5 %) sont livrés sous forme de tubes ouverts, gaines, creusets, pièces isolantes, etc. Les températures de travail varient, suivant les cas, de 1 700 à 2 300 °C.

● QUARTZ et SILICE produit des céramiques ferro-électriques :

- Céramiques au titanate de baryum (angle de perte inférieur à 1 % pour 1 kHz à 20 °C ; résistivité de l'ordre de $10^{12} \Omega/\text{cm}$).
- Céramiques au titanate et zirconate de Pb (angle de perte inférieur à 1 %, résistivité supérieure à $10^{12} \Omega/\text{cm}$).

● CFE propose de son côté :

La zircalite 79 qui est une céramique piézo-électrique de la classe des zirconates de plomb (facteur de perte de 0,6 %. Résistivité supérieure à $10^{10} \Omega/\text{cm}$).

On notera également l'existence des *Tibalits* 12 et 19 (Ba Ti O_3 polycristallin).

4. Isolants - Contacts

● BXL a sorti une nouvelle carte pour circuits imprimés (DH 26), constituée par une feuille de nickel-fer-chrome (76 % Ni - 15,8 % Cr - 7,2 % Fe, avec traces de C, Mn, S, Si et Cu). La résistance superficielle est de $10^{12} \Omega$ (après traitement thermique prolongé, la résistance tombe à $0,5 \cdot 10^{12} \Omega$).

● CICE (isolants) présente de nouvelles formes de pièces de précision en alumine, telles que des substrats cylindriques par résistance, des supports *Ceratab* pour semiconducteurs, des embases et boîtiers pour circuits intégrés.

● KAMMERER (contacts) fabrique des bimétaux de contact en métaux précieux ou tirés de matériaux frittés, des contacts et pièces de contact en métaux précieux.

● RAU (contacts) fabrique des métaux précieux (argent et alliages d'argent, or, alliages et platine...), des bimétaux pour contacts ainsi que des métaux plaqués.

COMMUNIQUÉS

EXPOSITIONS

EXPOSITION INTERNATIONALE ET FESTIVAL HIFI 68

Düsseldorf, 30 août - 3 septembre 1968

Le Parc des Expositions de Düsseldorf accueillera pour la première fois un salon international de la Haute-Fidélité: la « hifi 68 Düsseldorf », qui se tiendra, en même temps qu'un festival, du 30 août au 3 septembre 1968. L'organisation est assurée par le Deutsches High-Fidelity Institut (dhfi) de Francfort-sur-le-Main et par la Düsseldorfer Messgesellschaft mbH — NOWEA — en collaboration avec les différents organismes étrangers du même domaine.

Le but de cette exposition consiste à donner au public, ainsi qu'aux milieux professionnels, une vue d'ensemble de la gamme internationale HiFi qui s'étend du support du son aux appareils de reproduction. Seuls les produits répondant aux exigences minimales selon DIN 45 500 seront admis à figurer à cette exposition.

« HiFi 68 Düsseldorf » offre la possibilité de comparer, dans des conditions acoustiques uniformes, la qualité de reproduction des produits exposés. Des studios avec isolation phonique correspondant à celle des chambres d'appartement normales permettront aux visiteurs de juger les matériels en toute objectivité.

Le Festival offrira, dans la Salle des Concerts, de la musique interprétée par des artistes célèbres, enregistrée sur disques et sur bandes magnétiques. « HiFi 68 Düsseldorf » démontrera qu'il est possible d'entendre chez soi de la musique avec le même plaisir que si on était au concert.

Pour toutes informations complémentaires, s'adresser aux Chambres de Commerce allemandes; pour la France: Chambre Officielle de Commerce Franco-Allemande, 91, rue de Miromesnil, Paris 8^e.

COMPUTER GRAPHICS SYMPOSIUM ET EXPOSITION Uxbridge, 29-30 juillet 1968

Le but principal des organisateurs du Symposium International sur la Visualisation Graphique (Computer Graphics) qui se tiendra à la Brunel University de Uxbridge Middlesex (Angleterre), du 29 au 30 juillet, est de favoriser le développement et l'emploi de cette technique en Europe.

La Visualisation Graphique permet à l'écran cathodique de se lier à l'ordinateur pour composer à la demande courbes et représentations graphiques. Elle conjugue l'image et le calcul complexe pour faciliter, par exemple, l'étude d'un avion ou des circuits électroniques, ainsi que la mise à jour de documentation enregistrée dans la mémoire des calculateurs contrôle-processus.

La mise en œuvre de cette technique s'est effectuée jusqu'ici surtout aux Etats-Unis, mais on constate l'entrée en jeu de quelques machines européennes. Pour la première fois hors des Etats-Unis, ce Symposium donne donc aux cadres industriels la possibilité de discuter les adaptations éventuelles de cette innovation et d'examiner les derniers équipements.

Le Symposium comprendra un programme de conférences établi en collaboration avec les spécialistes britanniques et américains qui passeront en revue les problèmes de la mise en œuvre, l'électronique et la programmation de l'ensemble, ainsi que ses applications.

Parmi d'autres, la parole sera donnée à des représentants de la société ROLLS-ROYCE et du Ministère de Défense britannique, qui sont utilisateurs importants du système, ainsi qu'aux conférenciers spécialistes.

La participation directe au colloque sera limitée à 160 délégués, mais les séances seront transmises par télévision à circuit fermé à ceux qui assisteront en qualité d'observateurs. Au cours des deux journées les constructeurs principaux d'équipements graphiques exposeront leurs appareils.

Pour tous renseignements complémentaires, s'adresser à :

The Secretary, Computer Science Department, Brunel University, Kingston Lane, Uxbridge, Middlesex. Téléphone : Uxbridge 37188 Ext. 216.

CONGRÈS INTERNATIONAL SUR LES DISPOSITIFS ÉLECTRONIQUES « 1968 INTERNATIONAL ELECTRON DEVICES MEETING »

23-25 octobre 1968 — Washington, D.C., U.S.A.

Le Congrès annuel du Groupe « Dispositifs Electroniques » de l'I.E.E.E. (Institute of Electrical and Electronics Engineers) se tiendra au « Sheraton-Park Hotel » à Washington, D.C., USA, du mercredi 23 au vendredi 25 octobre 1968. Le programme de ce Congrès couvre tous les aspects, — recherche, développement, conception et fabrication, — de l'ensemble du domaine d'activité du Groupe, à savoir :

- électronique intégrée, entre autres technologie de fabrication et fiabilité ;
- dispositifs à état solide, notamment nouveaux dispositifs pour hyperfréquences ;
- tubes électroniques, notamment tubes pour hyperfréquences et tubes de puissance ;
- dispositifs de visualisation, de mise en mémoire ou de traitement de l'information ;
- lasers et autres dispositifs d'électronique quantique, notamment modulateurs, détecteurs et dispositifs paramétriques ;
- convertisseurs d'énergie, notamment dispositifs thermoioniques, thermoelectriques, photovoltaïques, ou magnétohydrodynamiques ; piles à combustibles.

Les participants qui voudraient faire une communication d'une vingtaine de minutes devront en fournir avant le 1^{er} août 1968 un résumé clair et précis.

Des renseignements complémentaires peuvent être obtenus auprès de M. Le Mezec, Ingénieur en Chef des Télécommunications au CNET, membre français du Comité des programmes, en écrivant ou en téléphonant au CNET (532.40.00, poste 629, ou secrétariat, poste 652).

RÉALISATIONS TECHNIQUES

LA TECHNIQUE FRANÇAISE AU SERVICE DE L'ARMÉE TURQUE

L'Armée Turque a choisi le système électronique français « DS-4 » pour assurer la commutation automatique de messages du centre télégraphique d'Ankara.

L'installation de ces équipements sera réalisée par la Compagnie Générale de Constructions Téléphoniques CGCT, qui a entièrement conçu et développé le système « DS-4 ».

Le « DS-4 », successeur du « DS-3 », fait partie de la génération miniaturisée grâce à une nouvelle technologie dans le domaine des transmissions.

Dans les systèmes « DS-3 » et « DS-4 », deux ensembles électroniques de traitement des messages peuvent fonctionner simultanément. Cette caractéristique est employée pour renforcer la sécurité des centres assurant un service permanent, sans interruption. En cas de défaillance de l'un des deux équipements, l'autre s'y substitue instantanément et automatiquement, sans perte ni déformation d'un seul caractère des messages traités.

Le « DS-3 » d'Air France, Maine-Montparnasse, en fonctionnement depuis 1966 et celui du Service Technique de la Navigation Aérienne — STNA — à Athis-Mons, en fonctionnement depuis 1967, comportent des équipements doublés. L'installation du STNA traite actuellement 24 000 messages par jour : 9 000 entrants et 15 000 sortants.

IMPORTANT CONTRAT POUR « EUROSYSTEM »

EUROCONTROL, l'organisme européen pour la sécurité de la navigation aérienne, vient de confier un important contrat à EUROSYSYSTEM S.A. de Bruxelles, filiale commune de AEG-TELEFUNKEN (Allemagne Fédérale), CSF-Compagnie générale de télégraphie Sans Fil (France) et PLESSEY-RADAR Ltd (Grande-Bretagne).

Par ce contrat, EUROSYSYSTEM est chargé de travaux de programmation complémentaires destinés à étendre les possibilités de l'ensemble de simulation du centre expérimental de l'Agence EUROCONTROL de Brétigny.

Cet ensemble de simulation avait été étudié et réalisé par le consortium des trois compagnies mères d'EUROSYSYSTEM.

SÉCURITÉ ABSOLUE POUR LA SURVEILLANCE ET LA COMMANDE A DISTANCE DES MISSILES SSBS

La Compagnie Européenne de Télétransmission, CETT, a commencé la production en série des équipements à très haute sécurité « STIM » qui permettront, à partir des postes

de conduite de tir, de commander et de surveiller à distance les missiles SSBS (Sol Sol Balistique Stratégique) et les silos les abritants.

Ces équipements, répondant à des exigences exceptionnelles de fiabilité, assureront le codage, l'émission et la réception des informations sans erreur par les voies de communication les plus diverses. Le système d'armes SSBS sera ainsi sous la dépendance d'un réseau de télécommande et de télésurveillance capable de fonctionner sans défaillance en toutes circonstances.

A la suite des études effectuées sur contrat de la SEREB pour le compte de la DMA-DTEN (Direction Technique des ENGINS), la CETT s'est vu confier un marché très important dont l'exécution s'étendra sur plusieurs années. Au titre de ce marché, la CETT fournira une très grande part de l'ensemble « Transmissions Contrôle » du système SSBS.

Rappelons que la Compagnie Européenne de Télétransmission occupe actuellement une place prépondérante sur le marché de la téléinformatique avec plus de deux cents installations mises en place dans les domaines de la télésurveillance et de la télécommande civiles et militaires.

SIEMENS JETTE LE PONT DE TÉLÉVISION ENTRE L'EUROPE DE L'OUEST ET L'EUROPE DE L'EST

Une partie des reportages de télévision qui ont été présentés en Europe de l'est à l'occasion des jeux olympiques d'hiver de Grenoble ont été transmis par liaison hertzienne à large bande entre Francfort-sur-le-Main et Prague, liaison équipée, du côté de l'Allemagne de l'ouest, de l'ensemble hertzien Siemens FM 960-TV/4000. La liaison sera complétée plus tard pour la téléphonie multiplex sur une autre paire de canaux. Un troisième canal projeté est prévu comme canal de secours soit pour la transmission de programme de télévision, soit pour permettre le multiplex téléphonique, selon les besoins. Une partie des équipements d'interrupteurs de protection nécessaires et l'équipement hertzien pour les liaisons sur le canal de service de la station « Zelená Hora » seront également livrés par Siemens, du côté tchécoslovaque.

LIAISONS HYPERFRÉQUENCE FERRANTI EN ARABIE

La liaison hyperfréquence à impulsions FERRANTI, modèle 12.000, est en service au gisement de pétrole situé au large des côtes d'Umm-Shaïff, dans le Golfe Arabique, depuis cinq ans. La liaison hyperfréquence est porteuse des données télé-mesurées des orifices de prospection et des signaux de commande du centre de commande aux puits.

L'équipement hyperfréquence est conçu pour une marche sans surveillance de 24 heures, et il peut supporter les climats extrêmes du Golfe Arabique, où les températures atteignent 80 °C, l'humidité, souvent près de 100 %, où règnent les rejaillissements salins et les tempêtes de poussières.

Indépendamment de caractéristiques mécaniques telles que l'emploi de groupes hermétiques pour montage en tête de mât, le haut degré de fiabilité du modèle 12000 a été obtenu par l'utilisation des meilleures méthodes de construction jointes à un équipement de conception simple. Par exemple, le choix s'est porté sur le récepteur à l'état solide, du modèle vidéo à cristal direct, parce qu'il ne demande qu'un minimum d'étages et de composants. De même, pour l'émetteur, les étages de commande magnétron ont été conçus pour tirer parti des temps réduits d'élévation permis pour les impulsions à très haute fréquence employées en télémétrie ; de la sorte, des durées de magnétron de plus de 15 000 heures ont été obtenues.

Le gisement d'Umm Shaïff comprend actuellement une vingtaine de puits reliés par des oléoducs sous-marins à l'île de Das où se trouve le centre de commandes et de communications. Les émetteurs et récepteurs hyperfréquence sont montés sur un mât de 60 m. Des antennes à cornet sont employées pour donner un faisceau dirigé de 40° en

azimut pour s'adresser à tous les puits du gisement. A chaque installation de puits, un réflecteur paraboloïde dirige un faisceau en pinceau en retour vers le mât de l'île de Das.

Avec la fiabilité comme caractéristique principale de l'ensemble de l'installation, cinq années de pratique en opération ont démontré la qualité de l'équipement. Le système est actuellement en cours de développement et pourra s'étendre à une quarantaine de puits.

L'île de Das sera le centre de commande général pour les deux ensembles qui seront éventuellement reliés au moyen d'un système à capacité moyenne Ferranti modèle 14000 (7,5 GHz) fournissant des bandes tant pour la parole que pour les données. La fiabilité et la permanence de l'opération constituant des considérations primordiales dans cette liaison, tous les éléments de l'équipement seront doublés intégralement et fonctionneront sur une base de réserve de puissance immédiate à diversité d'espace. La liaison se contrôlera d'elle-même en permanence ; la commutation à la réserve et à la diversité se fera automatiquement.

Le système modèle 14000 emploie un klystron unique éminemment stable comme source de très haute fréquence pour l'émetteur et le récepteur. Indépendamment de cela, l'équipement entier est complètement à l'état solide. Conçu pour répondre à une grande diversité de besoins, le modèle 14000 peut porter jusqu'à 120 bandes de parole ou de données ; on peut l'employer pour l'émission d'informations radar ou d'images de télévision.

ÉMISSIONS EN COULEUR SECAM EN HONGRIE

A l'occasion de la Foire Internationale de Budapest, qui a fermé ses portes fin mai, la Radio-Télévision Hongroise avait organisé, quatre jours durant, avec la coopération technique de l'ORTF d'INTERSECAM et de THOMSON-BRANDT, une série d'émissions quotidiennes de télévision en couleur selon le procédé Secam. Les participants français à cette opération, coordonnée par INTERSECAM, avaient mis à la disposition de l'Administration hongroise les techniciens des équipements de codage, de mélange et de télécinéma ainsi qu'un nombre important de récepteurs, norme K, strictement commerciaux, des constructeurs PERRIN et EMO.

Les programmes, composés dans les studios de Budapest étaient transmis par l'émetteur UHF et reçus sur de nombreux téléviseurs disposés dans l'enceinte de la Foire. Le Premier Ministre et les hauts responsables des Organismes d'Etat de la Télévision et de l'Industrie électronique ont assisté à plusieurs émissions, tandis que d'autres personnalités ont pu juger des résultats sur des récepteurs installés dans leur propre bureau.

La qualité des images, obtenues dans les conditions d'une exploitation normale, a soulevé un très vif intérêt et les programmes ont été suivis avec beaucoup d'attention.

Le succès de ces émissions a renforcé les liens amicaux établis depuis longtemps entre la Radio-Télévision hongroise et l'ORTF ; des contacts entre industriels vont permettre d'accéder à une phase constructive de la coopération franco-hongroise dans le domaine de la télévision en couleur.

CARNET DES SOCIÉTÉS

CRÉATION DE TRANSITEC

La Société BERTIN et Cie, la Société de l'AÉROTRAIN, AUTOMATISME et TECHNIQUE, et la COMPAGNIE GÉNÉRALE D'AUTOMATISME annoncent la constitution en commun d'un Groupement d'Intérêt Economique, dénommé TRANSITEC.

Cette nouvelle organisation se propose d'aborder les multiples problèmes de transports de personnes tels qu'ils se présentent dans les grandes agglomérations urbaines.

On connaît bien les réalisations des participants dans ce domaine : l'AÉROTRAIN, la commande centralisée du métro de MONTREAL, etc. Leurs expériences et leurs capacités réunies constitueront un actif précieux pour étudier les formules technologiques d'avant-garde susceptibles de fournir des solutions renouvelées aux systèmes de transport des villes modernes, en expansion constante.

En même temps, elle est en mesure d'entreprendre l'optimisation de tels systèmes en tenant compte des données en jeu. En outre, TRANSITEC peut intervenir, en son nom ou avec ses sociétés fondatrices, dans la construction de tout ou partie des matériels correspondants.

RAPPROCHEMENT INDUSTRIEL FRANCO-ALLEMAND ET AUTARCIE TECHNOLOGIQUE

Près de soixante-dix exposants français, dont les deux-tiers groupés sous l'égide du Syndicat Général de la Construction Électrique, participaient à la Foire de Hanovre.

Au cours d'une conférence de presse, M. Georges GLASSER, Président du Syndicat Général de la Construction Électrique, a déclaré, entre autres :

« Le rapprochement industriel franco-allemand doit être, avant tout, l'œuvre des industries elles-mêmes. Il appartient, certes, aux gouvernements de faciliter ces opérations en s'efforçant d'harmoniser les législations. Il appartient aussi aux gouvernements et à la Commission Européenne, de veiller à ce que l'interprétation du Traité de Rome ne fasse pas entrave aux accords souhaitables entre sociétés.

Mais c'est aux entreprises elles-mêmes qu'il revient de rechercher les alliances conformes à nos affinités naturelles. L'important mouvement de concentration qui se développe en France, se poursuit activement. Il permettra d'avoir dans notre pays des entreprises mieux préparées à s'associer aux grandes sociétés allemandes...

Il est un domaine entre tous où la coopération nous semble nécessaire et particulièrement féconde, c'est celui de la recherche et du développement. Les moyens dont nous disposons, les uns et les autres, sont limités quand on les compare à ceux des grandes sociétés américaines ou des entreprises soviétiques. L'autarcie technologique, telle qu'elle existe aujourd'hui dans la plupart des domaines, paraîtra un non-sens dans quelques années.

Il est vraisemblablement possible, en Europe, de mettre en commun, sous certaines conditions, les ressources des entreprises et des gouvernements pour la recherche et le développement...

Au lieu de laisser les gouvernements prendre l'initiative des projets qu'ils estiment utile de financer à fonds communs, nous pensons que les entreprises elles-mêmes ont intérêt à présenter des thèmes et des projets susceptibles de collaboration internationale...

Mais il ne servirait à rien de conclure des accords techniques, financiers ou commerciaux, si de nouvelles entraves aux échanges devaient apparaître. Nos industries font des efforts importants dans le domaine de la normalisation et de l'harmonisation des normes industrielles. Il serait fâcheux que des dispositions législatives ou réglementaires, si louables qu'elles puissent être dans leur objet, aboutissent à remplacer les anciennes protections douanières par des protections d'ordre technique. La technique, en effet, doit rapprocher les hommes et non les séparer ».

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 : 68 F + PORT 1,70 F
ou 50 F PORT COMPRIS
POUR LES ABONNÉS A
L'ONDE ÉLECTRIQUE

aux **ÉDITIONS CHIRON**

40, RUE DE SEINE - PARIS 6^e
C. C. P. PARIS 53-35

AGENCE PUBLÉDITEC 1334