

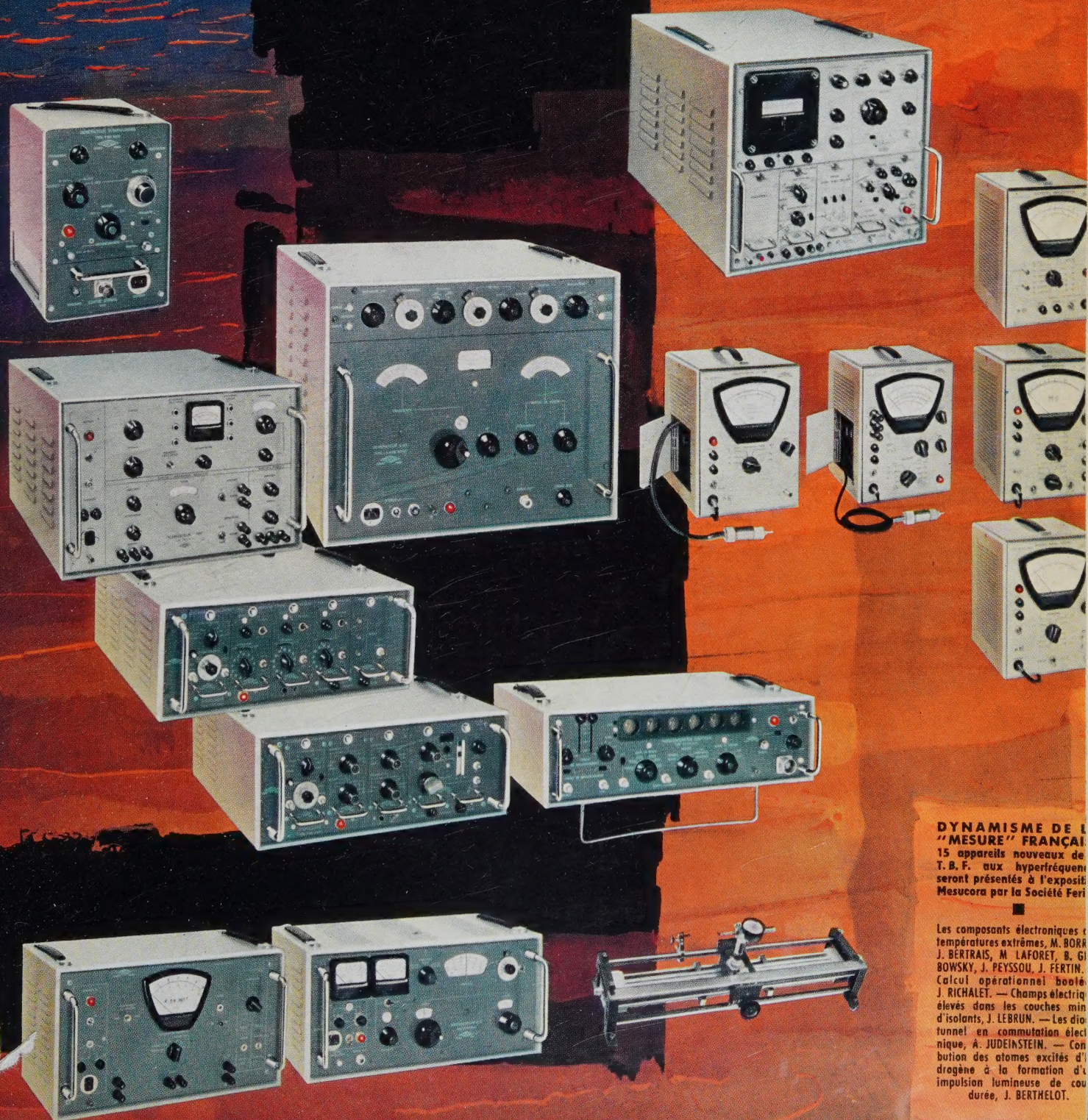
L'ONDE ÉLECTRIQUE

43^e ANNÉE - N° 439

OCTOBRE 1963

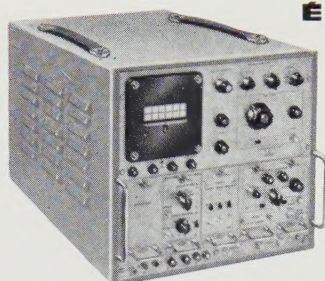
PRIX : 6 F

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



DYNAMISME DE L'EXPOSITION "MESURE" FRANÇAISE
15 appareils nouveaux de T. B. F. aux hyperfréquences seront présentés à l'exposition Mesucora par la Société Française

Les composants électroniques à températures extrêmes, M. BORN, J. BERTRIS, M. LAFORET, B. G. BOWSKY, J. PEYSSOU, J. FERTIN, Calcul opérationnel booléen, J. RICHLET. — Champs électriques élevés dans les couches minces d'isolants, J. LEBRUN. — Les diodes tunnel en commutation électronique, A. JUDEINSTEIN. — Contribution des atomes excités d'hydrogène à la formation d'impulsion lumineuse de courte durée, J. BERTHELOT.

POUR MESUCORA 1963...**15 appareils
nouveaux !...****ÉLECTRONIQUE RAPIDE****OZ
100****OSCILLOSCOPE TYPE OZ 100**

Bande passante: du courant continu à 1000 MHz. Temps de montée : 0,35 ns. Sensibilité 10 V/cm. Dispositif à retard (40 ns) incorporé. Balayage : 2 ns/cm à 1 ms/cm, retard de 0 à 35 ns, en déclenché (sur impulsions récurrentes ou non) ou synchronisé (sur signaux périodiques jusqu'au-delà de 1000 MHz) ou monocoup. Circuits auxiliaires incorporés : générateur d'échelon unité, générateur de marquage en temps et en impulsions. Monture standard pour fixation de caméra.

**P
301****GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS DOUBLES
TYPE P 301**

F. récurrence : 10 Hz à 2 MHz - 50 ns à 50 ms. Temps de montée : 10 ns. 2 impulsions déphasables de 100 ns à 50 ms - Vs : 50 V sur 100 Ω - 25 V sur 50 Ω - Atténuateur 50 Ω de 0 à 59 dB. Polarité : $\pm$ - Sortie synchro : retard variable de 0 à 50 ms, 3 volts.

**P
401****GÉNÉRATEURS D'IMPULSIONS TRIPLES
TYPE P 401**

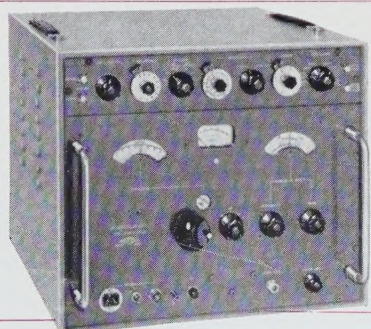
F. récurrence : 10 Hz à 500 kHz - Largeur fixe : 5 ns - Temps de montée : 1 ns - 3 impulsions indépendantes déphasables de - 10 ns à + 100 ns - Vs : 10 V sur 50 Ω - Polarité : $\pm$ - Atténuateur 0 à 22 dB pour chaque impulsion - Impulsion de synchro : largeur 100 ns, amplitude 5 volts - Synchro ext. : par impulsions, signaux carrés ou manuellement.

**P
501****GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS
ÉCHELON UNITÉ TYPE P 501**

F. de récurrence : 250 Hz à 1000 Hz - Temps de montée : 0,1 ns - Durée du plateau 3 ns. - Zs : 100 Ω - Polarité : $\pm$ - Niveau de sortie : 0 à 50 V - Sortie synchro.

GÉNÉRATEURS DE TENSION**LF
101****GÉNÉRATEUR AM-FM TYPE LF 101**

1,8 à 216 MHz - 0,1 V - Zc : 50 Ω - Atténuateur 120 dB - Modulation interne (AM-FM) 1000 Hz, externe : 30 Hz à 20 kHz. Excursion : 0 à 100 kHz.

**LG
301****GÉNÉRATEUR SHF TYPE LG 301**

4,3 à 8,2 GHz - Affichage linéaire en fréquence : 1 division du vernier : 1 MHz - 1 mW sur 50 Ω - Atténuateur 127 dB - Modulation en impulsions, FM, signaux carrés : interne ou externe.

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLIII

OCTOBRE 1963

N° 439

Rédaction de l'Onde Électrique :

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse - Malakoff (Seine) - Tél. : ALÉSIA 04-16 - C.C.P. Paris 697-38

Cotisations des Membres de la Société : Voir au verso "Extraits des Statuts"

SOMMAIRE

Les composants électroniques aux températures extrêmes d'utilisation

Introduction	M. BORREL	967
Températures extrêmes en aéronautique et en astronautique ..	J. BERTRAIS	968
Conditions extrêmes de température pour les matériels électroniques de l'Armée de Terre	H. LAFORET	980
Matériel électronique fonctionnant à des températures extrêmes	B. GRABOWSKY	983
Une précieuse gamme de métaux utilisables aux températures extrêmes : les Céramiques	J. PEYSSOU	989
Les promesses de l'élément Gallium-Arsenic aux températures extrêmes	J. FERTIN	1000

Calcul opérationnel booléen	J. RICHalet	1003
-----------------------------------	-------------	------

Etude expérimentale des phénomènes liés à la présence des champs électriques élevés dans les couches minces d'isolant. Application à l'émission électronique froide	J. LEBRUN	1022
---	-----------	------

Utilisation des diodes tunnel dans les circuits de commutation électronique	A. JUDEINSTEIN	1040
---	----------------	------

Sur la contribution des atomes excités d'hydrogène à la formation d'une impulsion lumineuse de courte durée	J. BERTHELOT	1055
---	--------------	------

Informations		
Documentation technique		1060
Bibliographie		1061

Sur notre couverture

La Société FERISOL présente, à l'occasion de l'Exposition Mesucora, 15 appareils nouveaux couvrant les domaines suivants :

Electronique rapide (oscilloscope 0 à 1000 MHz, générateurs d'impulsions doubles, triples, échelon unité).

Générateurs de tension (générateur AM/FM, générateur S.H.F.).

Mesure des tensions, intensités, résistances et T.O.S. (voltmètres, millivoltmètres, mégohmmètres, lignes de mesures).

Basse Fréquence (générateur T.B.F., phasemètre).

Société FERISOL, 18 avenue Paul-Vaillant-Couturier, Trappes (S.-et-O.). Tél. 923.08.00.
Mesucora : Stand 3 K 15 Allée jaune.

L'Onde Electrique, revue mensuelle publiée par la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens, est éditée par les

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine - PARIS-6° - Tél. : MÉD. 18-93 - C.C.P. Paris 53-35

Abonnement annuel souscrit directement aux Editions Chiron : France 54 F — Etranger 60 F — Ce n° 6 F

Exclusivité de la Publicité : M. R. DOMENACH, 161, Bd St Germain, Paris 6° - Tél. BAB. 41-97 et 41-98

SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS

BUREAU DE LA SOCIÉTÉ

Président (1963)

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

Président désigné pour 1964

M. L. BRAMEL de CLÉJOUX, Directeur des Services d'Enseignement des P.T.T.

Vice-Présidents

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

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

M. SURDIN, Chef du Département Electronique au C.E.A.

Secrétaire Général

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

Secrétaires Généraux Adjoints

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

M. THUÉ, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Trésorier

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

Secrétaires

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

J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.

J.M. COUPRIE, Ingénieur des Télécommunications à la R.T.F..

SECTIONS D'ÉTUDES

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

Rédaction de l'Onde Électrique

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

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

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications.

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications.

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE D'ALGER

GRUPE DE BRETAGNE

Président. — M. L.J. LIBOIS, Ingénieur en Chef des Télécommunications, Directeur du Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

Vice-Président. — M. J. MEVEL, Professeur à la Faculté des Sciences de Rennes.

Secrétaire. — M. J.M. PERSON, Ingénieur des Télécommunications au Centre de Recherches du C.N.E.T. de Lannion.

GRUPE DE DIJON

Président. — M. J. BOUCHARD, Professeur et Directeur du Département de Physique de la Faculté des Sciences de Dijon

GRUPE DE L'EST

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

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

GRUPE DE GRENOBLE

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

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

GRUPE DE LYON

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

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

GRUPE DE MARSEILLE

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

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

GRUPE DU NORD

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

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

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

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

EXTRAITS DES STATUTS

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

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

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

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

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

Pour devenir membre titulaire de la Société, il faut :

1° 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 (Assemblée Générale Janvier 1962)

Particuliers	30,00 F
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	15,00 F
Sociétés ou Collectivités	150,00 F
	ou 350,00 F
	ou 750,00 F

au gré de la Société ou Collectivité.

Particuliers résidant à l'étranger 30,00 F
plus frais postaux 5,00 F

* NDLR. Cette revue est l'Onde Electrique.

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

RÉSUMÉS DES ARTICLES

LES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES AUX TEMPÉRATURES EXTRÊMES, par J. BORREL, *Ingénieur à la C.S.F.*, J. BERTRAIS, *Ingénieur en Chef de l'Air*, M. LAFORET, *Ingénieur Militaire en Chef*, B. GRABOWSKY, *Ingénieur au Groupe Electronique de la C.F.T.H.*, J. PEYSSOU, *Chef du Département « Céramiques » du centre de Recherches Physico-chimiques de la C.S.F.* et J. FERTIN, *Ingénieur au Laboratoire de Développement Physicochimique de Caen de la Société La Radio-technique*. L'Onde Electrique d'octobre 1963 (pages 967 à 1 002).

La première partie de l'étude a pour objet d'examiner les méthodes qui permettront de prévoir les températures extrêmes de fonctionnement du composant électronique le plus favorisé. Cette partie fait l'objet des exposés de MM. BERTRAIS, LAFORET et GRABOWSKY.

En seconde partie, on amorce un inventaire des ressources dont nous disposons. Les matériaux céramiques et leurs applications sont étudiées par M. PEYSSOU et les composés semiconducteurs gallium-arsenic par M. FERTIN.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES PHÉNOMÈNES LIÉS À LA PRÉSENCE DE CHAMPS ÉLECTRIQUES ÉLEVÉS DANS LES COUCHES MINCES D'ISOLANT, par J. LEBRUN, *Ingénieur au Laboratoire de Physique de l'E.N.S. L'Onde Electrique d'octobre 1963* (pages 1 022 à 1 039).

On étudie le comportement des sandwichs métal-alumine-métal, sous des champs électriques allant jusqu'à 10 millions de $V.cm^{-1}$.

Suivant les méthodes de préparation, qui sont décrites en détail, on obtient des résultats différents :

- effet tunnel,
- résistance négative,
- effet de mémoire.

Les électrons rapides ainsi créés, peuvent traverser de minces films métalliques, ce qui amène à la réalisation sous vide de nouvelles cathodes froides, dont les caractéristiques d'émission sont précisées.

Le libre parcours moyen des électrons rapides peut également être déterminé dans les métaux par ce système d'injection simple.

CALCUL OPÉRATIONNEL BOOLEEN, par J. RICHalet, *Ingénieur au Centre d'Etudes et de Recherches en Automatisme*. L'Onde Electrique d'octobre 1963 (pages 1 003 à 1 021).

A l'aide de séries formelles, il est possible d'introduire un calcul opérationnel dans un corps fini, et en particulier dans le domaine de la logique aristotélicienne où les valeurs prises par les variables binaires sont soit « 0 » soit « 1 ». Ce calcul opérationnel qui se présente sous une forme analogue à celui du calcul opérationnel classique, continu ou discret, permet de traiter complètement les équations aux différences finies linéaires et certaines équations non linéaires, grâce aux propriétés de convolution, particulièrement simples, qu'il possède.

L'application de cet outil opérationnel aux systèmes séquentiels logiques et au codage linéaire (code de Hamming par exemple) est grandement facilité par le caractère algébrique numérique, et non graphique, de la méthode. Il est ainsi possible d'introduire avec rigueur la « fonction de transfert » d'un organe linéaire logique, et de jeter un pont entre la théorie classique des asservissements et celle des systèmes logiques séquentiels.

UTILISATION DES DIODES TUNNEL DANS LES CIRCUITS DE COMMUTATION ÉLECTRONIQUE, par A. JUDEINSTEIN, *Chef de Département au Laboratoire Central des Télécommunications*. L'Onde Electrique d'octobre 1963 (pages 1 040 à 1 054).

Après un bref rappel des différents phénomènes intervenant dans le fonctionnement des diodes à effet tunnel, les circuits de commutation de base en logique à seuil et en logique majoritaire sont passés en revue et le fonctionnement de quelques types de mémoires analysés.

SUR LA CONTRIBUTION DES ATOMES EXCITÉS D'HYDROGÈNE À LA FORMATION D'UNE IMPULSION LUMINEUSE DE COURTE DURÉE, par J. BERTHELOT. L'Onde Electrique d'octobre 1963 (pages 1 055 à 1 059).

Cette étude expérimentale a montré l'importance de l'évolution de la contribution des caractéristiques des raies H_δ et H_γ en fonction de la pression, dans le cas d'une décharge impulsionnelle de courte durée. À partir de ces résultats expérimentaux, il semble que des mesures optiques très précises peuvent apporter de sérieuses informations sur la probabilité d'excitation de certains niveaux.

Par ailleurs, dans le cas de l'effet Stark, nous avons noté une certaine influence de cet effet sur la durée de vie de quelques transitions, et ce phénomène est d'autant plus important que le temps de montée de l'impulsion électrique de déclenchement est court.

En conclusion, il semble que ce type de décharge impulsionnelle de courte durée trouvera une possible application dans le cas de l'excitation d'un laser à gaz, car les probabilités de désexcitation de niveaux excités qui dans le cas de décharges plus classiques (HF, continu) étaient faibles, sont devenues très importantes.

SUMMARIES OF THE PAPERS

EXPERIMENTAL STUDY OF THE PHENOMENA ASSOCIATED WITH THE PRESENCE OF HIGH ELECTRIC FIELDS IN THE THIN INSULATING FILMS, by J. LEBRUN, *Ingénieur au Laboratoire de Physique de l'E.N.S. L'onde Electrique*, October 1963 (pages 1 022 to 1 039).

The behaviour of metal-alumina-metal sandwiches under electric fields of about 10 millions V.cm^{-1} is studied. According to the methods of preparation, which are described in details, different results are obtained :

- tunnel effect,
- negative resistance,
- storage effect.

The fast electrons so created, can go through the metallic films, which in the vacuum gives the realization of new cold cathodes, their emission characteristics are given. The mean free path of fast electrons may be also determined in the metals by this simple injection system.

THE ELECTRONIC COMPONENTS FOR HIGH TEMPERATURES, by J. BORREL, *Ingénieur à la C.S.F.*, J. BERTRAIS, *Ingénieur en Chef de l'Air*, M. LAFORET, *Ingénieur Militaire en Chef*, B. GRABOWSKY, *Ingénieur au Groupe Electronique de la C.F.T.H.*, J. PEYSSOU, *Chef du Département « Céramiques » du Centre de Recherches Physico-chimiques de la C.S.F.* et J. FERTIN, *Ingénieur au Laboratoire de Développement Physico-chimique de Caen de la Société La Radio-technique*. *L'Onde Electrique* October 1963 (pages 967 to 1 002).

In the first part of this paper, methods allowing to foresee the higher temperature of use for the worst case electronic component, are described. This part is treated by MM. BERTRAIS, LAFORET and GRABOWSKY.

In the second part, we outline an inventory of the available means. The ceramics and their applications are studied by M. PEYSSOU and the gallium-arsenic semiconductors by M. FERTIN.

USE OF TUNNEL DIODES IN ELECTRONIC SWITCHING CIRCUITS, by A. JUDEINSTEIN, *Chef de Département au Laboratoire Central des Télécommunications*. *L'Onde Electrique*, October 1963 (pages 1 040 to 1 054).

After a brief review of the various phenomena involved in the operation of tunnel diodes, some aspects of their utilization in basic switching circuits in both majority and threshold logic are examined and the operation of some types of memories is analyzed.

BOOLEAN OPERATIONAL CALCULUS, by J. RICHALLET, *Ingénieur au Centre d'Etudes et de Recherches en Automatisation*. *L'Onde Electrique* October 1963 (pages 1 003 to 1 021).

With formal series, it is possible to introduce an operational calculus in a finite body, and particularly in the field of the Aristotelian logic where the values taken by the binary variables are either « 0 » or « 1 ». This operational calculation which appears in a form analog to the one of classic operational calculus (continuous or discrete) allows to deal completely with the linear finite variations equations and some non-linear equations, owing to their convolution properties, particularly easy.

The application of this operational instrument to the logic sequential systems and to the linear coding (Hamming code for instance) is greatly facilitated by the algebraic numeric, and non-graphic, character of the method. So it is possible to introduce rigorously the « transfer function » of a logic linear device bridge the classic servomechanisms theory and the sequential logic systems theory.

CONTRIBUTION OF THE EXCITED HYDROGEN ATOMS TO THE PRODUCTION OF A SHORT DURATION LIGHT PULSE, by J. BERTHELOT. *L'Onde Electrique*, October 1963 (pages 1 055 to 1 059).

This experimental study has shown the importance of the evolution of the contribution of the characteristics of H_δ and H_γ stripes as function of pressure, in the case of a pulse discharge of brief duration. From these experimental results, it seems that very accurate optic measures may give serious informations about the probability of excitation over given levels. Then, in the Stark effect, we have noted some action of the effect on the life time of some transitions and this phenomenon is as much important as the rise time of the electrical pulse is short.

In conclusion, this type of short duration pulse discharge shall have a possible application in exciting a gas laser because the probabilities of desexcitation of excited levels which in the case of more classic discharges (HF or continuous) were slight, are growing in importance.

LES COMPOSANTS ÉLECTRONIQUES AUX TEMPÉRATURES EXTRÊMES D'UTILISATION

Introduction

PAR

M. BORREL

Ingénieur à la C.S.F., Compagnie Générale de T.S.F.

A quelles températures extrêmes pourrons-nous être amenés à faire fonctionner les circuits électroniques qui feront l'objet de nos études futures ? Quelles limites de température nous seront imposées par les composants de ces circuits ?

Telles sont les questions que nous avons abordées au cours de cette demi-journée d'étude de la 5^e section de la S.F.E.R. le 26 Avril 1963.

Plan de l'étude

1. LA PREMIÈRE PARTIE DE L'ÉTUDE a pour objet d'examiner les méthodes qui permettront de prévoir les températures extrêmes de fonctionnement du composant électronique le plus défavorisé.

1.1. On examinera d'abord les facteurs d'environnement

- le climat,
- l'altitude,
- la vitesse de déplacement.

1.2. On étudiera ensuite les lois d'échanges thermiques

- par conduction dans l'atmosphère,
- par rayonnement dans le vide.

1.3. Puis, seront abordés quelques aspects de l'exploitation

- relations température - fiabilité,
- relations température - volume et poids,
- intérêt et optimisation des systèmes de refroidissement local.

1.4. Enfin sur le plan de la technologie des circuits

Les précautions à prendre pour tirer le meilleur parti possible de ressources données seront étudiées et préconisées.

Cette première partie fait l'objet des exposés de MM. BERTRAIS, LAFORET et GRABOWSKI.

2. En seconde partie, on amorce un inventaire des ressources dont nous disposons. Parmi les très nombreux sujets qu'il était possible d'étudier, on en a retenu deux en raison de leur importance.

Les matériaux céramiques et leurs applications de plus en plus nombreuses sont étudiés par M. PEYSSOU et les composés semi conducteurs Gallium-Arsenic étudiés par M. FERTIN.

Pour terminer, nous exprimons le vœu que d'autres journées d'étude permettent de poursuivre cet inventaire des ressources.

Températures extrêmes en aéronautique et en astronautique

PAR

M. J. BERTRAIS

Ingénieur en Chef de l'Air

L'avènement des avions supersoniques, des engins et récemment des satellites et sondes spatiales, pose le problème de la tenue des équipements embarqués à bord de ces divers véhicules. En effet, le matériel peut être soumis à des conditions très variées, très différentes des conditions ambiantes que nous rencontrons habituellement au sol. Le matériel électronique qui constitue une part importante des équipements, aussi bien pour l'accomplissement des missions que pour assurer la sécurité des équipages, doit donc être susceptible de fonctionner de façon satisfaisante dans toutes les conditions rencontrées. On peut citer quelques unes des contraintes pouvant être imposées au matériel :

- variations de température dans une gamme étendue,
- variations de pression allant de la pression atmosphérique à une pression quasi nulle,
- chocs, et vibrations dans un spectre étendu de fréquence, avec des amplitudes importantes,
- bruit acoustique, causé par la couche limite et les dispositifs de propulsion,
- humidité pour les avions,
- radiations pour les satellites et engins spatiaux,
- météorites.

Plusieurs de ces contraintes peuvent être imposées simultanément et cela ne simplifie pas la tâche du constructeur. C'est cependant dans le domaine des températures extrêmes que se posent ou risquent de se poser les problèmes les plus aigus et ce sont ces problèmes que nous allons examiner.

Dans une première partie, nous étudierons, à la lumière de la théorie et de l'expérience, les températures extrêmes auxquelles peuvent être soumis les avions, les engins, satellites et sondes spatiales. Nous en déduirons les conditions auxquelles peuvent être soumis les matériels électroniques en particulier, en tenant compte de la dissipation propre qui modifie, dans le sens de l'accroissement, les températures.

Puis nous examinerons les solutions qui peuvent être adoptées pour résoudre ces problèmes. Ces solutions sont de deux sortes, avec comme toujours, un compromis entre les solutions extrêmes ; à savoir, réalisation de composants tenant à toutes les conditions possibles envisagées, ou création d'une ambiance artificielle, protégeant le matériel de bord des variations extérieures.

A titre d'exemple, nous indiquerons les efforts qui ont été faits dans ces deux directions :

- accroissement de la température maximale de fonctionnement et accroissement du domaine de variation,
- protection du matériel contre le milieu extérieur, soit par un calorifugeage, soit par un dispositif de refroidissement.

Enfin, pour conclure, nous montrerons que du point de vue aéronautique, où le critère poids est fondamental, il existe, moyennant certaines hypothèses, une zone de température optimale de fonctionnement pour le matériel électronique.

1. L'environnement

La température des matériels et des composants électroniques est déterminée par la température ambiante et la dissipation propre des composants. Nous allons donc examiner les températures extrêmes dues à l'environnement, dans les diverses conditions que l'on peut rencontrer en aéronautique et en astronautique, et les températures imposées par la dissipation des composants.

1.1. L'ENVIRONNEMENT A BASSE VITESSE

La température ambiante à basse vitesse est celle de l'air. Celle-ci dépend de la latitude, de l'altitude, et de la saison. On sait qu'au sol, en air calme, la température peut varier suivant les saisons et la latitude

de -60°C environ (bien que des températures plus basses aient pu être notées), jusqu'à $+60^{\circ}\text{C}$ environ. Ces valeurs ne sont qu'approximatives, mais montrent déjà que si l'on voulait réaliser un matériel terrestre susceptible de fonctionner en toute saison et sous toutes les latitudes, la plage de variation serait déjà très élevée. Sous nos climats, on peut admettre que les variations vont sensiblement de -40 à $+40^{\circ}\text{C}$.

En altitude, l'air se raréfie et la température varie. Elle commence d'abord par décroître lorsqu'on s'élève, et passe, pour une température au sol de l'ordre de 15°C , à une valeur de -55°C à partir de 11 000 mètres. Au delà de cette altitude, la température reste sensiblement constante jusqu'à environ 25 kilomètres. La température s'élève à nouveau jusqu'à 9°C à 45 kilomètres, puis recommence à décroître, pour enfin recommencer à croître. On peut se demander si les températures ainsi définies à partir de l'équation hydrostatique ont un sens pratique, pour l'électronicien, lorsqu'on atteint des pressions de l'ordre du dixième ou du millième de millibar. En effet, les molécules aux altitudes correspondantes peuvent bien être animées de vitesses considérables et par conséquent de températures très élevées, il n'en reste pas moins que ces molécules sont trop rares pour participer efficacement à la convection naturelle ou forcée. Lorsqu'on est à une altitude suffisamment élevée pour que la pression soit très faible, on peut admettre que l'équilibre thermique est régi uniquement par les lois du rayonnement, et que les températures de l'air qui peuvent atteindre, d'après l'énergie d'agitation thermique, plusieurs milliers de degrés centigrades, n'interviennent aucunement dans le processus d'équilibre thermique.

La figure 1 représente la variation de la température avec l'altitude d'après les données OACI, pour diverses atmosphères, chaude, tempérée et froide.

1.2. L'ENVIRONNEMENT A GRANDE VITESSE

Il n'y a pas de différence fondamentale entre les problèmes posés par un matériel embarqué à bord d'un avion ou d'un engin, en ce qui concerne la tenue à la température, lorsque les conditions de vitesse sont identiques.

Lorsqu'un avion vole à une vitesse supersonique, dans un air non encore très raréfié, le choc des molécules d'air entraîne un échauffement de la paroi de l'avion, dit échauffement cinétique. Cet échauffement, fonction de la vitesse et des conditions ambiantes de température et de pression, entraîne l'élévation de la température des soutes dans lesquelles est enfermé le matériel. C'est ainsi qu'au voisinage du sol, pour une vitesse égale à deux fois la vitesse du son ($\text{Mach}=2$), la température de l'air dynamique atteint environ 200°C , et qu'à 10 000 mètres d'altitude, cette température est encore de 100°C .

La figure 2 représente la variation de la température d'arrêt, température d'équilibre prise par une surface perpendiculaire au sens de la marche, en fonction du nombre de Mach, et de l'altitude. Ces courbes

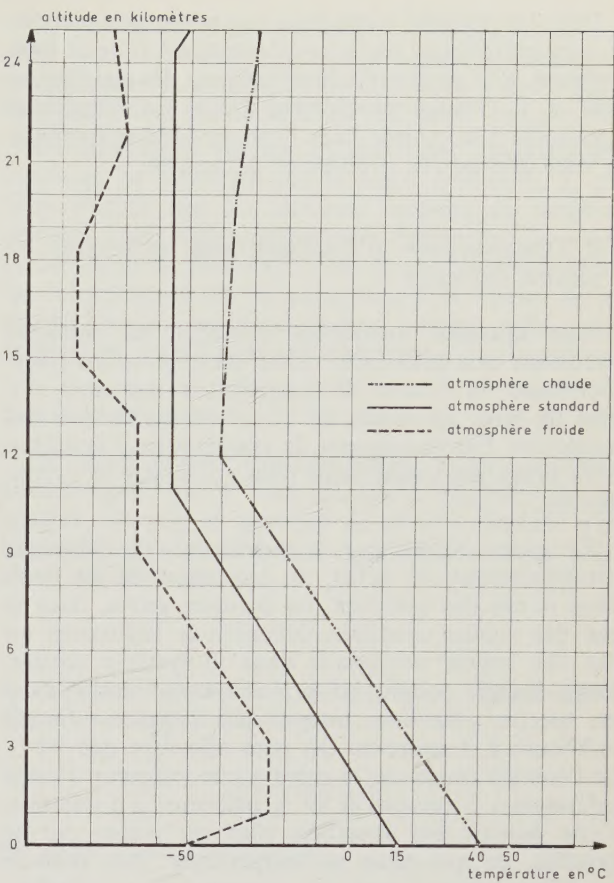


FIG. 1. — Température en fonction de l'altitude pour diverses atmosphères types (OACI).

ont été tracées dans le cas de l'été standard. La loi de variation est de la forme

$$T = T_0(1 + 0,18 M^2)$$

où T est la température d'arrêt en $^{\circ}\text{K}$,
 T_0 est la température de l'air calme à l'altitude considérée,
 M est le nombre de Mach.

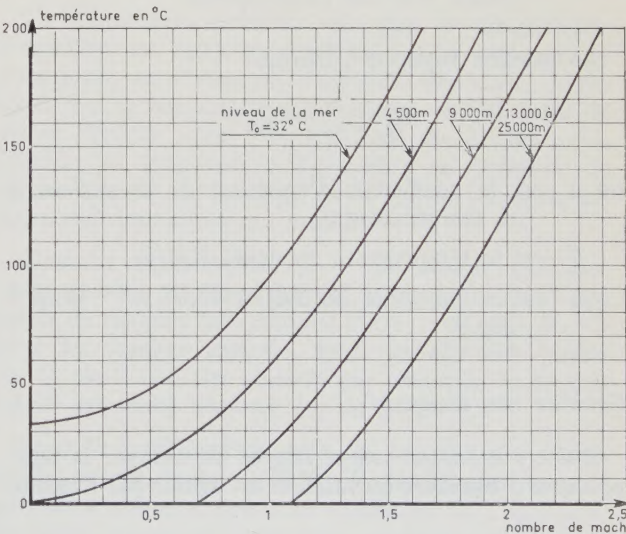


FIG. 2. — Température en fonction du nombre de Mach.

Pour un matériel placé dans une soute non étanche et non calorifugée, cette température est celle de l'air ambiant. Elle est atteinte pratiquement dès que l'avion vole à la vitesse considérée. Cette loi s'applique également à la rentrée dans l'atmosphère, et explique la difficulté de ces problèmes de rentrée.

1.3. TEMPÉRATURES D'ÉQUILIBRE DES SATELLITES ET ENGINS SPATIAUX

Aux altitudes auxquelles évoluent les satellites terrestres, et à plus forte raison dans le milieu interplanétaire, la notion de température ambiante n'a plus de sens, en raison de l'extrême raréfaction des molécules. Par conséquent, la température d'équilibre d'un corps est uniquement déterminée par le rayonnement.

Le corps reçoit par rayonnement de l'énergie, principalement du soleil, et également de la Terre dans le cas des satellites, ou d'autres astres, dans le cas des sondes spatiales. Nous nous limiterons au cas des engins voyageant dans le système solaire. Cette énergie solaire est principalement émise dans un spectre s'étendant jusqu'à une longueur d'onde inférieure à 3 microns. On peut admettre que 94 % de l'énergie émise par le soleil a une longueur d'onde inférieure à 2 microns et 99 % inférieure à 3 microns. Cette énergie est absorbée, plus ou moins par le satellite, ce qui élève sa température. Par suite le satellite rayonne à son tour, suivant la loi de Stéfan, jusqu'à ce qu'il y ait égalité entre l'énergie absorbée et l'énergie émise.

Si le satellite est supposé sphérique de rayon r , la quantité de chaleur absorbée Q_a est donnée par

$$Q_a = aS\pi r^2$$

où a est le coefficient d'absorption du rayonnement solaire pour la surface du véhicule,

S est la constante solaire $= 1,40 \cdot 10^3 \text{ W/m}^2$ pour une distance égale à celle de la Terre au Soleil, hors de l'atmosphère.

Le satellite rayonne l'énergie :

$$Q_r = e\sigma T^4 4\pi r^2$$

où e est le coefficient d'émission de la surface à la température T ,

T est la température en degré Kelvin,

σ est la constante de Stéfan $= 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ deg}^{-4}$.

Satellite non dissipatif

S'il n'y a pas de source interne de chaleur, la température d'équilibre du satellite est définie par l'égalité

$$Q_a = Q_r$$

c'est-à-dire :

$$T = \left(\frac{a}{e}\right)^{1/4} \left(\frac{S}{4\sigma}\right)^{1/4} = 289 \left(\frac{a}{e}\right)^{1/4} \text{ } ^\circ\text{K}$$

Donc, la température d'équilibre ne dépend pas du rayon du satellite mais dépend du rapport a/e .

Pour le *corps noir parfait* $a=e$, à toute longueur d'onde. Donc pour un corps situé à une distance du soleil égale à la distance Terre-Soleil la température d'équilibre est égale à

$$289 \text{ } ^\circ\text{K} \text{ soit } 16 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Pour un *corps quelconque*, le rapport a/e est différent de l'unité. En effet, le spectre émis correspond à celui du Soleil qui est à haute température, donc émet 99 % de son énergie au dessous de 3 microns. Par contre, le satellite est à une température de l'ordre de quelques centaines de degrés Kelvin, et son spectre est pratiquement tout entier situé à des longueurs d'onde supérieures à 3 microns. Il est donc parfaitement possible, en jouant sur cette caractéristique d'ajuster à volonté, ou presque, la température d'équilibre du satellite.

Pour la plupart des corps a/e est supérieur à l'unité [1]. Le titane a par exemple, un rapport de 2, ce qui donnerait une température d'équilibre de 344 °K au lieu de 289 °K pour le corps noir.

BUETTNER [2] a calculé les températures d'équilibre pour l'aluminium poli, l'oxyde de magnésium (blanc) et le noir de fumée. Les valeurs calculées à la distance Terre-Soleil sont :

Blanc	Aluminium	Noir de fumée
-51 °C	428 °C	122 °C

Pour un corps noir situé à diverses distances du Soleil, et soumis au seul rayonnement du Soleil, les températures d'équilibre sont données par la relation

$$\frac{T}{T_0} = \sqrt{\frac{D_0}{D}}$$

où D_0 est la distance Terre-Soleil,

D est la distance Soleil-Satellite,

T_0 est la température d'équilibre d'un corps noir à la distance Terre-Soleil,

T est la température d'équilibre du corps à la distance D .

Le tableau ci-après donne les valeurs obtenues aux distances correspondant aux distances moyennes des planètes du système solaire au Soleil.

Températures d'équilibre			
	Distance	Satellite	Planète [3]
	D/D_0		
MERCURE	0,387	464 °K	625 °K
VÉNUS	0,723	341 °K	241 °K
TERRE	1	289 °K	
MARS	1,52	236 °K	217 °K
JUPITER	5,2	125 °K	102 °K
SATURNE	9,53	94 °K	76 °K
URANUS	19,18	66 °K	49 °K
NEPTUNE	30	53 °K	40 °K
PLUTON	39	46 °K	42 °K
Espace interplanétaire		3 °K	

Les températures des planètes, en général calculées, tiennent compte de l'albédo de ces planètes. En fait, le calcul et la mesure sont très délicats. Par exemple, selon les renseignements fournis par MARINER, la température au sol de Vénus est de 426 °C, soit pratiquement 700 °K, tandis que la température des nuages extérieurs serait seulement de 92 °C, soit 365 °K, en assez bon accord avec le calcul pour un corps noir. Les nuages de Vénus, produisent un effet de serre, ce qui élève la température du sol.

On a supposé dans le calcul précédent que l'équilibre était atteint, et que le satellite était isotherme. Cela peut être loin de la réalité, et il peut arriver que la face du satellite exposée au Soleil soit à une température beaucoup plus élevée que la face non exposée. En outre, l'équilibre n'est pas atteint immédiatement, et on doit tenir compte de l'inertie thermique du satellite.

Enfin, lorsqu'il s'agit d'un satellite, le passage dans l'ombre de la Terre, provoque des variations de température. Pour fixer les idées, on a calculé la température d'équilibre d'un satellite passant dans l'ombre de la Terre, à diverses distances, et en supposant que la Terre rayonne comme un corps noir à 290 °K. On trouve ainsi que pour une distance de 100 kilomètres, la température d'équilibre est de 204 °K et à 1 000 kilomètres, la température d'équilibre est de 190 °K. A titre comparatif, la température de la partie non éclairée de la Lune (c'est-à-dire celle qui reçoit uniquement le rayonnement de la Terre, puisque la mesure est faite à partir de la Terre) est de 168 °K selon les dernières mesures faites par l'Institut de Technologie de Californie, à partir d'un observatoire situé à 4 000 mètres d'altitude.

Rappelons que cette température n'est pas immédiatement atteinte.

Pour conclure, on voit que la partie superficielle d'un satellite, équivalente au point de vue rayonnement à un corps noir est soumise à des températures pouvant varier sensiblement de 290 à 190 °K environ, suivant que le satellite voit ou non le Soleil.

On voit ainsi que les températures extrêmes se situent, si on ne prend pas de précautions, plutôt du côté des températures basses. Cela est encore plus vrai pour les engins interplanétaires, tout au moins tant qu'ils ne se rapprochent pas trop du Soleil, ou d'un autre astre du même type que le Soleil.

Moyennant quelques précautions, en utilisant d'une part l'inertie thermique, et en adaptant le coefficient d'absorption et d'émission de la surface d'autre part, on peut obtenir une certaine régulation de température.

Ce que nous venons de dire des températures extrêmes ne concerne que la paroi extérieure. Il est bien évident que les éléments internes du satellite peuvent avoir des températures différentes de celles de la paroi, et différentes pour chaque élément. Mais les températures de la paroi fixent la valeur de la température du puits de chaleur puisque celle-ci est la seule en contact (par rayonnement) avec l'extérieur.

Satellite dissipatif

Les satellites sont rarement passifs, et les ensembles électroniques qui y sont contenus dissipent de la chaleur. Soit Q_i la quantité de chaleur dissipée par le satellite. Les conditions d'équilibre thermique sont alors données par :

$$Q_r = Q_a + Q_i$$

En l'absence de source dissipative, la température d'équilibre T_0 était définie par :

$$Q_a = e\sigma T_0^4 A$$

où A est l'aire rayonnante.

Lorsqu'il y a une source interne, la nouvelle température d'équilibre T sera donnée par

$$e\sigma T^4 A = e\sigma T_0^4 A + Q_i$$

ou encore

$$Q_i = e\sigma A(T^4 - T_0^4)$$

Autrement dit, tout revient à dissiper, par la surface A , de coefficient d'émission e , à partir d'une source froide à la température T_0 , la quantité de chaleur Q_i , uniquement par rayonnement.

La conclusion évidente est que la température d'équilibre est toujours supérieure à la température d'équilibre en l'absence d'élément dissipatif. Mais, alors que la température d'équilibre en l'absence de source interne n'est pas fonction du diamètre du satellite, la température d'équilibre en présence de source interne est fonction de la surface rayonnante, donc des dimensions du satellite.

Données expérimentales. — On admet généralement que les satellites doivent subir avec succès les essais de température compris entre -40 et $+80$ °C, pour les organes internes. Pour les éléments placés sur la paroi (cellules solaires par exemple) la température minimale imposée est de -120 °C.

Pour le satellite EXPLORER, la température superficielle variait de 0 à $+70$ °C [4], tandis que les températures internes, prises au voisinage de l'émetteur, de faible puissance il est vrai, variaient entre 38 et 50 °C environ.

Pour le satellite TRANSIT, la température moyenne était de +70 °C.

1.4. RENTRÉE DANS L'ATMOSPHÈRE

On sait par expérience que les météorites en pénétrant dans les couches denses de l'atmosphère s'échauffent et se volatilisent. Les météores, lorsqu'ils sont suffisamment gros arrivent parfois jusqu'au sol.

La rentrée dans l'atmosphère entraîne, par échauffement cinétique, une élévation de température, suivant la même loi que celle valable pour les avions. Une étude très complète de la rentrée dans l'atmosphère a été publiée par M. DE L'ESTOILE dans *Docaero* [5].

Les températures d'arrêt peuvent atteindre plusieurs milliers de degrés centigrades. Il y a lieu de distinguer cependant les températures maximales qui ne dépendent que de la vitesse et de l'altitude, et le flux de chaleur, qui est seul important en fait pour les équipements, et qui dépend non seulement de la température d'arrêt mais aussi du temps. On peut jouer sur la durée de la rentrée pour réduire le flux thermique.

L'expérience a montré que les problèmes de rentrée étaient parfaitement résolus, et qu'en prenant certaines précautions (bouclier protecteur, protégeant par ablation d'un matériau sous l'effet de la chaleur), on peut ramener sur Terre les astronautes et par conséquent les équipements contenus dans les capsules.

On admettra donc que les problèmes de rentrée n'interviennent pas en ce qui concerne la tenue des composants à haute température. En toute rigueur, il faudrait tenir compte de ces problèmes de température pour les parties exposées au flux thermique, sur la paroi de la capsule, par exemple les antennes.

1.5. CONCLUSION EN CE QUI CONCERNE L'ENVIRONNEMENT

On a donc vu que les problèmes les plus sévères en ce qui concerne les températures extrêmes se rencontrent principalement :

- sur les avions supersoniques, dont la durée de vol est longue,
- sur les engins mais en général pour des périodes de temps courtes,
- sur les satellites et sondes spatiales, en remarquant que la difficulté se trouverait plutôt du côté des basses températures, sauf si les sondes spatiales sont envoyées à proximité du Soleil.

2. Les températures à l'intérieur des matériels

2.1. TEMPÉRATURES DES COMPOSANTS A L'INTÉRIEUR D'UN ENSEMBLE

Les composants électroniques sont en général dissipatifs. Il en résulte donc que la température réelle d'équilibre de ces composants est toujours supérieure à la température ambiante.

Cette température d'équilibre est fonction :

- de la température ambiante,
- du mode de refroidissement,
- de la puissance dissipée par le composant lui-même.

Définir la température ambiante est une opération délicate. En effet, si on peut définir sans trop de difficultés la température d'équilibre de l'air de refroidissement à l'entrée d'un équipement par exemple, il devient par contre très difficile de définir cette température lorsque l'air est plus ou moins confiné dans l'équipement, et même lorsqu'il circule.

L'expérience montre qu'un matériel électronique est loin d'être isotherme.

La figure 3 représente un ensemble émetteur récepteur VHF à tubes, sur lequel de nombreuses mesures thermiques ont été faites. Le tableau ci-dessous donne les températures d'équilibre en régime permanent en fonction de l'altitude simulée, pour une température ambiante de 70 °C. Ces mesures ont été faites l'ensemble étant dans un caisson climatique, l'air intérieur étant brassé. Les emplacements des sondes thermométriques ont été repérés, et ont été utilisés au cours de plusieurs essais.

TABLEAU I

TEMPÉRATURES D'ÉQUILIBRE EN DIVERS POINTS DE L'ENSEMBLE, POUR UNE TEMPÉRATURE AMBIANTE DE 70 °C ET EN FONCTION DE L'ALTITUDE

Emplacement de la sonde	Altitude en mètres				
	0	5 000	10 000	20 000	25 000
	°C	°C	°C	°C	°C
Ballon du tube de sortie	145	153	168	175	177
Ballon tube V 14					
(6 AK5)	130	139	150	152	152
Ballon tube V 1					
(6 AK5)	122	130	140	144	144
Châssis chaîne MF ..	99	105	113	117	117
Châssis (2)	103	110	120	123	123
Ambiante compartiment (3)	100	107	115	117	117
Transformateur T 6 ..	89	96	104	108	108
Quartz MF	82	82	91	98	98
Chambre à quartz	81	84	88	90	90

Ce tableau illustre l'influence de la pression sur la température d'équilibre, et montre les écarts de température entre éléments dissipatifs d'une part, tels que les tubes, et même entre divers éléments non dissipatifs, tels que châssis. On voit qu'il peut exister entre deux points du châssis des différences de températures de plus de 20 °C (châssis 2 et chambre à quartz par exemple).

Par ailleurs, entre divers éléments, dissipatifs et non dissipatifs, l'écart de température peut être supérieur à 80 °C.

En conséquence, un élément donné, pourra avoir une température d'équilibre fort différente selon la place qu'il occupera dans le matériel, toutes autres choses égales par ailleurs.

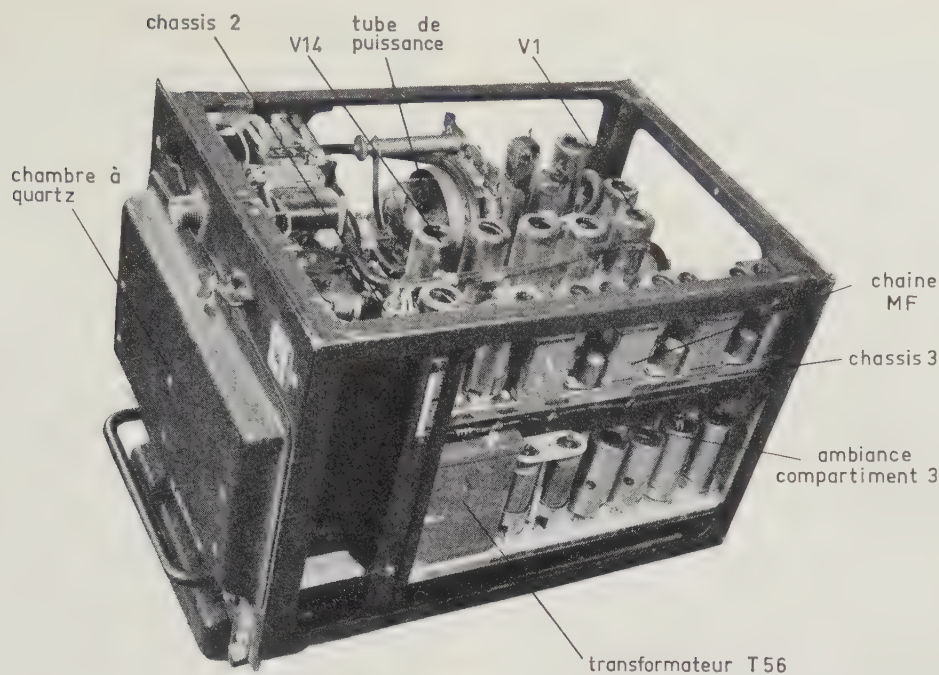


FIG. 3

2.2. ELÉVATION DE TEMPÉRATURE DUE A LA DISSIPATION PROPRE

La température d'équilibre d'un composant dissipatif est fonction de la puissance dissipée par ce composant et de la surface servant d'échangeur avec le fluide de refroidissement ou de radiateur.

Lorsqu'on cherche à miniaturiser le matériel, sans changer les caractéristiques de puissance, on est conduit à réduire la surface de dissipation, donc à élever la température d'équilibre.

Les figures 4 et 5 représentent l'accroissement de la température d'équilibre en fonction de la densité de courant pour un transformateur et pour un moteur. Accroître la densité de courant revient à fournir davantage de puissance sous le même volume donc pour une puissance donnée, à miniaturiser l'élément.

On a porté sur la figure 4, les courbes calculées et mesurées dans le cas où le refroidissement est obtenu uniquement par convection et rayonnement, ce qui est le cas le plus défavorable, mais assez près de la réalité pour la plupart des équipements aéronautiques. L'accord est satisfaisant.

La figure 5 représente des valeurs expérimentales.

On voit que dans tous les cas, l'échauffement peut atteindre des valeurs importantes, et que la miniaturisation entraîne obligatoirement cet échauffement.

En effet, si on étudie un transformateur pour que son poids généralisé soit minimal, le poids du transformateur varie suivant la loi [6] :

$$P = k \left(\frac{W}{D} \right)^{3/4}$$

où P représente le poids du transformateur,

- W la puissance d'entrée,
- D la densité de courant utilisée et
- k un coefficient qui dépend des matériaux utilisés.

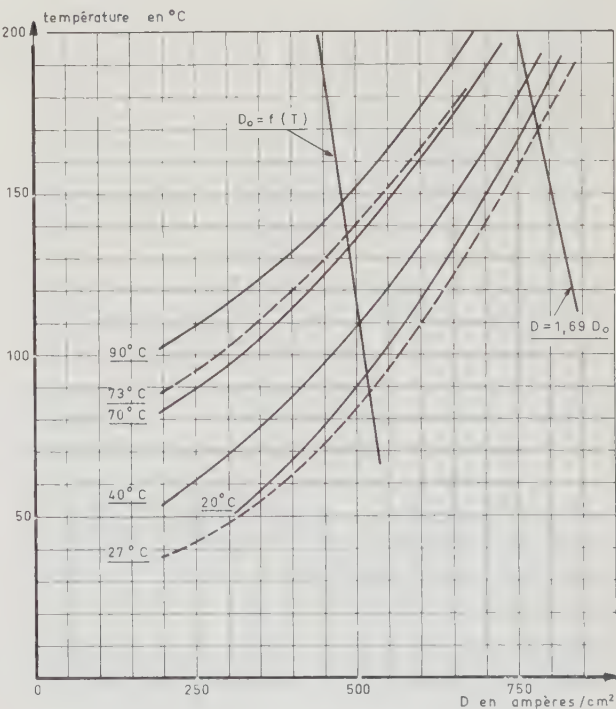


FIG. 4. — Température des bobinages en fonction de la densité de courant.
- - - courbe expérimentale.
— courbes calculées pour transformateur deux noyaux, une bobine, coefficient d'émission = 0,7 ; convection naturelle suivant la loi : $W = 2 (\Delta T) \cdot 1,25 \cdot 10^{-4}$ en fonction de la température ambiante.

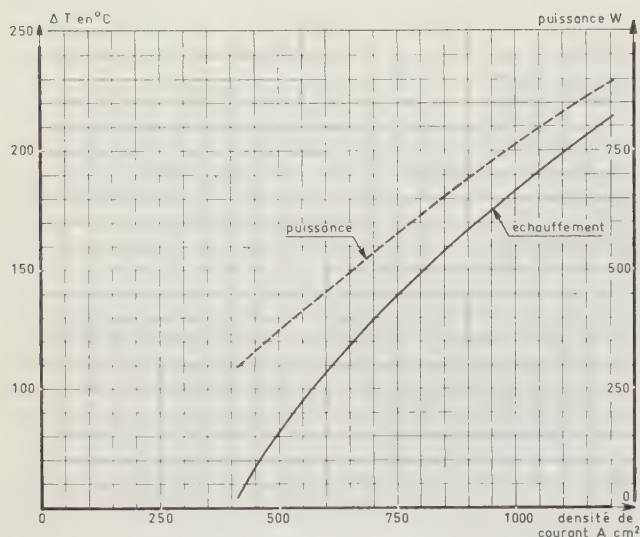


FIG. 5. — Moteur classe A.

Donc pour une même puissance utile, si on multiplie la densité de courant par 3, par exemple de 250 A/cm² à 750 A/cm², le poids du transformateur sera réduit dans le rapport 2,27, et la température d'équilibre passera par exemple de 40 °C à 160 °C dans une ambiance de 27 °C (figure 4).

La figure 4 représente par ailleurs, la densité de courant optimale $D = 1,69 D_0$ pour obtenir le poids généralisé minimal. On voit que la recherche de la miniaturisation ultime, pour un état donné de la technique, conduit en ce qui concerne les transformateurs à des densités de courant élevées, donc à des températures élevées. Cela est vrai pour tous les composants à base de circuits magnétiques (relais, transformateurs, moteurs, etc.).

On peut donc conclure que les composants, à l'intérieur d'un matériel c'est-à-dire dans les conditions d'emploi réelles, peuvent être soumis à des ambiances variées, en ce qui concerne la température, même si l'ambiance extérieure au matériel est uniforme. Par ailleurs, la recherche d'une miniaturisation poussée conduit à une densité de puissance par unité de volume, donc par unité de surface d'échangeur, élevée; ce qui tend à accroître la température d'équilibre.

Par conséquent, la combinaison de l'environnement d'une part et des conditions propres aux composants d'autre part, tend à accroître la gamme des températures auxquelles peuvent être soumis les composants. C'est en particulier du côté des hautes températures que se posent des problèmes, et nous allons donc voir les conséquences qui en résultent pour les composants haute température.

3. Problèmes posés par la réalisation des composants haute température

A l'heure actuelle, beaucoup de composants sont susceptibles de fonctionner de façon satisfaisante entre -40 et +70 °C, à puissance nominale.

De nombreuses études ont été faites pour étendre la gamme des températures de fonctionnement de

-60 à +200 °C, et même au delà pour les circuits magnétiques.

Il est possible à l'heure actuelle de concevoir et de réaliser un équipement fonctionnant de façon satisfaisante entre -40 et +125 °C en utilisant au besoin les pièces existantes au dessous de la puissance nominale.

Les problèmes qui se posent lorsqu'on veut étendre la gamme de fonctionnement sont les suivants :

1° Difficulté de trouver des matériaux adéquats. Les plastiques sont limités à des températures de l'ordre de 150 à 200 °C. Les céramiques ne peuvent constituer une solution dans tous les cas.

2° Elévation du poids des composants et de leur encombrement. L'expérience montre que le poids et le volume des composants croissent avec la température maximale de fonctionnement. En outre, même si le matériau utilisé est le même qu'à des températures plus basses, on est obligé de réduire les valeurs nominales de tension ou de puissance lorsqu'on fait croître la valeur supérieure de la température. L'élément a donc un poids et un volume plus élevés.

3° Accroissement du prix. Le prix est une fonction croissante, tout au moins dans un certain domaine, de la taille du composant. Par ailleurs, la nécessité de trouver de nouveaux matériaux, d'utiliser une technologie différente, d'emploi limité, entraîne un accroissement du prix.

4° Réduction de la fiabilité. Pour des matériaux donnés, et une technologie donnée, la fiabilité décroît lorsque la température croît. La figure 6 représente la variation de la fiabilité en fonction de la température pour des composants à semiconducteurs [7].

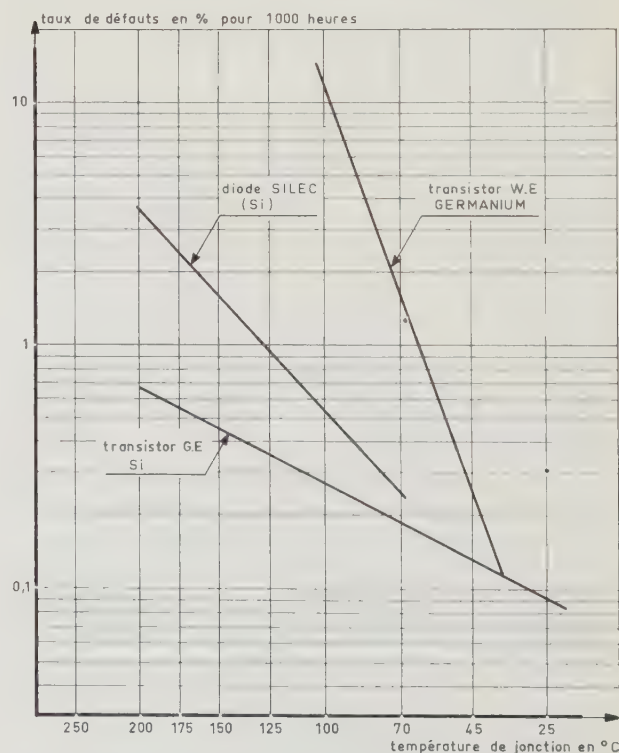


FIG. 6. — Fiabilité de dispositifs à semiconducteurs en fonction de la température.

Pour les semiconducteurs, c'est la température de jonction qui détermine la fiabilité. La température de jonction dépend, pour un élément donné, de la température ambiante et de la puissance dissipée. Donc si la température ambiante s'élève, on doit réduire la puissance dissipée, ou accepter une fiabilité inférieure. Ce facteur joue donc dans le sens d'un accroissement de poids et volume, si on veut maintenir le même degré de fiabilité à haute température qu'à basse température.

On peut évidemment conserver la même fiabilité en changeant de technologie. Cela a été le cas par exemple lors du passage du germanium au silicium. Il n'en reste pas moins que la fiabilité des éléments au silicium est meilleure à basse température qu'à haute température. Donc le changement de matériau ne fait que repousser le problème sans le résoudre complètement.

Malgré les difficultés, des études ont été faites pour essayer de repousser du côté des hautes températures les limites des composants. On donne, à titre indicatif, des renseignements sur les composants existants et les limites d'utilisation. Il n'existe pas de données sur la variation de la fiabilité de ces composants en fonction de la température.

NOYAUX MAGNÉTIQUES

Utilisables jusqu'à 500 °C	IMPHYSIL PERMINOX
Utilisables jusqu'à 400 °C	AFK FERIMPHY, sous réserve de vieillissement
Utilisables jusqu'à 350 °C	MUMÉTAL
Utilisables jusqu'à 300 °C	MUMÉTAL au Mo ANHYSYTER D RECTIMPHY, sous réserve de la déformation du cycle au dessus de 150 °C
Utilisables jusqu'à 150 °C	RECTIMPHY, avec conservation du cycle rectangulaire
Probable jusqu'à 300 °C	SUPERMENDUR

AIMANTS PERMANENTS — 60 + 500 °C

FERRITES avec coefficient de température raisonnable : jusqu'à 250 °C, en particulier de 300 kHz à 100 MHz

Au dessous de 300 kHz, pour avoir un coefficient de température acceptable, on perd un peu sur les performances.

FILS : CERAFIL jusqu'à 200 °C, extension en cours jusqu'à 500 °C.

Aluminium anodisé : 500 °C.

IMPRÉGNANTS : résine d'imprégnation en cours d'étude jusqu'à 250 °C à 300 °C.

RELAIS : jusqu'à 155 °C.

TUBES : 500 °C en céramique.

TRANSISTORS et DIODES : 175 °C.

CONDENSATEURS

Céramique : —55 à 200 °C avec coefficients de température définis.

Tantale sec : à 35 V, +125 °C ; futur 50 V, +125 °C

Tantale liquide : 20 V, +200 °C.

Variable sous vide : —55 à 200 °C, 250 °C.

Genre papier : —55 à 200 °C. Tension service 500 V.
Mica et samica : inconvénients poids et volume élevés.

RÉSISTANCES - POTENTIOMÈTRES

à film métallique : —65 à 200 °C.

POTENTIOMÈTRES

à couche : —65 à 200 °C, précision ou standard.

SOUDURE haute température 250 °C,

électrique, limitée par la tenue des fils.

Conclusion sur les composants haute température

Beaucoup de composants ont été étudiés et réalisés. Par ailleurs on a étudié le comportement de certains matériaux en fonction de la température (noyaux magnétiques). Mais toutes les pièces ne sont pas étudiées ni réalisées. Avant d'aller plus loin, il faut résoudre des problèmes de matériaux.

A l'heure actuelle, il ne semble pas possible, malgré les réclames publicitaires, de réaliser un ensemble complet fonctionnant à 500 °C. D'ailleurs cela est inutile. Par contre certains sous-ensembles peuvent être réalisés pour fonctionner à cette température, ou à des températures en tout cas supérieures à 200 °C, c'est le cas par exemple des sous-ensembles utilisant uniquement des matériaux magnétiques et des bobines, placés au voisinage des réacteurs.

4. Protection contre les températures extrêmes

La réalisation de composants susceptibles de fonctionner de façon satisfaisante dans une large gamme de températures se heurtant à des difficultés très grandes, on peut envisager une autre manière d'aborder le problème.

Dans la mesure où c'est la température ambiante, c'est-à-dire extérieure au matériel qui subit des variations importantes, on peut envisager de protéger l'intérieur du matériel contre ces variations. Cela revient donc à réguler d'une manière ou d'une autre la température intérieure du matériel, soit en utilisant un dispositif de refroidissement et de réchauffement, soit plus simplement en calorifugeant le matériel, ce qui peut assurer une protection suffisante compte tenu des variations extérieures.

La difficulté principale est généralement du côté des hautes températures, parce que l'on admet qu'il est souvent plus facile de réchauffer que de refroidir.

Cela peut ne pas être toujours vrai, mais on sait faire des emballages climatisés, du genre bouteille thermos, qui protègent d'un refroidissement excessif.

Pour les vols de longue durée, si on veut se protéger de l'échauffement, il n'y a pas d'autre solution que de refroidir. Encore faut-il prendre certaines précautions pour limiter le flux thermique indésirable. On utilisera alors soit des pompes à chaleur, soit des dispositifs utilisant des phénomènes tels que la chaleur latente de fusion ou de vaporisation. Dans le cas des pompes à chaleur, il faut de toute manière évacuer en fin de compte la chaleur transférée.

Pour les vols de courte durée, ou pendant l'exposition à des températures élevées, si celle-ci est de courte durée, une solution simple peut être employée, c'est le calorifugeage.

Cette méthode a été appliquée à l'avion américain X 15, pour la protection de la cabine pilote en particulier [8].

4.1. PROTECTION THERMIQUE DU X 15

L'isolant est constitué de deux couches de fibres de verre, séparées par une feuille d'aluminium de 25/1 000 mm d'épaisseur, le tout étant pris en sandwich entre deux autres feuilles d'aluminium identiques à la précédente, et un isolant spécial appelé feutre Q. La conductivité thermique de ce matériau est de 1,35 Kcal/m²/heure/°C au niveau de la mer.

Grâce à cet isolement, le flux thermique total s'écoulant vers le compartiment principal est ramené de 33 à 2 kW, et la paroi interne de la cabine atteint seulement 95 °C lorsque le revêtement est à 650 °C.

Il faut cependant refroidir ce qui nécessite 68 kg d'azote liquide, un poids de 150 kg, et une consommation de 1 800 W pour cet ensemble de refroidissement. Cela montre la pénalisation apportée par le refroidissement. Il va sans dire que cette pénalisation serait encore plus forte si l'on n'avait pas pris la précaution de calorifuger.

Enfin, dans le cas du X 15, la durée de fonctionnement est réduite ce qui est évidemment favorable.

On peut également envisager de protéger, non l'ensemble d'un compartiment, mais seulement les éléments les plus fragiles. Une étude a été faite pour déterminer l'intérêt du calorifugeage pour un ensemble électronique.

4.2. ETUDE D'UN ENSEMBLE ÉLECTRONIQUE CALORIFUGÉ

Le matériel étudié est l'émetteur récepteur Saram 5-52, représenté figure 3. Il était protégé par de la laine de verre, de 3 cm d'épaisseur.

On se propose d'utiliser le régime transitoire thermique, pendant lequel le matériel fonctionne au dessous de la température maximale pour laquelle il a été étudié.

On sait que ce matériel fonctionne de façon fiable, lorsqu'il est placé dans une ambiance de 70 °C à la pression normale. On a donc choisi comme limite à ne pas dépasser pour avoir un fonctionnement fiable, la température d'équilibre atteinte par les composants dans ces conditions. On a pris un certain nombre

de points représentatifs, aussi bien sur des éléments passifs que dissipatifs.

Le matériel calorifugé à la température initiale T_0 , lorsqu'il est mis en fonctionnement, dans une ambiance T_0 , voit sa température s'élever sous l'action de la puissance dissipée par le matériel. On considère que le fonctionnement doit être arrêté lorsque la température des composants servant de référence, atteint la limite que l'on s'est fixée précédemment. Le temps qui s'écoule entre la mise en route et le moment où les températures limites sont atteintes définit la durée de fonctionnement.

Il est évident que si le matériel est initialement à la température T_0 , et qu'à un instant donné, il est simultanément mis en marche, et placé dans une ambiance supérieure à T_0 , la température interne s'élèvera plus vite que dans le cas précédent. On peut donc définir la durée de fonctionnement permise, avec sécurité, en fonction de diverses conditions initiales.

4.2.1. Régime transitoire idéal. Matériel isolé thermiquement

Si on suppose le matériel parfaitement isolé du milieu extérieur, toute la puissance absorbée par le matériel est transformée en chaleur, (à la puissance émise près, s'il s'agit d'un émetteur). Cette chaleur sert à échauffer le matériel de la température T_0 à la température T .

W étant la puissance dissipée par le matériel, t le temps de fonctionnement correspondant au passage de T_0 à T , m la masse du matériel, et c sa chaleur spécifique moyenne supposée constante et indépendante de la température, on a la relation

$$Wt = mc(T - T_0)$$

Donc avec les hypothèses faites, T est une fonction linéaire du temps. Si on se fixe une température à ne pas dépasser, on peut déterminer la durée possible de fonctionnement t , compte tenu de la température initiale T_0 . Cela suppose que l'on connaît c , qui peut être déterminé expérimentalement [9].

La figure 7 représente le régime transitoire mesuré en divers points du matériel.

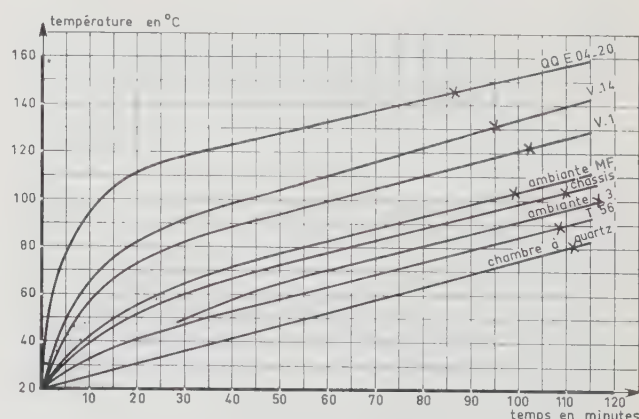


Fig. 7. — Durée de fonctionnement possible d'un ensemble calorifugé E.R. - S.A.R.A.M., 5-52. Pression normale.

On a porté sur chaque courbe, une croix qui représente la température d'équilibre atteinte par le composant à 70 °C d'ambiance, en fonctionnement à pression normale, qui sert de référence.

On observe sur cette figure une dispersion raisonnable des temps de fonctionnement qui varient de 90 à 115 minutes environ. Il est parfaitement normal que les éléments dissipatifs atteignent les premiers la température limite, puisque les éléments non dissipatifs ne sont échauffés que par ceux-ci, donc atteignent leur température limite avec un certain retard.

En outre, on voit que la température de la chambre à quartz, varie linéairement avec le temps, tout au moins dans le domaine étudié. Cela permet d'obtenir une valeur moyenne de la chaleur spécifique d'après l'équation précédente. Cette variation linéaire s'observe d'ailleurs pour tous les points de mesure au bout d'un certain temps, et avec la même pente.

Enfin, cet exemple montre que la durée de fonctionnement d'un ensemble calorifugé n'est pas du tout négligeable, puisqu'elle atteint au moins 90 minutes, temps qui est souvent supérieur à la durée d'une mission.

Ayant défini la valeur de la chaleur spécifique, on peut calculer la durée de fonctionnement possible, en fonction de la température initiale T_0 . La relation précédente, montre que si T est constant, ce qui est l'hypothèse de base, il existe une relation linéaire entre T_0 et t . C'est ce que traduit la figure 8 qui représente d'une part la variation théorique et d'autre part les valeurs effectivement mesurées. Il existe une petite incertitude sur la définition exacte du temps de fonctionnement, comme on l'a vu sur la figure 7. Cependant, on voit qu'il est parfaitement possible de faire des prévisions valables.

L'expérience a montré que dans le cas étudié, la chaleur spécifique c vaut sensiblement 1 joule/g °C.

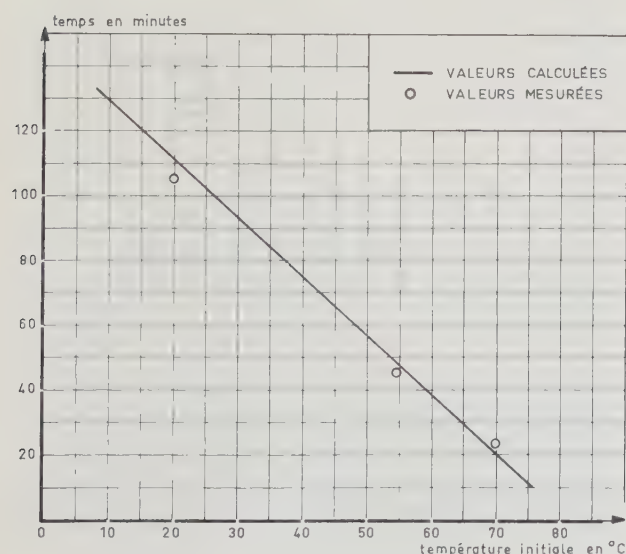


FIG. 8. — Durée moyenne de fonctionnement d'un matériel calorifugé en fonction de la température initiale pour atteindre la température finale (70 °C de référence).

4.2.2. Régime transitoire réel. Matériel placé dans une ambiance élevée

Le calorifugeage ne présente de l'intérêt que lorsque la température ambiante est supérieure à la température du matériel. Dans ce cas, la température de l'ensemble s'élève sous l'action de la puissance dissipée interne et de la chaleur qui passe par les parois, puisqu'on admet que la température extérieure est supérieure à la température interne.

Cette double action a pour effet de réduire le temps de fonctionnement possible. On peut écrire l'équation régissant le régime transitoire thermique et calculer la durée de fonctionnement possible, en fonction de la température initiale du matériel, de la température ambiante, et des caractéristiques du matériel.

La figure 9 représente la durée moyenne de fonctionnement calculée et mesurée, en fonction de la température ambiante à laquelle est soumis le matériel calorifugé, et pour diverses valeurs de la température initiale du matériel (20 et 50 °C). Les valeurs mesurées sont en bon accord avec les valeurs calculées. Il faut tenir compte que les valeurs calculées supposent que la température ambiante atteint immédiatement la valeur d'équilibre, ce qui peut ne pas être le cas.

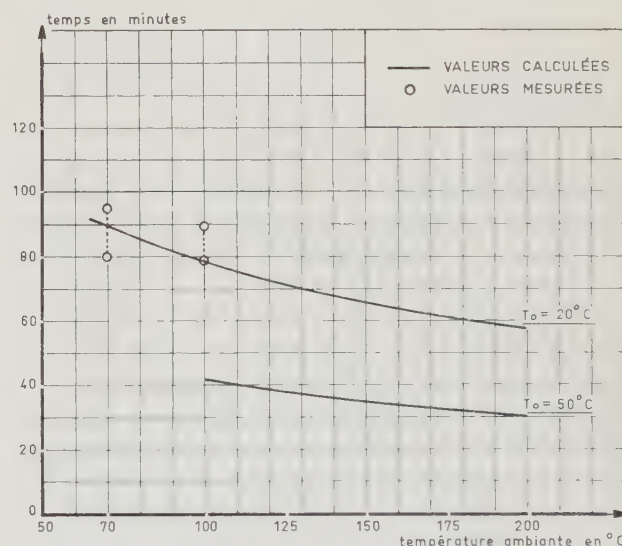


FIG. 9. — Durée moyenne de fonctionnement d'un matériel calorifugé en fonction de la température ambiante. Valeurs calculées et valeurs mesurées pour diverses températures initiales T_0 .

Par exemple, dans une soute d'avion en communication avec l'extérieur, si l'air qui circule dans la soute atteint à l'entrée de celle-ci immédiatement la température donnée par la figure 2, il faut un certain temps pour que l'ambiance soit isotherme, car dans la soute il y a un certain nombre d'éléments, ne serait-ce que les parois de la soute, qui ont une certaine inertie thermique. Donc les valeurs calculées sont un peu plus pessimistes que ne l'est la réalité. De toute manière, on voit que la durée de fonctionnement, même si le matériel est initialement à 50 °C, est encore appréciable, de l'ordre de 30 à 40 minutes, selon la

température extérieure. La limite de température admise est toujours celle qui correspond à 70 °C en fonctionnement continu, à pression normale.

4.2.3. Intérêt des composants haute température

Il est évident que si l'on peut admettre pour les composants une température de fonctionnement fiable plus élevée que celle qui correspond à 70 °C, il sera possible, toutes autres choses égales par ailleurs, d'obtenir une durée de fonctionnement en régime transitoire plus grande.

C'est ainsi que si on admet que la température de la chambre à quartz par exemple peut être portée de 80 °C à 125 °C, et une élévation correspondante pour les autres composants, la durée de fonctionnement permise passera de 30 minutes à 80 minutes, pour une température extérieure de 200 °C, et une température initiale du matériel de 50 °C. Dans ces mêmes conditions, pour une température extérieure de 500 °C, la durée de fonctionnement serait encore de 40 minutes (valeurs calculées).

On voit ainsi tout l'intérêt qu'il y a à rechercher un compromis entre l'accroissement de la protection thermique à l'égard du milieu ambiant, et l'accroissement des performances des composants à l'égard des hautes températures.

5. Recherche d'une température optimale de fonctionnement

En aéronautique et en astronautique, on cherche à minimiser le poids de la charge à emporter. Si on considère un équipement électronique, on doit considérer non seulement la masse propre à l'équipement, mais encore la masse de tous les accessoires nécessaires à son fonctionnement, tels que la génération électrique, les dispositifs de refroidissement. On peut admettre en première approximation que le poids de ces accessoires est proportionnel à la puissance fournie ou dissipée. On obtient ainsi une masse totale fonction du poids propre de l'équipement, c'est-à-dire de ses dimensions géométriques et des paramètres électriques, et fonction de la puissance nécessaire à son fonctionnement, puissance elle-même liée directement aux mêmes grandeurs géométriques et électriques. On définit ainsi le poids généralisé [6], dont on peut chercher le minimum. Cette méthode d'étude tout à fait générale peut être appliquée à la recherche d'une température optimale de fonctionnement. Une telle étude a été faite dans un cas particulier [10].

Les hypothèses admises étaient les suivantes :

1° Le poids de l'équipement électronique croît avec la température de fonctionnement, en raison de l'accroissement de volume et poids des composants, de l'accroissement des pertes dans les circuits (transfos, selfs par exemple) avec la température. On a noté cet accroissement ΔP_E (fig. 10 et 11).

2° Le poids du système de refroidissement diminue lorsque la température d'équilibre des composants s'élève, puisque pour un fluide de refroidissement à une température donnée, la quantité de chaleur trans-

férée est d'autant plus élevée que l'écart de température entre la source chaude et froide est grand. On a pris deux hypothèses, l'une avec un refroidissement à air (fig. 10), et l'autre avec un refroidissement à liquide (fig. 11). Le poids du système de refroidissement est représenté par P_F .

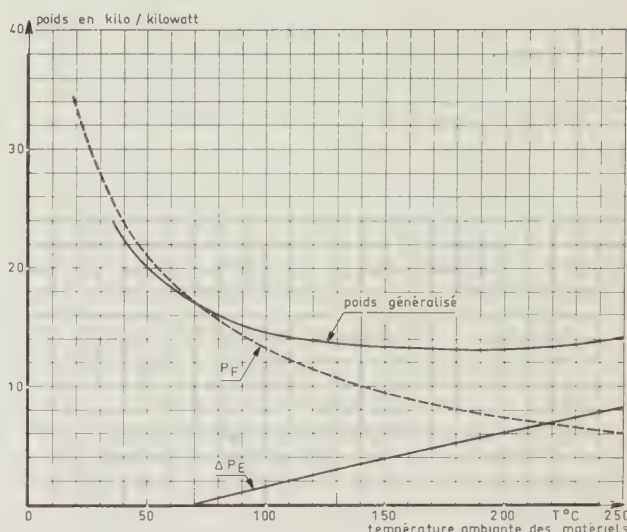


FIG. 10. — Recherche du minimum du poids généralisé en fonction de la température ambiante T à laquelle le matériel est maintenu par un dispositif de refroidissement à air.

P_F = poids du refroidissement à air.

ΔP_E = accroissement du poids généralisé des alimentations des matériels électroniques.

$$P_F = \frac{F_{70}}{T - T_0} \text{ avec } F_{70} = 17 \text{ kg/kW.}$$

$$\Delta P_E = (P_T - P_{70}) (1 + \beta T)^{3/8}$$

P_{70} = poids généralisé à 70 °C par kW = 44 kg.

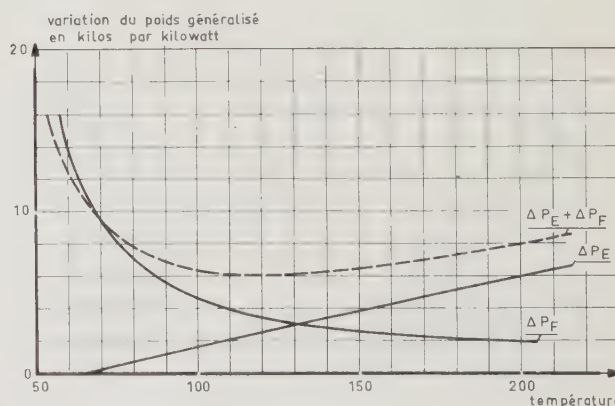


FIG. 11. — Variation du poids généralisé en fonction de la température dans le cas du refroidissement par circulation de liquide.

$G = 33 \text{ g/W}$; $F = 9 \text{ g/W}$ pour $T = 70 \text{ °C}$.

On fait fonctionner le système avec une source froide à 40 °C.

La température portée en abscisse est la température de l'échangeur placé dans le matériel.

Les deux figures donnent la variation du poids total (ou de son accroissement) en fonction de la température ambiante. On y voit apparaître très nettement un

minimum, plus ou moins accusé. La position exacte de ce minimum dépend évidemment des hypothèses faites et des valeurs numériques. Cependant, dans l'exemple pris, on a négligé l'accroissement de la masse du matériel due à l'accroissement correspondant des composants, et on n'a tenu compte que de la variation du poids des alimentations des matériels, puisqu'on ignorait la loi de variation du poids des composants en fonction de la température. Donc en fait l'accroissement du poids propre de l'équipement est plus important qu'il n'apparaît sur les deux figures. Il en résulterait un minimum plus marqué, et le déplacement de ce minimum vers les basses températures.

Les valeurs absolues peuvent changer d'un cas à un autre, mais on voit cependant que la recherche d'un fonctionnement des équipements à des températures de plus en plus élevées, n'est pas optimale en ce qui concerne le poids généralisé des équipements.

Conclusion

Nous avons vu qu'il existe des problèmes de tenue à des températures très variées pour les équipements devant équiper les avions ou engins spatiaux. Ces problèmes se situent particulièrement du côté des températures élevées pour les avions supersoniques et pour les engins, lors de la rentrée dans l'atmosphère en particulier. Par contre ces problèmes ne se posent pas ou peu pour les satellites terrestres, en ce qui concerne les équipements internes tout au moins. On est donc amené à rechercher des composants susceptibles de fonctionner dans une large gamme de température.

Mais la réalisation de ces composants se heurte à la difficulté de trouver les matériaux adéquats. En outre, le poids, le volume et le prix de ces composants croissent avec l'élargissement de la gamme de fonctionnement. Par ailleurs, la fiabilité décroît lorsque la température croît. On est donc amené, pour toutes ces raisons, à limiter à des valeurs raisonnables la gamme de températures que l'on doit imposer aux composants.

Nous avons vu qu'il était possible de se protéger au moins momentanément de l'environnement, en calorifugeant les équipements. Cette solution peut être suffisante si la durée de fonctionnement est limitée. De toute manière, elle est nécessaire si on veut réduire la pénalisation apportée par tout système de refroidissement, comme on l'a vu dans le cas du X 15.

Enfin, la notion de poids généralisé appliquée aux équipements complets, permet de définir, dans chaque cas, une zone de température optimale de fonctionnement.

Toutes ces considérations font que la réalisation d'équipements complets pouvant fonctionner à des températures de 500 et même 1 000 °C est en général inutile et inopportune. On peut fort bien admettre cependant que des sous-ensembles puissent être placés

dans ces conditions, mais il ne s'agit que de cas particuliers.

Il n'en reste pas moins que l'intérêt des composants haute température, jusqu'à 200 °C par exemple, est indiscutable, car ces pièces permettent de réduire le poids du refroidissement ou même de le supprimer, ou permettent d'accroître la fiabilité, en restant à des températures raisonnables.

Il faut se garder d'entrer dans la compétition de composants à températures de plus en plus élevées, qui ne répondent à aucun besoin sérieux. Et il paraît raisonnable de fixer la limite supérieure aux alentours de 150 à 200 °C pour l'ambiance. Lorsque l'ambiance dépassera ces valeurs, il sera toujours plus simple et moins coûteux en poids de refroidir. On y gagnera également en fiabilité et ce n'est pas là le moindre intérêt. Il ne faut pas oublier que l'eau est un fluide de refroidissement particulièrement efficace et que dans le pire des cas, c'est-à-dire au sol, la température d'ébullition est de 100 °C et qu'une masse de un kilo et demie d'eau permet d'évacuer un kilowatt pendant une heure.

En définitive la recherche d'une solution globale permet d'aboutir à un compromis satisfaisant et réalisable avec les composants actuels, ou légèrement améliorés.

Remerciements

L'auteur remercie M. le Délégué Ministériel à l'Armement, M. le Directeur Technique et Industriel de l'Aéronautique et M. le Directeur du Service Technique des Télécommunications de l'Air d'avoir autorisé la publication de cet article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] NAUGLE. John E. — The temperature equilibrium of a space vehicle. *Vistas in Astronautics*, 58, vol. II.
- [2] HABER Heinz. — Space Technology, chap. 27, Wiley Editeur.
- [3] ENCYCLOPEDIA BRITANNICA — Planets.
- [4] Explorer Nose Cone temperature. *Aviation Week*, 24, mars 1958, p. 19.
- [5] La rentrée dans l'atmosphère. Ingénieur Principal de l'Air de l'Estole. *Docaéro*, Janvier 1962, p. 37.
- [6] BERTRAIS J. — Méthodes d'optimisation appliquées à la microminiaturisation. Congrès Agard Oslo 1961 sur la Microminiaturisation, p. 45, Pergamon Press.
- [7] SILEC. — Etude de la fiabilité des diodes au silicium. Etude non publiée.
- [8] WESTBROOK. D.G. — Considérations sur la protection thermique de l'avion expérimental X.15 — Preprint A.S. M.E. 61 AV 55 — Extrait paru dans *Docaéro*, n° 76, Septembre 1962, p. 41.
- [9] Etude d'un équipement radioélectrique calorifugé. (Etude à paraître).
- [10] Température optimale de fonctionnement des ensembles radioélectriques. (Etude non publiée).

La figure 5 a été obtenue à partir de renseignements publiés par la Société Industrielle des Silicoes (SISS) dans son bulletin mensuel n° 23, 1963.

Conditions extrêmes de température pour les matériels électroniques de l'Armée de Terre

PAR

H. LAFORET

Ingénieur Militaire en Chef

Généralités

Les problèmes posés par les températures extrêmes dans les matériels de l'Armée de Terre sont certainement beaucoup moins difficiles que ceux concernant les matériels aéronautiques par exemple. Cependant on a quelquefois tendance à les sous-estimer. On considère même souvent que ces conditions extrêmes ne devraient pas être très différentes de celles requises pour les matériels civils professionnels. C'est ce qu'indique en particulier le premier rapport de la COPEP qui assimile ainsi les matériels portatifs de l'Armée de Terre aux matériels civils. De là à juger comme trop sévères et non adaptées les conditions des cahiers des charges il n'y a qu'un pas qui est quelquefois allègrement franchi. Le présent exposé voudrait fournir quelques données qui permettront d'expliquer sinon de justifier certaines exigences.

Un premier point à considérer est le fait que les conditions de températures extrêmes ne doivent pas être arbitrairement séparées des autres conditions mécaniques et climatiques. Or il est incontestable que les matériels militaires doivent posséder une résistance aux contraintes mécaniques (chocs, déflagrations, vibrations) qui leur est bien spéciale et qui n'est exigée au même degré par aucun autre matériel civil. Il en résulte que les matériels militaires doivent être conçus spécialement, et par conséquent qu'ils seront presque toujours fabriqués en séries relativement peu importantes.

Si maintenant on considère les conditions de température on pourrait penser qu'une proportion relativement faible des équipements est destinée à fonctionner dans des environnements extrêmes (par exemple au Sahara, en Afrique du Nord ou dans les contrées européennes au climat continental). On pourrait par conséquent concevoir plusieurs catégories de matériel dont la plus importante serait utilisable dans des climats tempérés. Outre le manque de sou-

plesse dans l'utilisation des unités et des approvisionnements cela aurait encore au point de vue industriel l'inconvénient de réduire le volume de séries déjà peu importantes. On est donc amené à étudier un matériel utilisable dans des conditions quasi-extrêmes prévisibles tout en tenant compte bien entendu des impératifs techniques et surtout économiques.

Que doit-on entendre par température quasi-extrêmes ? Tout d'abord il faut éliminer les contrées particulièrement défavorisées où les opérations sont improbables, ou devront être menées de façon tout à fait spéciale. C'est le cas de l'Antarctique où la base russe a enregistré des températures approchant -90°C . On élimine ensuite les extrêmes peu probables. Par exemples dans les estimations faites aux U.S.A. on considère les températures qui ne sont pas dépassées plus de 3 jours pendant le mois le plus dur.

Températures maximales probables

Pour déterminer les températures maximales probables, les statistiques et les relevés météorologiques ont été examinés.

Les chiffres britanniques donnent les températures maximales observées dans les contrées désertiques (Afrique du Nord, Arabie, Iran, Australie Centrale). La température maximale mesurée à 1,50 m du sol à l'abri du rayonnement solaire est de $+60^{\circ}\text{C}$. Les variations diurnes sont importantes puisqu'elles atteignent 40°C et le taux d'humidité faible (de 5 % à 10 %). D'autres statistiques, américaines celles-ci, donnent la température maximale probable suivant la définition qui vient d'être donnée ci-dessus. Elle est de 52°C .

En fait ces températures ne représentent pas les températures atteintes en service par les équipements et encore moins par tel ou tel composant constitutif.

Il faut encore tenir compte de l'énergie reçue par rayonnement ainsi que de la chaleur produite à l'intérieur même de l'équipement et de ses possibilités d'évacuation par rayonnement, conduction ou convection.

Le rayonnement solaire peut jouer un rôle important tout d'abord par l'accroissement de température qui en résulte, mais aussi par suite de l'action plus spécifique des rayons ultraviolets qui dans les régions désertiques représentent 6 % de l'énergie reçue. En ce qui concerne l'accroissement de température, des expériences effectuées dans les régions désertiques sur des équipements militaires non en fonctionnement ont montré des températures maximales de surface de 75 °C lorsque le matériel est soumis au rayonnement solaire direct (environ 10 W/dm²). Les équipements portatifs étant généralement étanches en vue de leur protection contre les intempéries, il en résulte que l'intérieur de l'équipement peut atteindre des valeurs approchant le chiffre précédent. En fait ce chiffre constitue une valeur expérimentale maximale. Il n'est pas possible de déterminer rigoureusement une valeur maximale probable, mais on peut l'évaluer entre 65 °C et 70 °C.

Il est à noter en outre qu'avec des matériels qui dissipent, la convection naturelle en exploitation est loin d'être très efficace de sorte que même en l'absence de rayonnement solaire la température de surface est supérieure à la température ambiante.

Epreuve des matériels

Les essais de matériel devraient combiner l'action de la température et des radiations solaires. En fait aucune épreuve générale de ce genre n'a encore pu être élaborée. D'autre part des épreuves dans des conditions naturelles sont difficilement concevables. On a donc simplifié et admis que l'action du rayonnement solaire serait figuré par une élévation de la température ambiante de façon à obtenir la même température superficielle. Il est bien évident dans ces conditions que, dans certains cas, il sera alors nécessaire de soumettre le matériel à un test spécial (rayons ultraviolets) pour vérifier la tenue des revêtements. Pour le matériel électronique la spécification SEFT001 prévoit ainsi deux sévérités : une première sévérité pour laquelle le matériel est porté à 55 °C et qui correspond à une utilisation en climat tropical à l'abri du rayonnement solaire, et une deuxième sévérité à 70 °C correspondant grossièrement à l'utilisation dans les mêmes conditions avec exposition au rayonnement solaire. Il faut bien entendu imposer une certaine durée de l'essai.

Cela a été déterminé compte tenu des conditions maximales probables. Celles-ci mentionnées dans la spécification US MIL - STD - 210 A sont les suivantes, pour une période de 24 heures :

10 heures à 32 °C sans rayonnement,

5 heures entre 32 °C et 52 °C avec rayonnement croissant,

4 heures à 52 °C avec rayonnement maximal.

5 heures entre 52 °C et 32 °C avec rayonnement décroissant.

La spécification a donc prévu 4 heures de fonctionnement au minimum à la température correspondant à la sévérité. En stockage on prévoit assez souvent une température de 70 °C correspondant au matériel abandonné sans protection dans une région désertique.

Conditions de températures maximales pour les composants

Les conditions de températures auxquelles sont soumis les composants n'intéressent généralement pas directement l'utilisateur. Elles sont différentes de celles auxquelles est soumis l'équipement et peuvent d'ailleurs être très différentes suivant le point considéré. Il appartient à l'Ingénieur qui conçoit le matériel de faire en sorte que, compte-tenu des conditions extérieures à l'équipement, la température du composant n'excède pas la valeur maximale qu'il peut supporter compte-tenu des conditions d'utilisation. De nombreux paramètres doivent être pris en considération : contraintes électriques, résistances thermiques, dissipations, proximité d'autres composants dissipant, etc. Il faut cependant noter que plus la température maximale qui pourra être supportée par le composant sera élevée, plus le matériel pourra être compact. Si par exemple on utilise des composants qui ne peuvent résister qu'à 70 °C la marge disponible sera extrêmement faible pour un fonctionnement de l'équipement dans une ambiance de 55 °C, et il sera impossible de faire fonctionner ce dernier avec sécurité dans une ambiance de 70 °C (conditions tropicales avec rayonnement). Cela a d'ailleurs été vérifié en exploitation lors de l'apparition des premiers postes portatifs militaires à transistors. C'est probablement la raison pour laquelle l'Armée des Etats-Unis a prescrit par une spécification l'utilisation, pour chaque catégorie de matériel, de composants pouvant résister à des températures maximales données. Pour le matériel au sol cette température est de 125 °C en fonctionnement ce qui donne une marge de 55 °C par rapport à l'ambiance maximale admise pour l'équipement, marge suffisante qui permet d'obtenir avec les composants classiques un matériel relativement compact. En France, il n'existe pas de règle aussi stricte et l'on admet couramment des composants ayant 85 °C comme température maximale d'environnement ce qui donne des marges plus faibles mais encore suffisantes si l'on admet une ambiance de 55 °C (conditions tropicales sans rayonnement) pour le fonctionnement de l'équipement. La constitution d'équipements avec des composants tous capables de fonctionner à 125 °C n'est généralement pas possible à l'heure actuelle dans des conditions économiques. D'autre part il faut noter que si le fonctionnement à 125 °C n'est rendu possible qu'en surdimensionnant les composants l'avantage obtenu peut être absolument négligeable.

Températures minimales

Des statistiques ont également été effectuées pour déterminer les températures minimales.

Si l'on fait abstraction de l'Antarctique les chiffres britanniques portant sur les contrées arctiques (Sibérie, Alaska, Nord Canada, Europe du Nord Est) donnent :

- 40 °C comme température fréquemment atteinte
- 55 °C comme température assez fréquente en certains points,
- 70 °C comme température minimale.

Les statistiques américaines donnent comme température minimale probable —54 °C avec une température du ciel de —62 °C.

Dans le cas des températures minimales la chaleur dissipée par le fonctionnement ne constitue pas une circonstance aggravante et on peut généralement se contenter de concevoir les composants pour fonctionner à la température minimale probable. La spécification américaine MIL - STD - 446 recommande —65 °C ce qui donne déjà un bon coefficient de sécurité. En France on admet généralement —55 °C ce qui pratiquement peut être considéré comme suffisant.

Une température de —65 °C en stockage peut

cependant être requise (transport par avions). Dans le cas d'opérations dans les régions arctiques ou antarctiques il faudrait soit utiliser des équipements spéciaux, soit protéger les matériels classiques.

Il est à noter que certains composants (piles classiques par exemple) ne peuvent être utilisées à ces températures et que l'on a été quelquefois amené à utiliser des systèmes de réchauffage.

Conclusion

Il apparaît donc souhaitable que les composants des matériels électroniques de l'Armée de Terre soient conçus pour pouvoir résister à des températures comprises entre —55 °C et +85 °C. Une température maximale plus élevée et pouvant atteindre 125 °C est souvent souhaitable si du moins elle n'est pas obtenue au détriment des caractéristiques électriques ou par un surdimensionnement pour les composants dissipant de la chaleur. Avec des composants répondant à ces conditions il doit être possible de concevoir des matériels susceptibles de fonctionner dans la quasi-totalité des cas actuellement envisagés.

Matériel électronique fonctionnant à des températures extrêmes

PAR

B. GRABOWSKY

Ingénieur au Groupe électronique à la C.F.T.H.

Introduction

Parmi les contraintes physiques qui perturbent le fonctionnement d'un équipement électronique, la température est certainement celle dont l'électronicien se préoccupe le plus.

Il faut ajouter d'ailleurs que l'emploi de dispositifs à semi conducteur, très sensibles par principe au chaud et au froid, a rendu le technicien beaucoup plus attentif aux perturbations apportées par les températures extrêmes.

En fait tout se passe comme si la température accentuait et amplifiait des défauts de conception ou de construction.

Certaines imperfections pourront être négligées et passer inaperçues pour des équipements fonctionnant au voisinage de l'ambiance ; car les marges en température sont alors très grandes.

Mais dès que cette marge se restreint, une simple imperfection peut devenir une catastrophe.

Nous verrons que l'effort principal consistera à bien organiser l'intérieur de l'équipement ; et pour cela, il faudra améliorer la qualité de conception des circuits et mieux disposer et ordonner les sous-ensembles et ensembles, de façon qu'ils ne se gênent pas mutuellement et ne présentent pas des interactions gênantes.

Tout d'abord, il faut avoir une parfaite connaissance des produits que l'on manipule.

Nous indiquerons dans la première partie, quelles sont les caractéristiques principales qui doivent être considérées pour les composants passifs et actifs.

Nous serons ainsi préparés à aborder la deuxième partie consacrée à l'influence des points chauds sur la marge de sécurité en température.

Dans la troisième partie, enfin, nous examinerons les conséquences sur la fiabilité. Nous verrons quelles sont les précautions indispensables à prendre pour obtenir un matériel d'une sûreté de fonctionnement acceptable.

I. — Composants

Les composants passifs normalement disponibles à l'heure actuelle peuvent se grouper en trois classes principales :

- Classe 85 °C ou inférieure à 85 °C,
- Classe 125 °C,
- Classe supérieure à 125 °C.

Bien avant la température limite d'emploi autorisée, l'utilisateur est obligé de réduire les conditions de travail de la pièce en appliquant un coefficient de "derating" convenable.

Pour des résistances, cela se traduira par une réduction de la puissance maximale dissipée à partir d'une température T_1 appelée température d'utilisation pour parvenir à une puissance dissipée nulle à la température T_2 , ou température maximale d'utilisation. La température limite supérieure à T_2 correspond à la destruction du matériau.

Sur la figure 1, on peut voir des exemples de courbes de « derating » établies pour différentes catégories de résistances à couches de carbone.

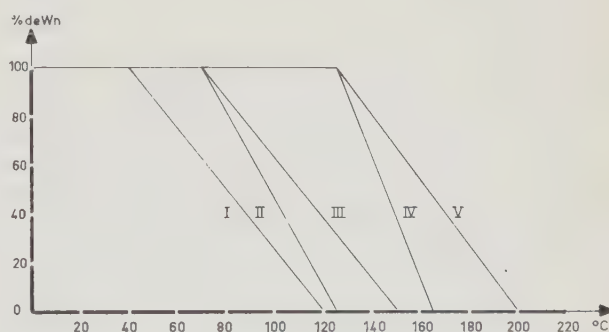


FIG. 1. — Résistances à couche de carbone. I, II : catégorie 85 °C. — III : catégorie 125 °C. — IV, V : catégorie supérieure à 125 °C.

Les tracés III, IV et V correspondent à des résistances utilisables à 125 °C et au-dessus.

Il est intéressant de comparer ces caractéristiques à celles correspondant à des résistances à couche d'oxyde métallique ou à couches métalliques.

Comme il fallait s'y attendre, les tracés analogues indiqués sur la figure 2 montrent que ces pièces entrent aisément dans les catégories 125 °C, et supérieure à 125 °C.

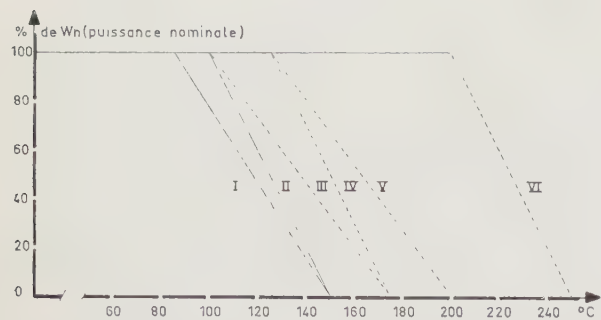


FIG. 2. — Résistances à couche d'oxyde et à couches métalliques. I, II : catégorie 125 °C. — III, IV, V, VI : supérieure à 125 °C.

Pour les condensateurs, il est normalement nécessaire de réduire la tension maximale applicable, au delà d'une certaine température T_1 , dite température normale d'utilisation.

C'est ainsi que pour la plupart des condensateurs au tantale sec, la tension nominale applicable à 85 °C est réduite de 30 % à 125 °C. En réduisant la tension applicable à 10 ou 20 % de sa valeur nominale, on pourrait les utiliser entre 150 et 200 °C.

Le tableau de la figure 3 donne pour certaines catégories de condensateurs les températures limites d'emploi.

On retrouve les 3 catégories, 85 °C, 125 °C et supérieure à 125 °C.

TYPE	CATEGORIE					
	85 °C		125 °C		> 125 °C	
	N	M	N	M	N	M
CÉRAMIQUE	x	x	x	x	x	
VERRE			x	x		
PAPIER	x					
TANTALE	x	x	x	x		
STYROL	x					
MYLAR	x		x			
MYLAR MÉTALLISÉ			x		x	
TÉFLON					x	
MICA			x			
ÉLECTROCHIMIQUE	x					

FIG. 3. — Tableau I. Catégories de capacités.

N'oublions pas que là également, mais sans doute à un moindre degré que pour les résistances, un courant de fuite important peut provoquer un échauffement propre non négligeable.

Pour les composants actifs, diodes et transistors, le fabricant donne très souvent la résistance thermique du boîtier R_B , exprimée en degré centigrade par watt.

Le produit de cette résistance par la puissance dissipée à la jonction donne l'élévation de température de la jonction par rapport au boîtier.

Parfois, on donne la puissance dissipée maximale à deux températures 25 °C et 100 °C par exemple, ce qui permet par extrapolation de déterminer la limite d'utilisation, pour laquelle la puissance dissipée est nulle.

Pour les dispositifs au silicium, cette température limite est supérieure à 150 °C.

En fait, bien avant cette température limite, la destruction du composant peut se produire par emballement.

Ainsi, une diode polarisée dans le sens bloquant peut être sujet à un échauffement supplémentaire provenant du courant de fuite.

L'élévation de la température provoque à son tour un accroissement du courant de fuite.

Il peut s'ensuivre une instabilité thermique, et la jonction atteint en quelques dizaines de millisecondes la température de destruction.

Pour une diode, la condition de non emballement peut s'exprimer par l'inégalité.

$$R_{th} \cdot V_i \cdot K I_{co} < 1$$

(1)

où R_{th} est la résistance thermique totale,

V_i la tension inverse appliquée,

I_{co} le courant de fuite à la température de jonction fixée,

k le taux d'augmentation du courant de fuite par degré centigrade.

Exemple : Diodes silicium de redressement avec $I_{co} = 1 \text{ mA}$, $k = \frac{1}{7}$, $V_i = 700 \text{ volts}$.

Il faut que : $R_{th} \leq 10^\circ \text{ C/watt}$.

L'examen des limites de fonctionnement et des courbes de « derating » des composants utilisés ne fournit en quelque sorte qu'un tracé enveloppe à l'intérieur duquel il faut se situer.

C'est l'estimation du taux de défaut du composant qui nous guidera dans le choix des marges de puissance et de tension à adopter, compte tenu de la température ambiante probable qui régnera à l'intérieur de l'équipement.

Des courbes de taux de défaut en fonction de la température ambiante existent dans le document RADC et l'opinion générale est qu'elles peuvent

constituer une bonne base de calcul pour obtenir la fiabilité prévisionnelle.

Nous donnons figure 4 un exemple de tracé de telles courbes pour un transistor.

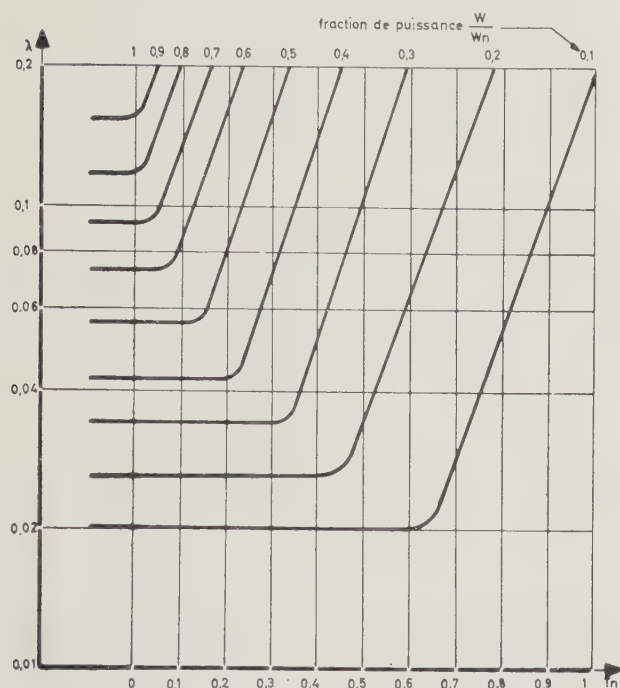


FIG. 4. — Taux de défauts pour un transistor au silicium.

λ : taux de défauts % pour 1 000 h.

La température normalisée T_n , portée en abscisse, est définie par :

$$T_n = \frac{T_A - T_S}{T_M - T_S}$$

T_A = température ambiante,

T_S = température normale d'utilisation,

T_M = température maximale d'utilisation.

Pour obtenir des performances reproductibles et stables, il est évidemment nécessaire de connaître l'étendue de variation des paramètres, en considérant les conditions extrêmes.

Comme les coefficients de variation ne sont pas toujours donnés avec précision, on assiste à un étalement de la dispersion des paramètres, quand on s'éloigne de la température ambiante à laquelle a été effectuée le contrôle des composants. La figure 5 donne un exemple de l'étalement du gain β pour un transistor entre -40°C et $+100^\circ\text{C}$.

L'importance de cet étalement pourra être tel, qu'il sera souvent nécessaire de prévoir un contrôle de certains composants, afin d'éliminer les pièces présentant une variation anormalement élevée.

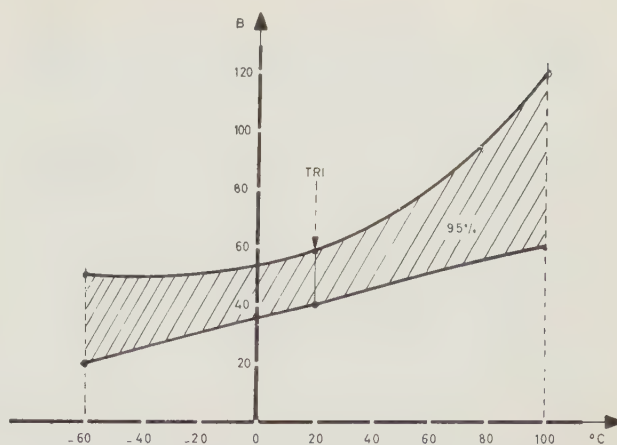


FIG. 5. — Zone de variations de B en fonction de la température $40 < B < 60$ à 20°C .

Il faudra se méfier également des dérives permanentes qui traduisent le vieillissement de certains produits.

Le bon sens demande qu'on ne cumule pas des variations limites les plus défavorables, qui ne peuvent se produire en même temps, ou n'ont qu'une probabilité extrêmement faible d'apparaître simultanément ; la tâche de l'électronicien est suffisamment difficile pour qu'on ne lui impose pas des contraintes supplémentaires et inutiles.

Nous en resterons là, pour tout ce qui concerne la tenue et le comportement des composants en température, pour examiner le problème de répartition des températures à l'intérieur d'un équipement.

II. — Marge de sécurité en température

Si la température ambiante du milieu dans lequel est placé l'équipement est T_A , il est évident que les composants vont être portés à une température T_B supérieure à T_A .

L'importance de cette élévation sera fonction de deux facteurs :

- l'échauffement propre du composant,
- l'échauffement localisé dû aux composants voisins.

Ce qui sera accessible aux mesures, ce sera la température ambiante locale T'_A valeur évidemment supérieure à T_A . En général la détermination de T'_A n'est commode que lorsqu'il y a un échauffement local important.

Les températures T_B des divers composants doivent être comparées à leurs températures de destruction ou de détérioration T_D .

En portant ces valeurs sur un axe gradué en température, il est possible de se rendre compte de la marge dont on dispose.

Pour rendre l'interprétation aisée, l'examen doit s'effectuer par catégories et classes de composants présentant des propriétés similaires, et travaillant dans des conditions semblables.

Imaginons un instant qu'une telle détermination soit possible, et sans nous attacher à la précision des tracés, voyons comment les températures T_B et T_D se groupent dans quelques cas typiques.

Dans le premier tracé de la figure 6, les températures des composants T_B sont bien groupées, il n'y a pas de points chauds.

Cette fois, il apparaît que certaines températures T_B sont dangereusement proches de T_D et la marge en température est réduite.

La situation peut s'aggraver avec l'existence de deux ou plusieurs points chauds.

La plus grande partie des composants sont en quelque sorte contaminés et la distribution des températures T_B est très étalée.

La probabilité de recoupement des courbes (B) et (D) devient importante. La marge en température peut devenir pratiquement négligeable.

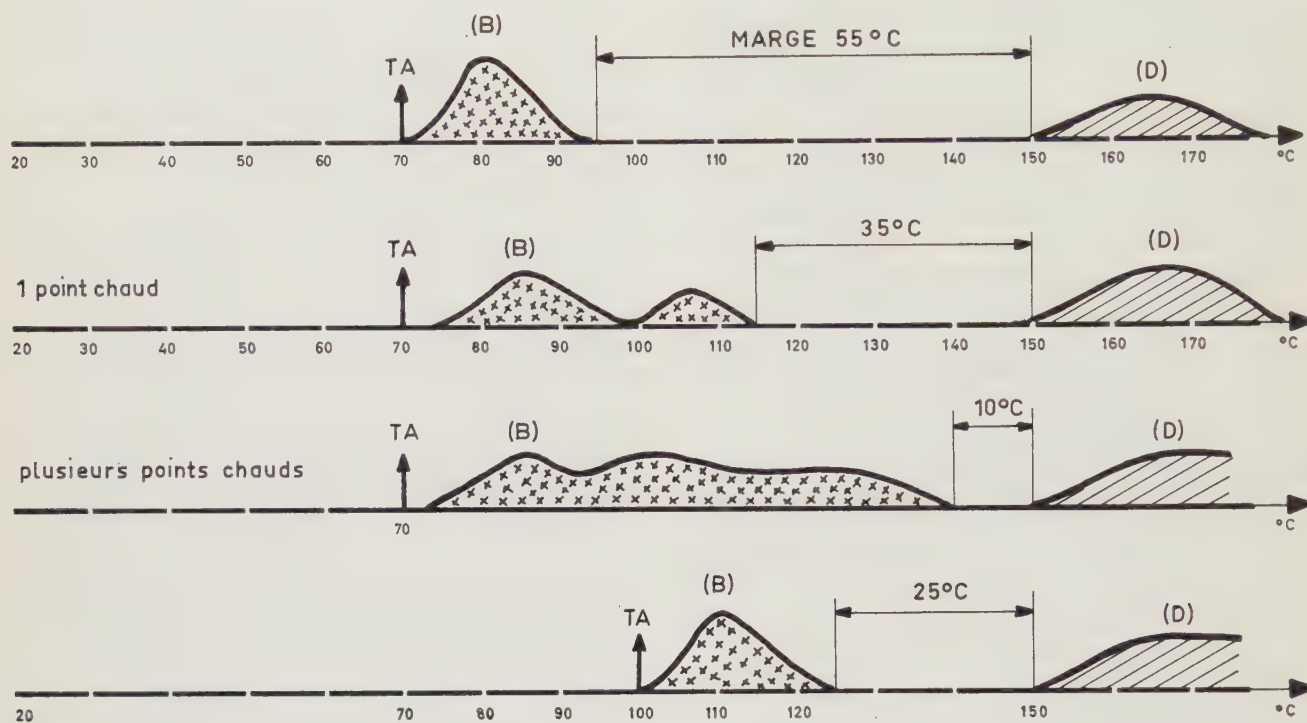


FIG. 6. — Répartition type des températures des composants.

Pour chaque température T_B l'ordonnée de la courbe correspond au nombre de composants intéressés.

L'aire enveloppée par la courbe (B) correspond au nombre total de composants examinés.

Manifestement la probabilité de recoupement de la courbe (B) avec la courbe (D) est extrêmement faible.

L'étalement de la base de la courbe (B), sera plus ou moins important, suivant la densité des composants.

Dans une disposition très heureuse et bien aérée, cette base pourra ne pas dépasser 10 °C, dans d'autres cas, elle pourra excéder 50 °C.

Cette répartition bien homogène est perturbée par les points chauds ; et sur le deuxième tracé, on voit apparaître un deuxième regroupement de composants au voisinage d'une température plus élevée.

La courbe principale s'étire même un peu. L'aire englobée par les 2 courbes est égale à l'aire considérée précédemment, puisque nous supposons que le nombre de composants n'a pas changé.

Dans le cas du premier tracé, la distribution des températures est excellente et l'équipement est bien organisé.

Dans le cas du troisième tracé, la distribution des températures est mauvaise et nous avons constaté une désorganisation interne.

Le quatrième tracé, correspond à un ensemble de pièces travaillant à 100 °C d'ambiance, dans des conditions convenables.

On peut être amené à associer un radiateur au corps porté à une température élevée, créant le point chaud. La température propre du corps chaud s'abaisse bien entendu, l'élévation de la température ambiante locale est moins élevée, mais elle intéresse cette fois un plus grand nombre de composants ; on aura alors un étalement plus grand de la zone (B).

Pour les pièces environnantes, il n'est pas évident que cette deuxième situation soit plus favorable que la première.

L'emplacement du ou des points chauds à l'intérieur d'un équipement doit être déterminé avec soin, et on cherchera évidemment à évacuer les calories vers

l'extérieur par le trajet le plus court possible, ou du moins par un cheminement tel que le flux thermique lèchera le moins possible de composants.

Un équipement peut avoir à supporter un échauffement momentané transmis par une paroi. Cette paroi va jouer le rôle de zone chaude, et va modifier la distribution des températures T_B , d'une façon similaire à celle d'un point chaud, mais en intéressant un plus grand nombre de composants.

Le facteur temps intervient dans l'analyse du phénomène, et il y a lieu de tenir compte des constantes de temps thermiques.

Ce problème est très complexe et, dans le cadre de notre exposé, il ne peut être qu'évoqué.

Lorsque la densité des composants est élevée, comme c'est le cas dans la technique de miniaturisation ou microminiaturisation, la température ambiante locale peut augmenter très facilement de quelques dizaines de degrés.

C'est ainsi que dans un bloc moulé de 3 ou 4 cm³ une dissipation interne de 50 mW par cm³ conduit à une augmentation de la température interne de l'ordre de 10 °C.

Des études de répartition de température à l'intérieur d'ensemble très compact montrent que l'élévation de la température interne peut atteindre plusieurs dizaines de degrés compte tenu de puissances dissipées par cm³ de quelques dizaines de milliwatts.

Or cela risque d'être une situation assez courante pour des équipements aéroportés, où on cherche à diminuer l'encombrement et à faire appel à toutes les techniques de miniaturisation.

Compte tenu de toutes ces circonstances, il faut prévoir des circuits susceptibles de fonctionner à environ 20 °C au-dessus de la température ambiante prévue pour l'équipement, sous réserve bien sûr que les points chauds ne provoquent pas une élévation anormale de la température en une région déterminée.

Ces points chauds devront être déterminés avec soin, avant d'arrêter une implantation définitive.

III. — Aspect fiabilité

Le souci de bien organiser l'intérieur de l'équipement doit aller plus loin que la recherche d'une heureuse disposition des éléments les uns par rapport aux autres.

Il faut que les différentes fonctions assurées par les circuits s'associent bien entre elles.

La dispersion importante des paramètres exige un soin très particulier pour obtenir des circuits reproductibles.

On peut rappeler les principaux procédés mis en œuvre pour obtenir une bonne fiabilité de conception :

- contre-réaction,
- désadaptation,
- séparation des fonctions.

Bien sûr, cela s'accompagne d'une utilisation plus abondante de composants et c'est une cause supplémentaire d'augmentation du prix d'un équipement.

On peut tenter de se rendre compte de l'accroissement du prix d'un transistor câblé, en nous basant sur les hypothèses ci-après :

Chaque transistor est accompagné en moyenne de trois résistances, deux capacités dont une au tantale et d'une diode.

Les composants travaillent avec des marges de puissance et de tension telles que l'on obtienne approximativement un taux de panne de $0,2 \cdot 10^{-5}$ par transistor câblé.

Cela conduit à faire travailler les transistors et les diodes à environ 0,1 ou 0,2 de leur puissance nominale, ainsi que les résistances. Les capacités sont utilisées à 0,4 ou 0,6 de leur tension nominale.

La température ambiante prévue étant de 70 °C, admettons que le prix des produits revienne à 30 F.

Si la température ambiante prévue est de 80 °C, on pourra utiliser les mêmes produits, mais leur nombre sera multiplié par un coefficient voisin de 1,2 d'où le nouveau prix de 36 F.

La température ambiante prévue étant de 100 °C, il faut utiliser cette fois des composants de classe 125 °C ; le prix de la matière est alors multiplié par 1,6 environ soit 50 F.

En passant à 125 °C, le nombre de composants utilisés est multiplié par 1,3 par rapport au cas précédent, soit un prix de :

$$50 \times 1,3 = 65 \text{ F}$$

On s'aperçoit que le prix des matières double sensiblement quand on passe d'une ambiance de 70 °C à 125 °C, et à cela il faut ajouter l'accroissement du prix provoqué par les contrôles et les essais supplémentaires.

Dans le cas où la température ambiante prévue est de 100 °C nous serons obligés pratiquement de construire des circuits susceptibles de fonctionner à 125 °C, à cause de l'accroissement probable de la température interne de l'équipement, de l'ordre de 10 à 20 °C,

On constate, dans ces conditions, que les marges en température peuvent tomber à 30 °C environ.

Or, malgré tous les soins apportés au contrôle des pièces détachées, il est inévitable que certaines d'entre elles soient légèrement détériorées, ou affectées par les manipulations diverses au cours de la fabrication.

La marge de température étant faible, elles risquent de provoquer des pannes dans les premières heures de fonctionnement.

On en vient tout naturellement à dire que l'équipement construit doit être soumis à une épreuve préalable, afin d'éliminer les pièces limites et supprimer les pannes de jeunesse nouvelles qui sont apparues au cours de la construction du matériel.

Cela ne doit pas supprimer le contrôle préalable des pièces détachées et, compte tenu des conditions sévères d'emploi, un essai unitaire, au chaud et au froid, des composants principaux s'avère indispensable.

Conclusion

La première conclusion que l'on pourrait avancer, à la fin de cet exposé, c'est qu'il apparaît actuellement très difficile de réaliser un équipement électronique d'une certaine importance, pouvant fonctionner dans une ambiance supérieure à 125 °C. Au-delà de 100 °C les difficultés commencent à être telles qu'on peut se demander à bon droit s'il ne vaut pas mieux essayer d'isoler ou de refroidir les parties les

plus fragiles. On peut avancer, sans trop de risque de se tromper, que vers 120 à 125 °C d'ambiance, un équipement risque de coûter 3 fois plus cher que s'il doit fonctionner à 70 °C.

Certes, la plupart des techniciens sont parfaitement conscients des soins à apporter dans la réalisation d'équipements fonctionnant dans des températures extrêmes, et n'avaient pas besoin de mon exposé pour en être persuadés. Mais je pense, en terminant, qu'il faudrait insister sur l'importance des points chauds et la nécessité de les déterminer par des procédés appropriés, car l'expérience montre que, très souvent, c'est par un échauffement local non prévu que se produisent les pannes.

Une précieuse gamme de matériaux utilisables aux températures extrêmes : les Céramiques *

PAR

J. PEYSSOU

*Ingénieur Compagnie Générale de T.S.F.
Directeur Technique
du Centre de Recherches
Physico-chimiques de Dijon*

Il est connu que le mal essentiel dont souffrent les composants électroniques soumis à des températures extrêmes, disons, pour préciser, à une température de service élevée, c'est leur instabilité.

Cette instabilité, conçue comme une variation régulière de la valeur fonctionnelle entre l'extrême bas et l'extrême chaud, est désignée, quand elle est réversible au cours de nombreux cycles consécutifs, comme un « coefficient de température ». C'est dans l'ordre des choses.

Si, à cette instabilité cyclique, s'ajoute une variation minime mais continue, à sens unique, on a affaire au « vieillissement ». C'est aussi dans l'ordre des choses. Enfin les instabilités peuvent se présenter comme des variations irrégulières, épisodiques, un peu analogues à un bruit de fond, conduisant progressivement à la dégradation du composant qui devient alors inutilisable.

Au cours de cet article on va montrer, et illustrer par quelques exemples vécus, comment les céramiques sont, parmi les matériaux de base des composants électriques, ceux dont le type d'instabilité a pu être rendu minime au cours d'un service de longue durée à 200 °C et parfois au-dessus.

On peut classer généralement les matériaux, constituants de base des composants électroniques passifs, dans les groupes suivants, selon le cas isolants ou conducteurs :

— les *matières organiques* (papiers, fibres, vernis, plastiques thermo-plastiques et thermo-durcissables, etc.).

— les *métaux* (cuivre, aluminium, métaux ferreux, nickel, métaux précieux, tantale, étain, plomb, semi-conducteurs).

— les *composés chimiques* des métaux (oxydes, fluorures, carbures, etc.) soit en structure assez peu organisée (verres et émaux), soit en structure poly-

cristalline organisée (céramiques), exceptionnellement monocristalline (quartz).

Si l'on regarde autour de soi dans la nature, on constate :

— qu'il n'y a aucune matière organique qui ait résisté au vieillissement et aux intempéries (il n'y a pas de bois fossiles) ;

— qu'il n'y a que très peu de métaux, dits natifs, ayant résisté à la corrosion (Au, Ag, Pt) ;

— que le globe terrestre tout entier est à base d'oxydes ou d'autres composés minéraux des métaux, de structure polycristalline, en somme à base de céramiques « naturelles ».

Cette seule observation suffirait à justifier que les céramiques sont les matériaux idéaux pour résoudre les problèmes de « longue durée de vie », disons d'éternité, aux températures extrêmes, particulièrement à chaud.

1. Pourquoi les céramiques sont-elles le matériau stable par excellence ?

Au point de vue de sa structure, nous proposerons que :

Un matériau est dit d'autant plus « stable » que son énergie interne, considérée comme la somme des énergies des divers atomes ou ions constitutifs, est la *plus basse possible*.

* : Les travaux relatés au cours de cet article ont été entrepris par la C.S.F. au cours des années 1955 à 1961, au titre de Marchés d'Etudes conduits au bénéfice des Administrations françaises : C.N.E.T., S.T.T.A., pour certaines parties et au bénéfice du M.O.S. Britannique pour d'autres.

Grossièrement parlant, on dira par exemple qu'une céramique d'oxydes est plus stable qu'un verre (de même composition), car il y a davantage d'ordre dans la structure ionique : spontanément, un verre tend en effet à se cristalliser (dévitrification) alors que l'inverse n'a lieu qu'artificiellement sous l'action d'un apport de chaleur.

Un métal est moins stable que l'oxyde correspondant : la combustion vive ou lente du métal dans l'air, ou dans l'oxygène, est en effet *exothermique*.

Les *points de fusion* sont aussi des critères de la stabilité de structure. Les céramiques d'oxydes purs fondent plus haut que les verres ou que les métaux correspondants. Inutile de faire intervenir les plastiques dans cette comparaison.

Cette stabilité de structure va de pair avec la stabilité sous *champ électrique*. Une mauvaise résistance d'isolement correspond en effet à l'entraînement par le champ électrique des porteurs déjà existants, ou à la création de porteurs généralement par paire, sous l'action de champs électriques localement intenses, ou sous l'action d'une élévation de température, d'un rayonnement, etc...

Cette stabilité de structure explique aussi la tenue des matériaux minéraux en milieu climatique humide ou en atmosphère corrosive. Un milieu bien organisé, tel qu'une céramique, est pratiquement inattaquable par l'humidité et sa résistance superficielle reste excellente. Les verres, au contraire, sont dissous par l'eau et leurs ions métal (alcalins par exemple) migrent avec une grande facilité à la surface d'un verre ayant absorbé des ions OH—, d'où faible résistance superficielle. Ne parlons pas des métaux, car on connaît trop bien leur vitesse de destruction par corrosion, ou par oxydation lente, en milieu humide, salin, par effet de piles entre le métal de base et une impureté.

Enfin, troisième point, le « *vieillessement* » des matériaux est en fait l'image d'une réorganisation lente vers une structure mieux organisée. La vitesse de cette réorganisation est évidemment une fonction exponentielle de la température. Elle est aussi d'autant plus importante que la température de service est *plus proche* de la température de fusion du matériau, disons en langage technique, plus proche de la température de formation du matériau. Fig. (1). Evidemment, les thermo-plastiques, mis en forme vers 120-150 °C sont ceux qui évoluent le plus rapidement. Viennent ensuite les matières plastiques thermo-durcissables, mises en forme vers 180-200 °C, et certains silicones et composés chlorés ou fluorés du carbone. La classe immédiatement au-dessus est celle des verres et des émaux, avec 600 à 800 °C de température de mise en forme. Puis viennent les métaux (Ag, Au, Cu, composés ferreux, etc...) avec une température de fusion de 900 à 1 500 °C par exemple. Enfin les céramiques d'oxydes ou de fluorures, avec fondant vitreux (1 250 à 1 350 °C) ou sans fondant vitreux (1 350 à 1 800 °C). Au-delà, c'est le domaine des céramiques à base de nitrures, de borures et de carbures (1 600 °C à 2 800 °C).

2. Matériaux non céramiques en tant qu'éléments d'habillage des céramiques

En somme l'échelle des matériaux précédemment exposée, permet déjà d'opérer une sélection.

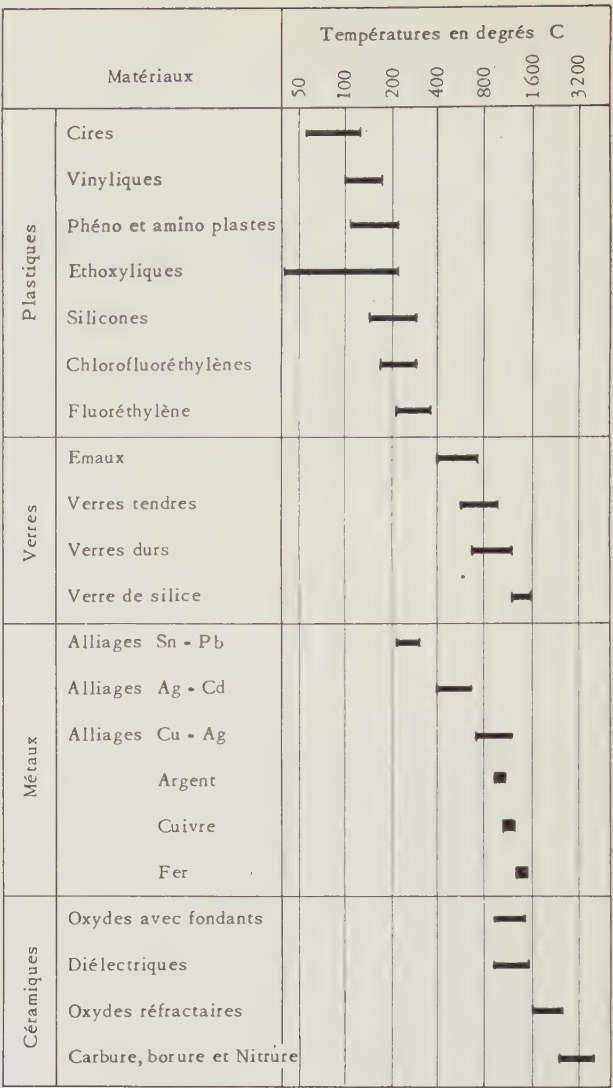


FIG. 1. — La stabilité de structure d'un composant, travaillant à une température donnée, est d'autant mieux assurée que la température de façonnage ou de fusion des produits entrant dans sa constitution est plus élevée. Pour un service à 200 °C, il ne faut choisir que des produits façonnés au moins à 500 °C par exemple.

Cependant, la réalisation technologique d'un composant électronique étant toujours l'art d'assembler en un tout des matériaux fort disparates, l'expérimentation de détail est nécessaire afin de procéder à une sélection définitive.

Nous pouvons résumer ainsi quelques-uns de nos travaux de laboratoire relatifs aux composants électroniques à prévoir pour un *service* à 200 °C : nous entendons par là, composants résistant à une durée de vie de 2 000 heures dans une ambiance de 200 °C dans les conditions de service. A cette épreuve s'ajoutent bien sûr, *avant et après*, les passages classiques à — 55 °C avec, entre temps, exposition à la chaleur humide.

1° MATIÈRES PLASTIQUES D'ENROBAGE (Fig. 2)

Trois classes ont été explorées, soit en plastiques purs, soit en plastiques chargés à des taux différents de poudres de marbre, de mica, de silice, d'alumine, etc.

à un épluchage du composant. En outre, il n'a jamais été possible d'assurer une adhérence suffisante, au sens protection du composant en atmosphère humide, entre le plastique d'enrobage et le corps ou les connexions du composant. C'est d'ailleurs là le défaut de tous les enrobages : les plus stables à haute tempéra-

COMPORTEMENT A CHAUD DES PLASTIQUES D'ENROBAGE

Matière essayée	Température d'essai	Durée	Résultat
Phénoplastes et aminoplastes	150° C	100 h	Feuilletage
Ethoxyliques chargés	150° C	200 h	Porosité - retrait et craquelures
Silicones chargés	150° C	1 000 h	Faible porosité
Silicones chargés et imprégnés	150° C	1 000 h	Porosité très faible - bonne tenue mécanique
Silicones chargés et imprégnés	200° C	200 h	Forte porosité
Tétrafluoréthylène	200° C	500 h	Fluage et épluchage

FIG. 2. — Les plastiques d'enrobages, façonnés à température trop basse, sont pratiquement inutilisables à 200 °C, sauf pour de très courtes durées de vie, et sans retour en milieu humide à température basse ou normale.

a) *Plastiques thermodurcissables* de la classe des phénoliques chargés de poudre minérale ou non.

Températures de polymérisation de 200 °C.

Résultats : il suffit de cent heures d'essai de vie à 150 °C, pour que l'on observe une détérioration du produit sous forme de feuilletage, d'apparition de porosités et de fissurations consécutives à un retrait. Certaines familles donnent un produit nettement pulvérulent. Les résines éthoxyliques réputées les plus résistantes à la chaleur et préconisées pour l'isolement des moteurs électriques à haute température, ont un peu mieux résisté que les phénoplastes ou amino-plastes plus classiques. Pour usage à 200 °C, tous ces thermodurcissables et similaires sont à rejeter.

b) *Résines silicones*

A condition que le composant à enrober ait été au préalable imprégné d'un produit dit « primaire », l'enrobage au tremper, dans certaines résines silicones chargées de poudre de silice, a donné, après polymérisation à 300 °C, un produit poreux qui s'est avéré résistant sans destruction à 150 °C pendant mille heures. Cet enrobage a été, dans une deuxième expérimentation, imprégné sous vide d'une huile silicone polymérisable à 250 °C. L'ensemble s'est révélé satisfaisant, pour un service à 150 °C, pendant mille heures, mais il a été détruit après quelques centaines d'heures à 200 °C. L'enrobage au silicone chargé et imprégné est donc possible pour de courtes durées de vie à 200 °C.

c) *Tétrafluoréthylènes et chlorofluoréthylènes*

Ces produits ont été appliqués sous forme d'émulsion puis polymérisés. L'expérience a montré, qu'en eux-mêmes, ils conservaient une bonne tenue vers 200 °C, mais que leur polymérisation continuait au cours de l'essai de vie avec retrait et fluage, et, de ce fait, on assistait, après une centaine d'heures à 200 °C,

ture sont évidemment ceux dont la stabilité chimique est la plus élevée et qui, par voie de conséquence, « collent » le moins aux matériaux sur lesquels ils sont appliqués. Les composés fluorés ou chlorofluorés ne sont pas applicables à l'enrobage des composants.

2° MÉTAUX POUR SOUDURES. (Fig. 3)

Les alliages soudants du type étain-plomb, fondant normalement au-dessus de 220 °C, cristallisent très vite en gros cristaux après 100 h d'essai de vie à 200 °C. En outre, s'ils sont à l'air, on observe une oxydation très importante dès 300 heures. Dans ces conditions la tenue mécanique de la soudure disparaît. Les seules soudures satisfaisantes ont été des brasures argent-cadmium à point de fusion supérieur à 500 °C, à condition de protéger ces brasures de l'oxydation par un revêtement d'émail vitrifié.

3° MÉTAUX POUR CONNEXIONS. (Fig. 3)

Le *cuivre* s'oxyde énergiquement au bout de 100 h, dans l'air, à 200 °C, et un fil de 6/10 est pratiquement rompu à partir de 300 heures dans ces conditions.

L'*argent* résiste parfaitement bien.

Un *fil de cuivre recouvert d'argent* par électrolyse résiste à l'oxydation à condition que le recouvrement d'argent soit impeccable. Un seul micro-trou ($\phi < 1/10$ mm) suffit pour permettre une oxydation locale du fil de cuivre et pour conduire, à long terme, à la rupture de la connexion. Un fil de cuivre bien argenté se brase facilement à la brasure Ag-Cd précédemment indiquée, moyennant l'emploi d'un flux convenable. Nous n'avons pas étudié de câblage d'équipement réalisé avec de telles connexions. Il semble toutefois possible, soit par torsadage des connexions autour de picots rigides, soit par brasure sur un circuit imprimé à l'argent sur isolant céramique, soit par soudure électrique.

COMPORTEMENT A CHAUD DE QUELQUES METAUX

Matériaux	Températures d'essai	Durée	Résultats
Alliage Sn-Pb (280° C)	200° C	100h	Cristallisation, friabilité
Alliage Sn - Pb (280° C)	200° C	300 h	Oxydation nette
Brasures Ag - Cd (500° C)	200° C à l'abri de l'air	2 000 h	Bons
Brasures Ag - Cd (500° C)	200° C à l'air	1 000 h	Oxydation
Cuivre : fil 6/10	200° C à l'air	100 h	Oxydation superficielle
Cuivre : fil 6/10	200° C à l'air	300 h à 400 h	Oxydation profonde
Cuivre argenté	200° C à l'air	2 000 h	Satisfaisants
Argent	200° C à l'air	2 000 h	Satisfaisants
Alliages Fe - Ni cuivrés puis argentés	200° C à l'air	1 000 h	Prometteurs
Peintures Ag, Au, Pt	200° C à l'air	2 000 h	Satisfaisants
Alliages résistants Fe-Ni-Cr Non protégés	200° C à l'air	100 h	Oxydation puis dérive
Au - Pt Non protégé	200° C à l'air	1 000 h	Faible dérive

FIG. 3. — Les défauts constatés sont : la cristallisation, l'oxydation ou la réorganisation interne de certains mélanges métalliques.

Un fil de *nickel* s'oxyde légèrement. On n'en a pas poursuivi l'étude.

4° MÉTAUX POUR REVÊTEMENTS CONDUCTEURS (Peintures). (Fig. 3.)

Les revêtements d'or, ou d'argent, par peinture colloïdale avec fondant vitreux, déposés sur verre ou sur céramique, tiennent sans histoire des milliers d'heures à 200 °C.

5° MÉTAUX POUR COUCHES RÉSISTIVES ÉVAPORÉES SOUS VIDE. (Fig. 3.)

Les alliages résistants à base de fer, nickel, chrome, en contact avec l'air s'oxydent. Les alliages or platine résistent. Néanmoins, un service à l'ambiance de 200 °C correspond à une température de couche de 250 à 300 °C par exemple, ce qui risque d'entraîner une cristallisation des alliages évaporés sous forme de larges plages monocristallines, d'où dérive. En outre, il peut y avoir, par diffusion, une redistribution des sites or et des sites platine, ce qui entraîne une variation lente de la résistance, un vieillissement. On peut d'ailleurs atténuer ce vieillissement par une stabilisation préalable (quelques dizaines d'heures à 500-600 °C).

3. Matériaux céramiques pour usages divers à 200 °C et au-dessus

On va maintenant examiner quelques cas dans lesquels les céramiques constituent l'élément de base des composants fonctionnant à haute température.

1° ISOLATEURS

Il est connu que, le quartz mis à part, les meilleurs isolateurs sont les isolateurs en céramique, (fig. 4) que, selon leurs performances, on peut classer de la façon suivante :

MATERIAUX CERAMIQUES POUR ISOLATEURS

Matériaux	Usage	Qualité principale	Observations
Stéatites Porcelaines Corindons	Isolateurs d'usage général	Facilité de mise en forme et bas prix	Emploi en C.C ou en fréquence industrielle Métallisation à l'argent
- id - en variétés dites HF	- id - et faibles champs HF - Supports de circuits imprimés	- id - mais prix plus élevé Pertes HF faibles	Excellente résistance d'isolement et faibles pertes à 200°C
Alumines Spinelles Forstérites Glucines etc... Ultra-purs	Isolateurs de haute performance jusqu'à 600° C - 800° C sous fortes tensions. H.F. V.H.F. et U.H.F. Tubes à vide, Radomes	Très faibles pertes, même en UHF à chaud Bonne conductibilité thermique. Grande gamme de dilatations	Produits couteux, mise en forme difficile, température de cuisson élevée à 1500°C 2200°C Métallisations à l'argent au titane, ou au molybdène tenant le vide

FIG. 4. — A 200 °C, on préconise l'emploi des céramiques pour isolateurs dites « HF » : ou mieux, des céramiques d'oxydes purs.

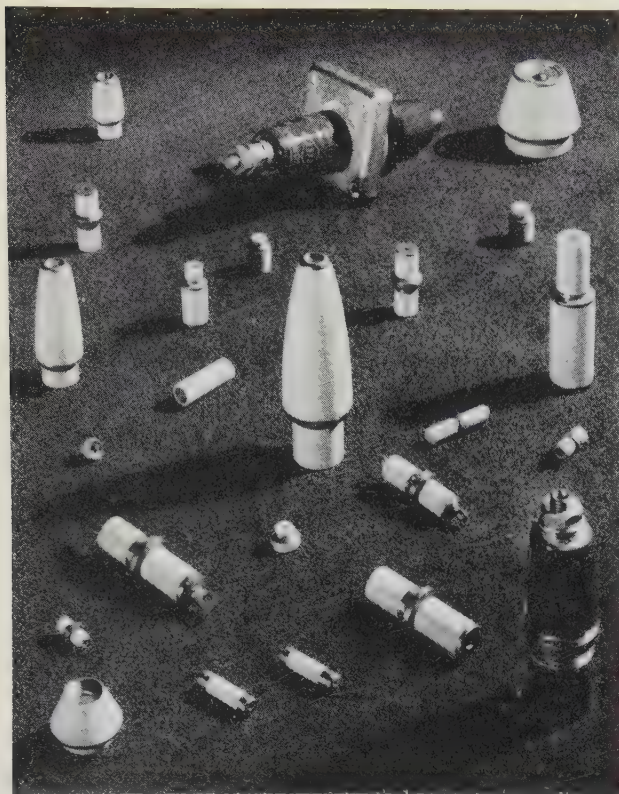


FIG. 5. — Bornes et traversées : pour usage à 200 °C, les alliages soudants sont remplacés par des brasures Ag-Cd. En outre, les parties métalliques doivent être protégées de l'oxydation (cas des longues durées). (Cliché C.S.F. — Produit C.I.C.E.).

a) Isolateurs d'usage général

Bornes et traversées (fig. 5), réglettes de câblage, (fig. 6), supports plans de circuits imprimés, boîtiers cylindriques, entretoises (fig. 7 et fig. 8), supports de bobinage (fig. 9), etc... Ces isolateurs sont constitués par un bloc de céramique dont la composition est choisie pour sa mise en forme facile, et son bas prix de revient : porcelaines, stéatites, composés alumineux à moins de 90 % d'alumine. On en fait aisément des tubes, des pièces tournées, filées, pressées, laminées, coulées, etc...

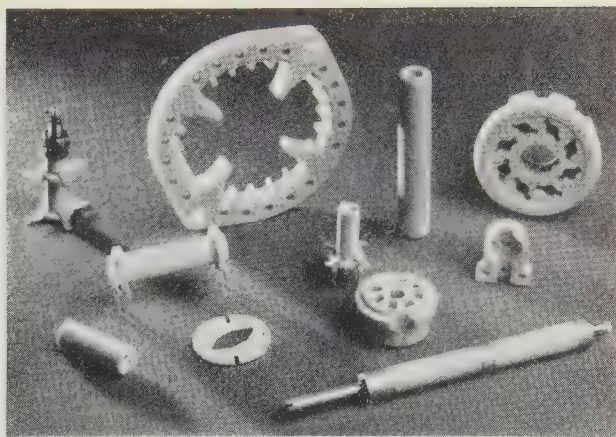


FIG. 7. — Entretoises et supports divers en stéatite HF. (Cliché C.S.F. — Produits C.I.C.E.).

Leur métallisation à l'argent par peinture vitrifiable est aisée. On peut les émailler à petit feu pour les services peu exigeants ou à grand feu pour les services plus durs.

Dans le cas d'un service sous tension HF importante on choisit des qualités plus pures, plus nobles, de manière à diminuer les pertes. Pour un usage à 200 °C, il y a d'ailleurs toujours intérêt à choisir les matériaux les plus purs, donc de préférence des qualifications « HF » avec émail grand feu.

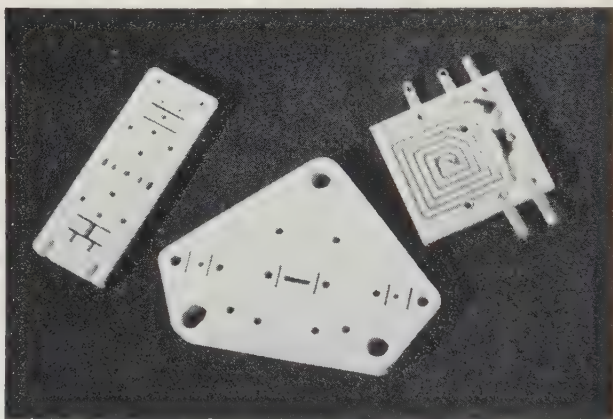


FIG. 8. — Entretoise et support de circuit imprimé en stéatite HF. (Cliché C.S.F.).

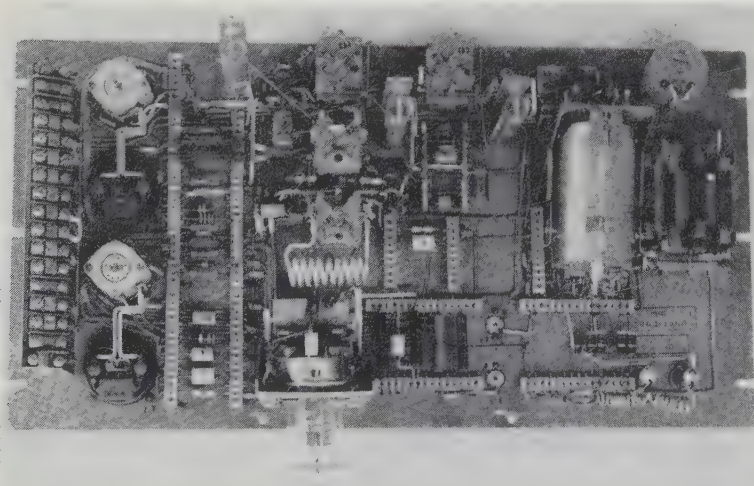


FIG. 6. — Châssis câblé mettant en évidence des réglettes de câblage en céramique, avec cosses de métal serties (Cliché C.S.F.).

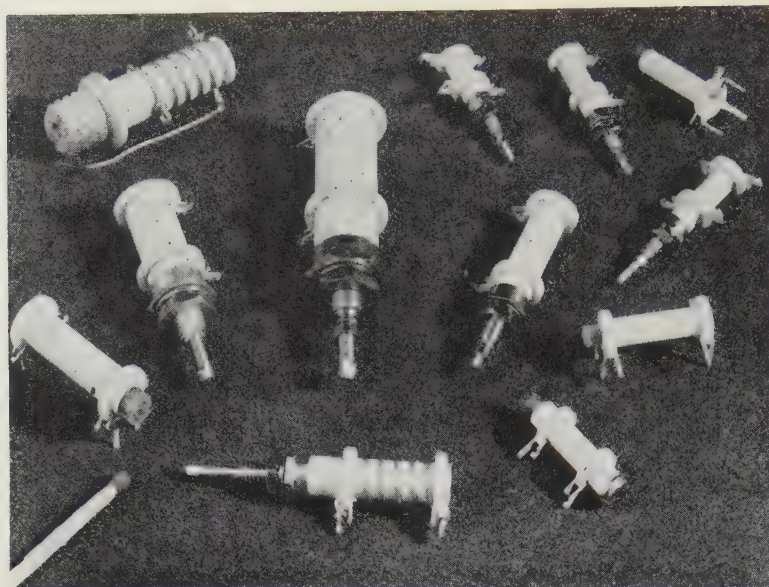


FIG. 9. — Supports de self-inductances, avec mécanique d'ajustage par noyau de ferrite ou par spire en court-circuit. (Cliché C.S.F. - Produits C.I.C.E.).

b) Isolateurs pour services particulièrement durs

Ce sont, par exemple, les enveloppes pour tubes à vide HF, VHF ou UHF, uniquement construites en céramique et en métal. Ce sont les radomes en céramique (service $> 600^{\circ}\text{C}$), les fenêtres de guides d'ondes ou les fenêtres de klystron. Ce sont les supports de résistances à couches évaporées, ou à couches d'oxydes, les supports de circuit imprimé pour fonctionnement à 500°C . Ce sont aussi des enveloppes de diodes à semiconducteur.

Dans ce cas, on emploie des matériaux nobles et aussi purs que possible du type : alumine, spinelle, forstérites, glucines, etc... au moins à 95 % d'oxyde de base pur, parfois, selon l'importance des pertes HF tolérées, à 99,8 % d'oxyde de base pur. S'il y a lieu, les fondants utilisés sont aussi nobles que possible (oxydes de Chrome, de Lanthane, de Cérium). La gamme de ces produits doit être assez étoffée, car une céramique n'est jamais utilisée seule, mais toujours en liaison avec des métaux ou des émaux. D'où la nécessité de satisfaire à des accords en dilatation, parfois terriblement critiques, entre -55°C et la température de fabrication du composant (parfois $1\,300^{\circ}\text{C}$) : Ces coefficients de dilatation varient pratiquement de 0 (spodumène) à $110 \cdot 10^{-7}$ (forstérites).

Les céramiques pour isolateurs sont la plupart du temps rectifiées avec précision (1/100 de mm ou mieux) ; l'expérience montre d'ailleurs que ces produits sont si stables qu'ils conservent leurs dimensions avec une tolérance du même ordre après plusieurs milliers d'heures de service à 200°C , ou à 500°C par exemple pour les produits les plus purs. On notera aussi que cette stabilité dimensionnelle est d'autant meilleure que le produit de base est plus pur.

La pureté explique d'ailleurs trois autres aspects fondamentaux de la qualité : la résistance d'isolement à chaud, la tension disruptive à chaud, les faibles pertes à chaud et en UHF.

Autre particularité : ces produits sont frittés jusqu'à obtenir une remarquable étanchéité au vide. Cette compacité leur confère une excellente conductibilité thermique et une excellente tenue mécanique. Le tableau suivant est significatif à cet égard (fig. 10 et 11).

TERNAIRE $\text{SiO}_2 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{MgO}$			
(Céralox 11)			
Densité :	3,10	(Densité théorique :	3,16)
Constante diélectrique à 25°C :	$\epsilon_r = 7,36$		
Coefficient de température de			
- 55°C à $+200^{\circ}\text{C}$:	$\epsilon_a = +$	$230 \cdot 10^{-6}$	
Tg δ à 10.000 MHz, à 25°C :	$<$	$10 \cdot 10^{-4}$	
Tg δ à 10.000 MHz, à 600°C :	$<$	$200 \cdot 10^{-4}$	
Tg δ à 1 MHz, à 25°C :	$<$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	
Tg δ à 1 MHz, à 600°C :	$<$	$100 \cdot 10^{-4}$	
Résistivité d'isolement à 600°C :	ρ de $5 \cdot 10^{10}$ à 10^{11}	$\Omega \cdot \text{cm}$	
Module d'Young à 25°C :	36.000 kg/mm^2		
Module d'Young à 350°C :	25.000 kg/mm^2		
Résistance à la rupture (traction :	$>$	18 kg/mm^2	
Coefficient de dilatation ,			
de 20°C à 200°C :	α	$= 78 \cdot 10^{-7}$	
20°C à 200°C :	α'	$= 90 \cdot 10^{-7}$	
20°C à 1000°C :	α''	$= 94,5 \cdot 10^{-7}$	

FIG. 10. — Exemple de composition à base d'oxydes purs et à coefficient de dilatation réglable selon les taux de composants. (Produit C.I.C.E.).

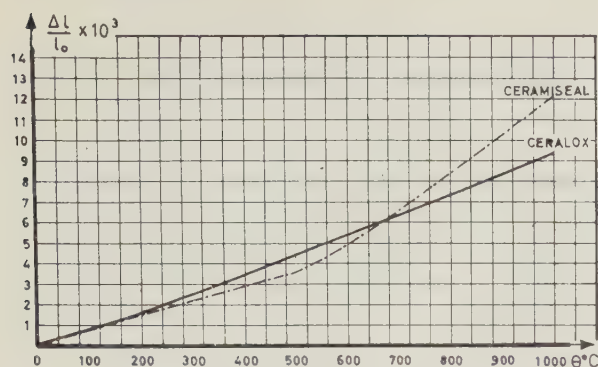


FIG. 11. — Exemple de recouplement des courbes de dilatation d'une céramique type fig. 10 et d'un métal (alliage Fe-Ni-Co). On cherche à placer l'intersection des deux courbes à la température où l'on désire avoir une contrainte nulle. (Ex. : température de ramollissement d'une brasure).

Le dernier point important à signaler à ce sujet, c'est que ces céramiques pour isolateurs peuvent se métalliser directement dans d'excellentes conditions. On a l'habitude de diviser leurs méthodes de métallisation en deux familles :

- Le procédé à l'hydrure de titane, qui permet de recouvrir les zones à métalliser d'une couche de titane métal.
- Le procédé aux mixtes molybdène, manganèse, fer, tungstène, etc.

Dans tous les cas, on opère la liaison métal-céramique en milieu hydrogéné légèrement oxygéné, et la liaison est assurée par des combinaisons chimiques entre les oxydes et sous oxydes des métaux, et les oxydes de la céramique, grâce à des cuissons de 900 °C à 1 400 °C selon les cas.

Tous ces revêtements métalliques peuvent être brasés, à l'argent-cuivre, à des pièces métalliques massives, la liaison ainsi obtenue tenant au vide habituel des tubes électroniques (fig. 12).

En outre, par électrolyse, on peut recouvrir ces revêtements d'or, d'argent, de platine, etc... ce qui les protège d'une oxydation toujours possible en service à température élevée.

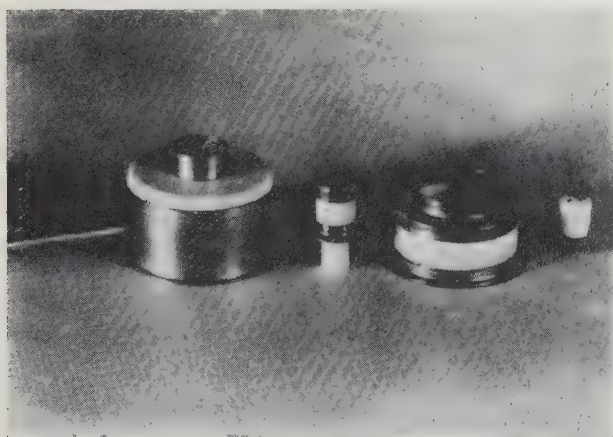


FIG. 12. — Enveloppes de diodes réalisées par brasure directe céramique-métal : cette liaison est étanche au vide. (Produit C.I.C.E.).

2° DIÉLECTRIQUES

La différence essentielle entre une céramique pour isolateurs et une céramique pour diélectrique c'est que, dans le premier cas, il faut un matériau robuste à faible constante diélectrique relative. Dans le deuxième cas, le matériau peut être moins solide, mais sa constante diélectrique doit être élevée, disons supérieure à 15 par exemple, et doit même atteindre, pour les compositions dites HK plusieurs milliers d'unités.

Dans l'un et l'autre cas, la résistance d'isolement, la tenue en tension, l'angle de pertes sont particulièrement critiques... et on les résout de la même façon que pour les céramiques pour isolateurs, c'est-à-dire par la pureté des produits.

Les diélectriques céramiques, pour condensateurs, devant fonctionner à 200 °C, appartiennent à peu près aux mêmes familles que les diélectriques pour emplois à 85 ou 100 °C maximum (fig. 13).

- Titanates de magnésie pour $K = 15$.
- Titanates de magnésie, strontium, calcium, pour K de 20 à 160.
- Titano-zirconates de baryum, plomb, bismuth, calcium, pour K de 500 à 5 000.

On remarquera toutefois que l'oxyde de titane pur ($K = 80$) ne figure pas dans cette liste. Dans l'état actuel des produits techniques ou « purs » fournis par l'industrie chimique, il a été, en effet, impossible de fritter économiquement un oxyde de titane pur à 99,9 % sans avoir des traces de réduction et de ce fait une faible résistance d'isolement à chaud, un claquage sous faible tension, et un fort angle de pertes.

Dans tous les cas cependant, ces diélectriques ne sont vraiment satisfaisants à 200 °C que si, étant d'abord fabriqués à partir de produits « purs », leur élaboration n'a, en outre, introduit aucune impureté (fers et aciers des machines et des presses, calcium provenant du ciment du sol ou du plâtre des plafonds, alcalins magnésium et calcium provenant de l'eau dite « potable » de la distribution de la ville, alumines et zircons plus ou moins ferreuses provenant des réfractaires des fours, silicates des poussières, etc.). Toutes ces impuretés, si elles sont incluses dans le matériau donnent en effet naissance à des « porteurs » de charge de caractère ionique (ions étrangers), ou électroniques (par défauts de stoechiométrie, la réduction partielle des oxydes étant un de ces types de défauts). Or la mobilité de ces « porteurs » est, selon les lois générales des semiconducteurs, une fonction exponentielle de la température. Pour un même taux de porteurs la résistance d'isolement et les pertes peuvent donc, si elles sont encore acceptables à 85 °C, pour un matériau conventionnel, être exagérées et conduire dans ce cas à la destruction du composant en service à 200 °C.

Ajoutons que la parfaite stoechiométrie, oxyde basique — oxyde acide, des composés céramiques, est l'un des aspects de cette « pureté » obligatoire.

MATERIAUX CERAMIQUES DIELECTRIQUES, SEMI-CONDUCTEURS, ET MAGNETIQUES POUR USAGE A 200° C

Matériaux	Usage	Qualité principale	Observations
Diélectriques H.Q Titanates de Mg Sr, Ca	Condensateurs de circuits ϵ_r de 15 à 160	Faibles pertes et bonne résistance d'isolement à 200°C	Produits très purs Mise en forme délicate
Diélectriques H.Q Titano - zirconates de Pb, Ba, Bi	Condensateurs de découplage ϵ_r de 500 à 5 000	Pertes et résistance d'isolement acceptables à 200° C • $\text{tg } \delta < 400 \cdot 10^{-4}$	- id - Pertes élevées à -55° C
Titano - zirconates de Plomb	Piézo - électriques (Transducteurs - filtres)	Point de Curie élevé : $\theta^\circ \text{ C} > 300^\circ \text{ C}$	Vieillessement et coefficient de température de la fréquence non nuls
Céramiques semi - conductrices	Thermistances et résistances N. L.		Instabilité et vieillissement à surveiller
Ferrites doux au Nickel Cobalt	Noyaux de bobinages et pots	Faible coefficient de température	Faible perméabilité, fonctionnement jusqu'à 60MHz

FIG. 13. — Céramiques diélectriques, semiconductrices et magnétiques pour usage à 200 °C.

3° PIÉZO-ÉLECTRIQUES

Les céramiques piézo-électriques classiques, à base de titanates de baryum, ne sont pas utilisables car leurs points de Curie sont relativement bas (120 à 130 °C). Depuis quelques années, on réalise de nouvelles compositions, à base de titano-zirconates de plomb, dont le point de Curie s'étale, selon les compositions, de 250 à 380 °C. Dans la mesure où ces céramiques seraient équipées comme les condensateurs fixes, il y aurait peut-être une possibilité de les faire travailler en service à 200 °C.

Toutefois, les composants piézo-électriques céramiques n'ont pas encore aujourd'hui la stabilité que l'on exige des autres composants professionnels et leur possibilité d'emploi n'est citée que pour mémoire ; cependant des études sur ce sujet permettraient peut-être d'en envisager l'usage dans les transducteurs mécaniques, électriques, les filtres piézo-électriques à barreau vibrant, etc...

4° CÉRAMIQUES SEMICONDUCTRICES

Ces céramiques ne sont actuellement employées que sous forme de « thermistances » ou de résistances « non linéaires » avec la tension. Ce sont des composants à large tolérance des caractéristiques. S'ils sont équipés de produits d'habillage résistant à 200 °C, ces thermistances peuvent être utilisées sans difficulté... à condition d'admettre un vieillissement assez important et d'assez larges tolérances de stabilité.

5° CÉRAMIQUES MAGNÉTIQUES : FERRITES DOUX

Les ferrites doux actuels sont groupés en trois familles : ferrites au manganèse, à point de Curie relativement bas, (de 150 à 250 °C par exemple), les ferrites au nickel et au zinc, à perméabilité plus faible et à point de Curie plus élevé (de 350 à 600 °C par exemple), et les ferrites de compositions particulières adaptées aux très hautes fréquences ou aux UHF.

Il est évident que la première famille, à perméabilité élevée mais à point de Curie trop bas, n'est pas utilisable à 200 °C.

Dans la deuxième famille, celle des ferrites au nickel classique, on observe une courbe $\mu = f(\theta)$ ayant l'allure classique en cloche (fig. 14), avec un maximum de perméabilité au voisinage immédiat du point de Curie.

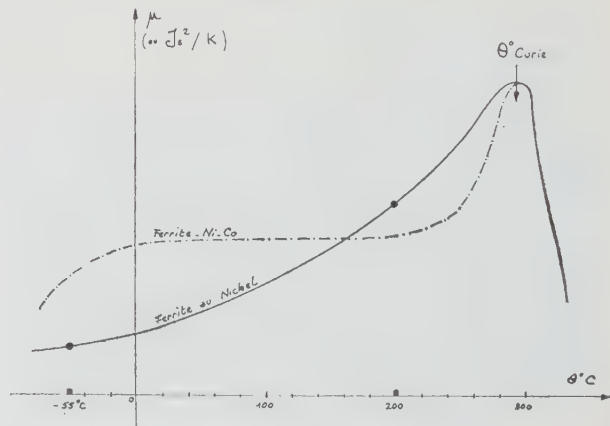


FIG. 14. — Courbe en cloche $\mu = f(\theta^\circ \text{C})$ d'un ferrite au Nickel. Palier à faible coefficient de température d'un ferrite au Nickel et au Cobalt, avec même température de Curie.

On y met en évidence le point de Curie, mais aussi une variation importante de perméabilité entre — 55 °C et 200 °C, disons du simple au double. Or, on sait que cette perméabilité varie comme $\frac{J_s^2}{K}$, où J_s est le moment à saturation et K la constante d'anisotropie, ces deux variables tendant bien vers 0 au point de Curie, mais de telle sorte que $\frac{J_s^2}{K}$ soit tout de même croissant (fig. 15).

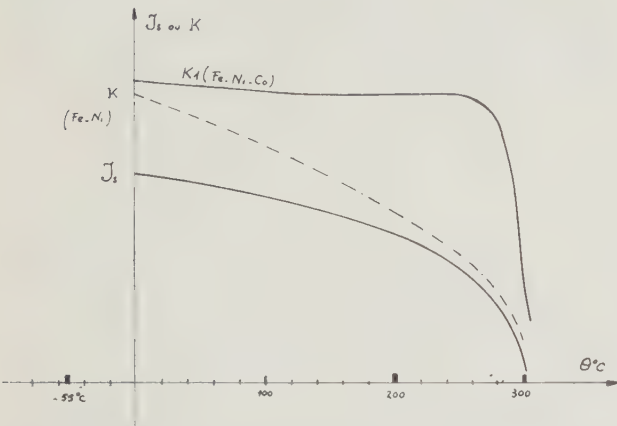


FIG. 15. — Les courbes J_s et K , et leur combinaison J_s^2/K , expliquent l'allure des courbes fig. 14.

On a aussi constaté par ailleurs que l'introduction d'oxyde de cobalt confère à ce type de céramique une très forte constante d'anisotropie K_1 , supérieure à la valeur habituelle des ferrites au nickel classique. De ce fait, en faisant croître la proportion nickel-cobalt, le terme $\frac{J_s^2}{K_1}$ croît de moins en moins vite avec la température, et peut même présenter une partie décroissante, visible (fig. 14).

La conclusion c'est que le coefficient de température d'une telle perméabilité peut facilement avoisiner 0 (compositions C.O.F.E.L.E.C. H.22, H.32, H.52, H.62), et de tels matériaux sont parfaitement utilisables à 200 °C (fig. 16).

Restent à régler les autres accessoires entrant dans la constitution d'un bobinage à ferrite :

— le support du bobinage peut être exécuté en céramique isolante du type stéatite, tournée et usinée d'abord en cru, avec éventuellement finissage par rectification pour quelques cotes critiques s'il y a lieu.

— le fil du bobinage pose en revanche des problèmes.

Une première solution possible est celle du fil dit « isolé à la céramique ». Le conducteur est en cuivre, en argent, en cuivre-nickel cofilés, etc. Après oxydation partielle de sa surface, ce fil est recouvert au défilé d'une couche de barbotine d'un émail (silico-borate de plomb + bentonite + fluo-silicate alcalin, etc.). Cet émail est ensuite cuit vers 600-800 °C dans des conditions telles que l'on obtienne un

frittage avec phase vitreuse assurant une adhérence suffisante au métal du conducteur, mais en laissant toutefois au revêtement une flexibilité suffisante pour permettre un bobinage à faible rayon de courbure. La qualité est définie par la valeur de la tension de claquage et de la résistance d'isolement entre deux couches différentes, bobinées l'une sur l'autre, sur une surface de contact commune d'environ 1 cm².

Ces fils, pour l'instant, sont prévus seulement pour l'exécution des bobinages de moteurs et de transformateurs et à fréquence industrielle, et répondent pour l'instant aux caractéristiques suivantes (cas des fils les plus fins) :

- Diamètre du conducteur : 0,15 à 0,30 mm.
 - Epaisseur du revêtement : 10 à 25 microns.
 - Rayon de courbure minimum : 2,5 mm.
 - Tension de claquage après courbure (à l'ambiante) : < 180 V.
 - Allongement maximum : 10 %.
- Selon la nature du revêtement, ces fils sont prévus :
- soit pour un fonctionnement de longue durée (> 1 000 h) à 200 °C - 250 °C,
 - soit pour un fonctionnement plus court (< 100 h) à 500 °C - 600 °C.

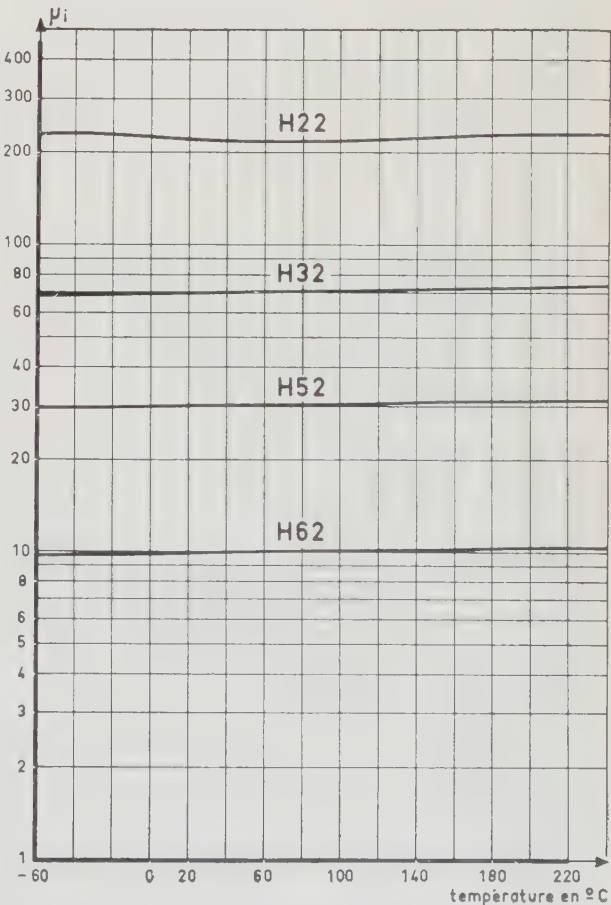


FIG. 16. — Courbes : perméabilité initiale/température, de quelques ferrites au Nickel-Cobalt. (Produits COFELEC).

La définition du « service » est comme toujours fonction des tolérances acceptables sur la qualité.

Exemple : à 200 °C, après 1 000 h de service, la résistance d'isolement sous 50 V doit être supérieure à 100 MΩ par cm² de contact, et la tension de claquage doit dépasser 150 V.

Au point de vue HF, les pertes de ces bobinages sont toutefois importantes.

Pas de protection en milieu humide (craquelures) assurée pour l'instant.

— Il existe une autre formule de fils isolés au téflon, dont il faudrait expérimenter l'utilisation possible en bobinage HF.

— La mécanique qui fixe les bobinages au support doit être en métal inoxydable et non magnétique, éventuellement en métal protégé par électrolyse (or). Certaines parties métalliques doivent en outre être élastiques (rattrapage de jeu, freinages, etc.) : ce problème est à résoudre.

4. Exemple de réalisation complète d'une famille de composants pour fonctionnement à 200 °C : condensateurs à diélectriques céramiques.

Il s'agissait de construire une gamme complète de tels condensateurs, de 10 pF à 10 000 pF, pour un service de 500 VCC à 200 °C, dans les qualités dites à « haute surtension » (HQ) et coefficient de température précis (capacités inférieures à 1 000 pF), et dans les qualités à « haute constante » (HK) mais à faible surtension, pour les capacités supérieures à 5 000 pF.

a) Diélectriques

— La série HQ a été réalisée au moyen des compositions déjà signalées plus haut, titanates de magnésium, de strontium, de calcium, etc., avec fondants du type « terres rares ». Tous ces produits, très purs, sont préparés avec un soin particulier afin d'éviter les contaminations par du fer. On veille, en outre, à une stoechiométrie aussi parfaite que possible.

Les constantes varient, au choix, de 15 à 150, pour des pertes, à 200 °C, inférieures respectivement à 5 et à 20.10⁻⁴. Résistance d'isolement, sous tension service à 200 °C, toujours supérieure à 10 000 MΩ ou 1 000 MΩ respectivement même après 2 000 h d'essai de vie. Les coefficients de température varient de +200.10⁻⁶ à -2 000.10⁻⁶ selon les constantes choisies.

— La série HK doit faire appel à des compositions pérovskites à point de Curie supérieur à 250 °C. On a utilisé des titano-zirconates de plomb avec addition de titanates de Baryum et de Strontium pour relever les courbes $\varepsilon = f(\theta \text{ °C})$, aux basses températures, les fondants sont des titanates de bismuth. Avec une stabilité industriellement acceptable les constantes moyennes varient de 600 à 3 000 selon la composition et selon l'ampleur de la stabilité tolérée entre -55 °C et 200 °C pour une même composition. Les pertes sont généralement élevées à -55 °C ($\text{tg } \delta$

de l'ordre de 400.10⁻⁴) mais diminuant jusqu'à 100.10⁻⁴ par exemple, remontent d'abord légèrement à 200 °C ($\text{tg } \delta = 200.10^{-4}$), puis plus vite, vers le point de Curie à 250 ou 300 °C. Les résistances d'isolement, à 200 °C, après essai de vie de 2 000 h, sont de l'ordre de > 500 à 1 000 MΩ selon la constante diélectrique.

b) Habillage (fig. 17)

La métallisation est assurée par deux couches de peintures conductrices frittées, la première au platine riche en fondant, la deuxième riche en métal (Argent).

Les connexions sont en cuivre ou en alliage FeNi à coefficient de dilatation convenable. Elles sont recouvertes d'argent électrolytique aussi parfaitement que possible (ϕ 6/10 mm).

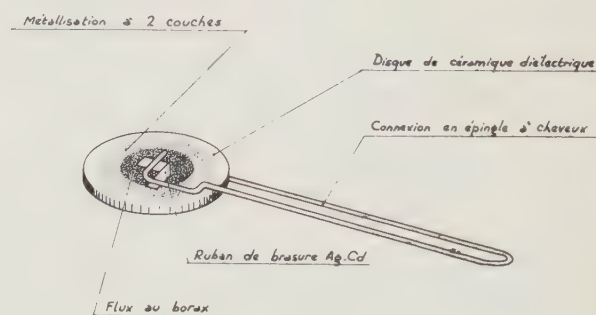


FIG. 17. — Structure d'un condensateur à diélectrique céramique, avant son passage au four de brasure des connexions.

La brasure des connexions aux métallisations de la céramique est une composition à l'argent-cadmium, avec un très léger flux au borax. L'opération du brasage s'exécute au four, à 600 °C, le composant étant soumis à une rotation permanente sur lui-même afin, qu'au moment de la fusion, la brasure de la connexion inférieure ne s'échappe pas.

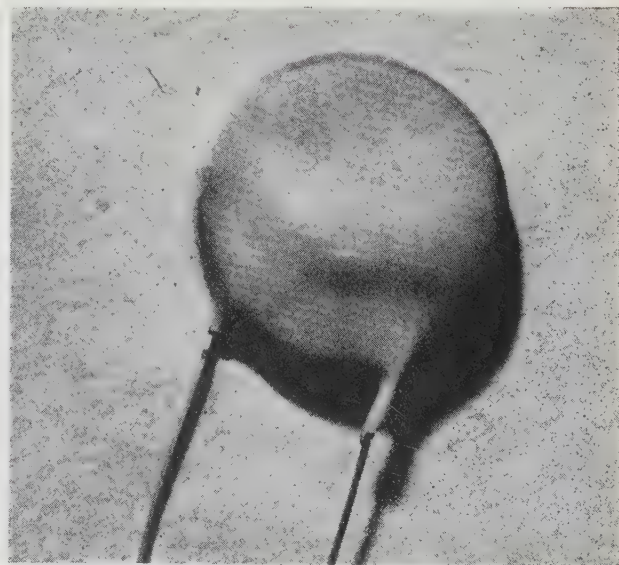


FIG. 18. — Condensateurs à diélectrique céramique, à enrobage d'émail vitrifié, pour fonctionnement de longue durée à 200 °C.

L'enrobage final est un émail vitrifiable, accordé en dilatation avec la céramique et le métal des connexions, et fondant vers 500-540 °C, soit plus bas que la brasure des connexions. On l'applique sous forme d'une barbotine projetée au pistolet, puis séchée. Le composant défile enfin dans un four tunnel à 550 °C, toujours en rotation sur lui-même afin d'empêcher l'émail fondu de s'écouler. La vitesse de chauffe est réglée de manière à obtenir un nappage de l'émail juste suffisant. Afin d'éviter que la faible résistance d'isolement à chaud de l'émail ne vienne court-circuiter en parallèle la bonne résistance d'isolement du diélectrique céramique, on s'arrange pour que les nappes d'émail qui recouvrent les deux faces du condensateur ne viennent jamais en contact sur la tranche du condensateur. Bien entendu, un recuit

est nécessaire pour atténuer les tensions dans l'émail. Le marquage est exécuté avec émail vitrifiable coloré fondant à 450 °C (fig. 18).

— De tels condensateurs, après 2 000 h de service à 200 °C, ont été soumis aux cycles climatiques et humides habituels, entre -55 °C et 200 °C. Les paramètres habituels : stabilité sur la capacité, résistance d'isolement, angle de pertes, ont été acceptables comme si *aucun essai de vie* n'avait eu lieu avant les essais climatiques.

— Ces résultats ont été observés sur 6 lots de 20 pièces, répartis à raison de 3 diélectriques HQ et 3 diélectriques HK. Il n'y a eu que 3 accidents (dus à une fêlure de l'émail à -55 °C) et tous les trois dans la série HK.

Les promesses de l'élément Gallium-Arsenic aux températures extrêmes

PAR

J. FERTIN

*Ingénieur au Laboratoire de Développement Physico-chimique
à la Radiotechnique. Caen.*

En guise de présentation, je vous parlerai du gallium, de l'arsenic et enfin de la synthèse des deux composants. Je comparerai ensuite les propriétés du Ga As à celles du silicium ou du germanium, en insistant sur les effets de la température. Enfin vous pourrez voir les résultats obtenus lors du marché traité avec le S.T.T.A., marché qui a été clos fin 1961.

Le gallium est un métal très rare, extrait des minerais de zinc ou de bauxite, où il se trouve à la concentration de 20 à 100 ppm ⁽¹⁾. Ses principales impuretés sont le potassium, le silicium et l'aluminium. On peut tout de même arriver à le purifier jusqu'à une concentration totale en impuretés de 1 à 5 ppm. Sa température de fusion est très basse, 28 °C et son oxydation rapide à l'air ambiant. De plus, le gallium mouille très facilement le quartz et le dissout à partir de 700 °C, d'où le problème majeur pour l'élaboration du matériau, celui du récipient, l'état de surface de ce récipient et sa pureté.

L'arsenic est extrait à partir des sulfures ou du minerai de fer. Il est élaboré à un degré de pureté meilleur que le ppm et ses impuretés principales sont le cuivre, le fer et le magnésium. Son emploi est très difficile à cause des oxydations qui se forment très rapidement à partir de 200 à 250 °C. L'anhydride arsénieux ou sesquioxyde d'arsenic, est très volatil et très toxique, même à une concentration très faible, pour le corps humain.

Pour la synthèse elle-même du composant, il sera nécessaire de travailler dans une ampoule nettoyée, dégazée, séchée et enfin scellée sous vide.

Le composé gallium arsenic stoechiométrique, fond à 1 248 °C, en équilibre avec une pression de vapeur d'arsenic de 1 atmosphère dans l'ampoule, pression qui correspond à l'équilibre solide-gaz de l'arsenic à

612 °C. Les techniques de purification sont semblablement semblables à celles du silicium et du germanium. On peut travailler par déplacement de zone horizontale, par déplacement de zone verticale ou par tirage à partir d'un lingot entièrement liquide que l'on recristallise de façon appropriée. Les résultats les meilleurs sont obtenus à partir de tirage dans le quartz pur. Au début de nos études, les concentrations en impuretés ionisées étaient de l'ordre de 10¹⁸. Actuellement, nous sommes descendus à des niveaux de l'ordre de 1 à 5.10¹⁶/cm³, avec des mobilités de type N de 5 000 à 6 500 cm²/Vs, mesures effectuées par effet Hall à température ambiante.

Je signale que dans les laboratoires étrangers, on étudie très sérieusement des récipients autres que le quartz, en particulier un autre composé III - V, qui, serait obtenu à un niveau de pureté comparable à celui du gallium ou de l'arsenic. De plus, certains vont jusqu'à purifier par zone, le gallium et l'arsenic avant la synthèse, l'arsenic étant alors à l'état liquide et à une pression de 100 atmosphères dans l'enceinte.

Nous allons maintenant comparer les propriétés du composé gallium arsenic à celles du germanium et du silicium.

PROPRIÉTÉS COMPARÉES

	Germanium	Silicium	Gallium-Arsenic
Largeur bande interdite eV	0,67	1,10	1,35
Température de jonction °C	85	175	300
Mobilité des électrons cm ² .√s ⁻¹	3.800	1.400	6.000
Mobilité des trous	1.800	500	400
Puissance possible sur TO18 même surface	0,12 W	0,30 W	0,55 W

⁽¹⁾ 1 ppm = 1 partie par million.

Tout d'abord, la largeur de la bande d'énergie interdite ou saut d'énergie, est de 1,40 eV, alors que celle du germanium est de 0,67 eV et celle du silicium 1,1 eV. On peut affirmer que la gamme de température d'utilisation sera plus grande et on peut se permettre des températures de jonction allant jusqu'à 300 °C dans une technologie extrêmement simple, qui est la technologie mésa. Peut-être dans le futur, une technologie « planar » permettra-t-elle de travailler à 400 °C. Avec ces valeurs on peut vérifier par le calcul qu'un dispositif monté sur une embase de référence type TO 18, présentant la même surface de cristal et dissipant 300 mW pour le silicium sera capable de dissiper une puissance de 550 mW pour le Ga As et 120 mW pour le germanium, toujours si l'on prend comme température de jonction, respectivement, 175 °C, 300 °C et 85 °C.

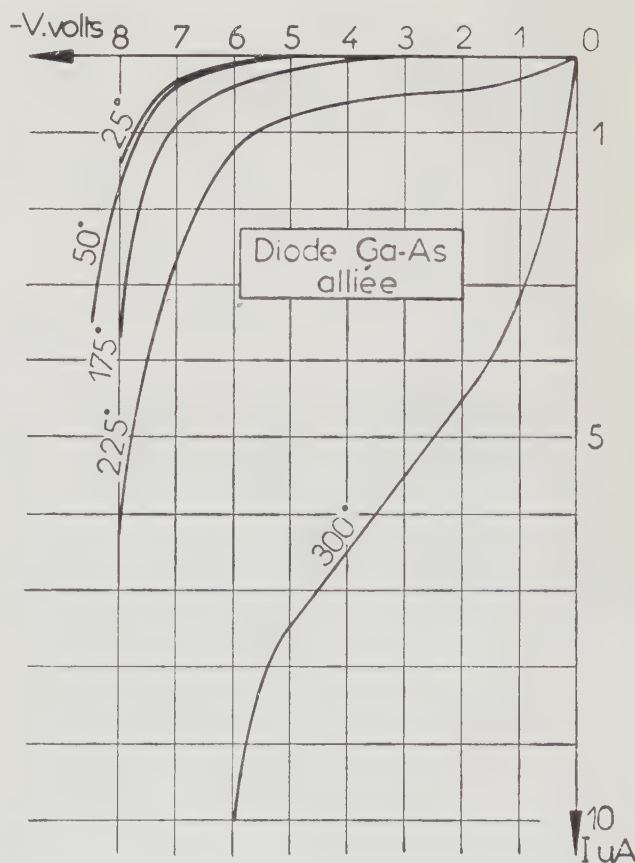
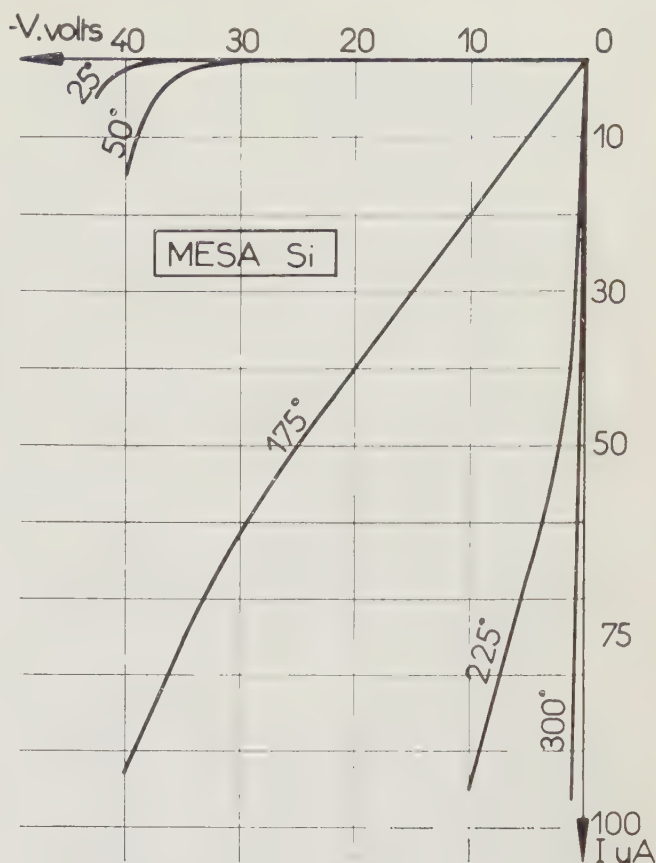
D'autre part, les mobilités d'électrons et trous sont supérieures à 6 000 et 400, alors que l'on trouve 1 400 et 500 pour le silicium et 3 800 et 1 800 pour le germanium. Donc, les vitesses de commutation ou les fréquences de coupure seront, elles aussi, très supérieures si l'on compare le gallium arsenic au silicium et légèrement supérieures si on le compare au germanium.

Pour justifier une nouvelle fois les avantages de l'élément Ga As, je vous présente maintenant les résultats obtenus en fonction de la température sur des diodes alliées au Ga As qui ont été réceptionnées en Janvier 1962, dans le cadre de notre marché avec le S.T.T.A.

Voici tout d'abord une courbe de la caractéristique inverse, pour la jonction base - collecteur d'un transistor au silicium du type mésa et pour une diode, alliée au Ga As, elle aussi du type mésa. Vous constatez tout de suite que les tensions de claquage pour le Ga As sont relativement faibles, aux alentours de 7 V, avec un claquage relativement doux. Mais ceci a été obtenu avec du Ga As de concentration d'impuretés assez élevée, 10^{17} à 10^{18} . Les techniques ont changé et nous obtenons maintenant des tensions de claquage supérieures à celle que je vous présente. Ce qui est important, c'est de comparer l'allure des courbes elles-mêmes, plutôt que les valeurs absolues des tensions et des courants en inverse.

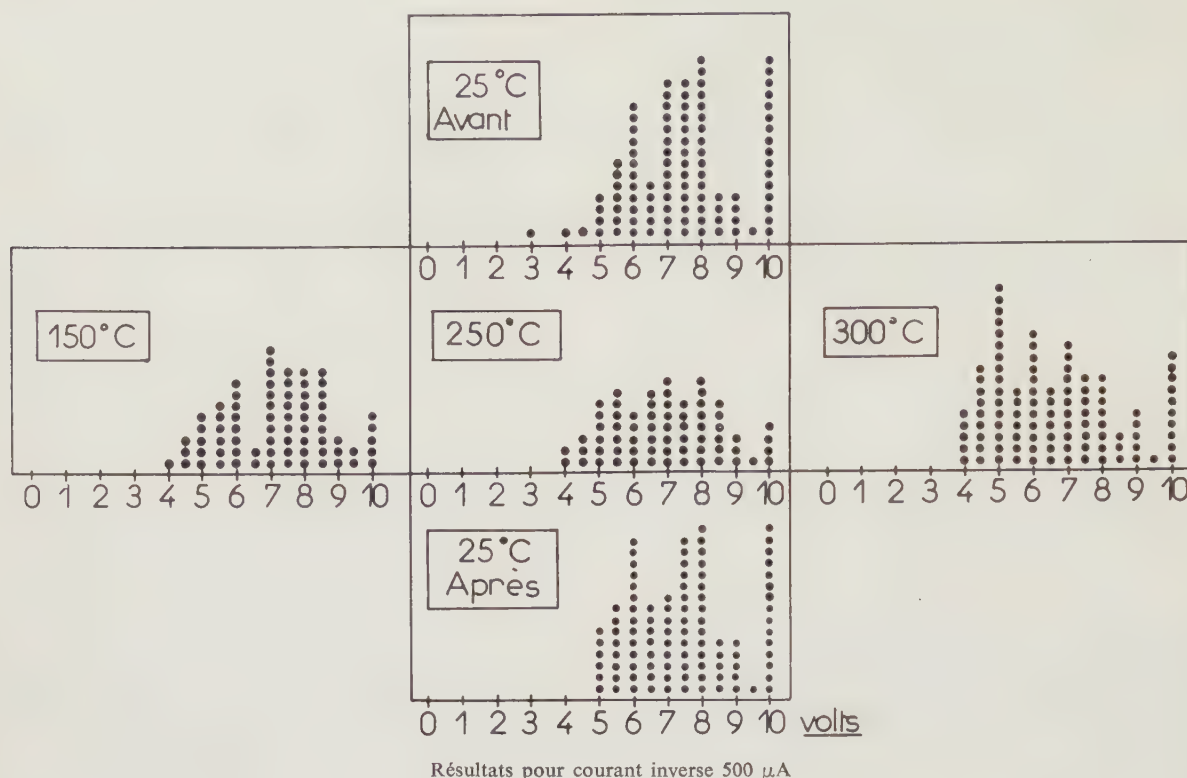
Pour le silicium, à partir de 175 °C, le courant inverse croît constamment avec la tension, alors que pour le gallium arsenic, la valeur du courant inverse pour une tension égale a tout juste doublé. Par contre à 225 °C, le transistor au silicium est pratiquement en court-circuit, alors qu'il y a encore claquage aux alentours de 6 V pour le Ga As, et si nous atteignons une température de 300 °C, la tension de claquage est encore de 5 V pour le Ga As, alors que pour le silicium, le transistor se trouve complètement en court-circuit. Je vous signale qu'à la température de l'azote liquide, les deux dispositifs se sont comportés de la même façon.

Voici une courbe de répartition des résultats obtenus sur environ 100 diodes qui ont été présentées à ce même marché de Janvier 1962. Les 100 diodes ont été mesurées à 25 °C avant traitement pour des courants inverses de 500 μ A. Ensuite, vous retrouvez ces mêmes diodes à 150 °C, puis à 250 °C, puis à 300 °C



et enfin à 25 °C, après ces différents traitements thermiques. Les mesures ont été effectuées à 25 °C sur les diodes après stockage pendant 5 heures aux différentes températures.

Le principal avantage serait la très faible durée de vie, c'est-à-dire que l'on peut obtenir des temps de commutation extrêmement courts pour le gallium arsenic.



Maintenant que vous avez pu comparer les résultats obtenus en fonction de la température, je vais vous parler des inconvénients et des avantages que présente le gallium arsenic, indépendamment des effets de température.

Le premier inconvénient viendrait du fait qu'à largeur de bande interdite plus grande correspond une chute de tension en direct plus grande, pour le même courant direct.

Comme second inconvénient, nous n'obtenons pas à l'heure actuelle, le même état de pureté que dans le silicium ou le germanium, et les jonctions réalisées présentent des capacités assez élevées. Dans un avenir proche ce défaut sera surmonté.

Il est difficile d'obtenir des gains très élevés avec des transistors au Ga As, du fait de la faible durée de vie des porteurs minoritaires ; de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-10} s si on la compare à celle du silicium ou du germanium où elle peut atteindre 100 μ s. Toutefois, avec des épaisseurs de base très réduites de l'ordre du micron certains laboratoires étrangers ont pu obtenir des gains de l'ordre de 100 pour un courant collecteur de 5 mA.

Dans une technologie simple nous obtenons des temps de recouvrement de 1 à $5 \cdot 10^{-9}$ s pour nos diodes et des laboratoires étrangers ont obtenu sur les transistors dont je vous ai parlé, des temps de désaturation 10 à 20 fois plus courts que pour le silicium ou le germanium et ce, sans aucun traitement spécial. Les temps de montée et les retards sont les mêmes.

Avant de conclure, je vous signale une dernière propriété intéressante qui élargit le domaine d'utilisation du gallium arsenic mais ne ressort pas du but de cette conférence. Dans une jonction *p-n* polarisée en direct, les porteurs se recombinent avec émission très efficace de photons mono-énergétiques. Cette électroluminescence peut aller jusqu'à résonance laser, si les conditions géométriques et optiques du milieu le permettent.

Maintenant que vous connaissez les propriétés du gallium arsenic, comparées à celles du silicium ou du germanium, je me permets de vous demander s'il est intéressant pour vous utilisateurs, de disposer de diodes ou transistors réalisés avec ce composé.

CALCUL OPÉRATIONNEL BOOLÉEN

PAR

J. RICHALET

*Ingénieur au Centre d'Etudes
et de Recherches en Automatismes*

INTRODUCTION

Vers une systématique unifiée

Il existe un fossé apparemment important entre les systèmes linéaires étudiés par la théorie des systèmes asservis et les systèmes séquentiels du ressort de la logique booléenne. Cette différence porte beaucoup plus sur la forme sous laquelle on les traite, que sur le fond lui-même. En effet, dans un cas comme dans l'autre, on ne fait que traiter de l'information et fondamentalement ces deux problèmes sont de même nature. L'outil principal dont on dispose dans la théorie classique des systèmes asservis est la transformation de Laplace si le système est continu, ou ses dérivées discrètes si le système est discontinu.

Nous nous proposons dans cet article d'introduire un calcul opérationnel doué de propriétés analogues à celles du calcul opérationnel classique mais dont le champ d'application ne sera pas limité aux systèmes continus mais aux systèmes modulo q . Si q est égal à 2, nous sommes d'après les automaticiens dans le cas bien particulier où le nombre d'états possibles du système est de 2, et d'après les logiciens dans le domaine de la logique aristotélicienne. De la logique à la systématique continue, il n'y a qu'une multiplication sans fin du nombre d'états, et il est donc normal de vouloir introduire un calcul opérationnel qui conserve les mêmes propriétés de $q = 2$ jusqu'à q infini, de la logique à la systématique continue.

Cet article comportera deux parties, l'une théorique où nous dériverons la formulation mathématique du calcul opérationnel booléen, laissant à un prochain article le cas général du module q , et l'autre plus pratique où nous montrerons comment on peut appliquer aux systèmes séquentiels la transformation introduite.

Dans la première partie, nous commencerons par rappeler certaines propriétés de la logique modulo 2, puis de polynômes $G(p)$ dont les coefficients sont 0

ou 1. Ensuite nous montrerons comment il est possible d'associer à une série de chiffres binaires, périodique à partir d'un certain rang, une fraction rationnelle et réciproquement. Nous dériverons alors les propriétés les plus importantes de cette transformation et résoudrons complètement et rapidement les équations aux différences linéaires et étendrons, grâce à la convolution, certains résultats au cas d'équations non linéaires.

Dans la deuxième partie, nous introduirons la fonction de transfert d'un système linéaire séquentiel, et montrerons comment on peut passer de la représentation classique matricielle de tels systèmes à la représentation de transfert. Enfin, nous appliquerons tout ce qui a été dit précédemment pour traiter complètement sur un exemple simple le problème du codage linéaire.

PREMIÈRE PARTIE

1. Introduction à la logique modulo 2

Les opérations logiques introduites par G. BOOLE étaient initialement le « ET » et le « OU ». Si ces deux opérations ont longtemps été les seules utilisées c'est surtout pour une raison pratique ; en effet, le seul organe logique étant le relais électromagnétique, il était aisé de réaliser ces fonctions en affectant à chaque variable logique un relais et de mettre ceux-ci en série « ET » ou en parallèle « OU ».

Mais l'algèbre logique qui n'utilise que ces deux opérations est d'un maniement difficile. A cela il y a plusieurs raisons :

1° On allonge l'écriture en introduisant avec la variable A , sa complémentée $\bar{A}$.

2° Les règles de calcul booléen ne sont pas simples, et si pour 3 ou 4 variables, le calcul manuel est possible, il devient vite inextricable au-delà. De plus, la

programmation sur machine arithmétique de telles lois n'est pas aisée.

3° L'aspect *multiforme* des expressions logiques ne permet pas de définir nettement le problème de la « simplification ».

1.1. DÉFINITION DU CORPS DES ENTIERS MODULO 2

Définissons un ensemble fini comportant deux éléments 0 et 1, et deux lois de composition interne :

— l'une *somme*, notée $+$ telle que :

$$0 + 0 = 1 + 1 = 0$$

$$1 + 0 = 0 + 1 = 1$$

— l'autre *produit*, noté $\cdot$ tel que :

$$0 \cdot 0 = 0 \cdot 1 = 1 \cdot 0 = 0$$

$$1 \cdot 1 = 1$$

Ces deux lois sont commutatives et associatives.

On montre, de plus, que le produit est distributif par rapport à la somme. Nous avons donc défini un corps, que nous notons $Z/2$.

1.2. OPÉRATIONS DANS $Z/2$

Les fonctions booléennes x_i sont maintenant considérées comme prenant des valeurs éléments de $Z/2$. On remarque que les opérations dans Z (corps des entiers) sont compatibles avec les opérations dans $Z/2$ (corps des entiers modulo 2) en effet :

- impair $+$ pair = impair
- pair $+$ pair = impair $+$ impair = pair
- pair $\cdot$ impair = pair = pair $\cdot$ pair
- impair $\cdot$ impair = impair

Pratiquement les calculs peuvent être rapidement menés dans Z en observant que :

$$2x = x + x = 0$$

1.3. OPÉRATIONS LOGIQUES ÉLÉMENTAIRES

Les différentes fonctions logiques s'expriment à l'aide de la *somme* et du *produit* :

Complémentation	$\overline{A} = 1 + A$
Réunion	$A \cup B = A + B + AB$
Fonction NI	$A \downarrow B = 1 + A + B + AB$
Incompatibilité logique	$A \mid B = 1 + AB$
Identité logique	$A \equiv B = 1 + A + B$
Implication logique	$A \rightarrow B = 1 + A + AB$

Exemples :

a) Démontrons la propriété de DE MORGAN :

$$\overline{A \cup B} = \overline{A} \cdot \overline{B}$$

$$\begin{aligned} \overline{A \cup B} &= (1 + A) \cup (1 + B) \\ &= 1 + A + 1 + B + 1 + AB + A + B \\ &= 1 + AB = \overline{A} \cdot \overline{B} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} b) \quad (X \cup Y)(X \cup Z) &= X \cup YZ \\ &= (X + Y + XY)(X + Z + XZ) \\ &= X + XZ + XZ + YX + YZ + XYZ + XY \\ &\quad + XYZ + XYZ \\ &= X + YZ + XYZ = X \cup YZ \end{aligned}$$

1.4. FONCTIONS LOGIQUES LINÉAIRES

Une fonction linéaire de n variables x_i peut être mise sous la forme canonique suivante :

$$f_k(x_1 x_2 \dots x_n) = \sum a_i x_i$$

où les a_i sont éléments de $Z/2$. Si nous excluons le cas où $a_j = 0 \forall j$ le nombre N de fonctions logiques linéaires différentes $f_k(x_1 \dots x_n)$ est de : $N = 2^n - 1$.

1.5. RÉALISATION PRATIQUE

L'aspect mathématique n'aurait qu'un intérêt limité si on ne savait réaliser dans de bonnes conditions l'opérateur somme. A l'aide de une ou deux diodes tunnel [6-7] il est possible de réaliser le « OU exclusif » dans des conditions supérieures au « OU inclusif » classique.

1.6. INCONVÉNIENT DE LA REPRÉSENTATION MODULO 2

L'écriture d'une fonction logique à partir d'une table de vérité est immédiate à l'aide des opérations « ET » et « OU », elle est pour l'instant impossible avec l'opération somme. Mais la fonction logique ainsi obtenue serait mise, rapidement grâce aux règles de 2.3, sous sa forme canonique.

2. Algèbre des polynômes dans $Z/2$

Il existe une littérature abondante sur le sujet [4. - 5]. Nous ne rapporterons ici, sans nous étendre, que quelques résultats utiles par la suite.

THÉORÈME DE GALOIS

Lemme. — Considérons des polynômes $G(p)$ de degré n à une indéterminée, et à coefficients dans $Z/2$. GALOIS démontre qu'il existe un corps K conte-

nant $Z/2$, tel que tout polynôme $G(p)$ ait toujours n racines dans K .

Soit a une racine de $G(p)$:

$$G(p) \equiv \alpha_0 + \alpha_1 p + \dots \alpha_n p^n \quad \alpha_i \in Z/2 = 0 \text{ ou } 1$$

Nous avons :

$$G(a) = \alpha_0 + \alpha_1 a + \dots \alpha_n a^n = 0 \quad (\alpha_n = 1)$$

nous pouvons exprimer a^n en fonction de :

$$a, a^2, \dots a^{n-1}$$

de même : a^{n+1}

$$a^n = \alpha_0 + \alpha_1 a + \dots \alpha_{n-1} a^{n-1}$$

$$a^{n+1} = a\alpha_0 + \dots + \alpha_{n-2} a^{n-1} + \alpha_{n-1} a^n$$

$$a^{n+1} = a\alpha_0 + \dots \alpha_{n-2} a^{n-1} + \alpha_{n-1} [\alpha_0 + \alpha_1 a \dots \alpha_{n-1} a^{n-1}]$$

Toutes les puissances successives de a s'expriment linéairement en fonction des n premières $a^0, a^1, \dots a^{n-1}$

$$a^i = f_i(a^0, a^1, \dots a^{n-1})$$

D'après 2.4, nous pouvons donc énoncer : *si $G(p)$ est un polynôme de degré n il n'existe au maximum que $2^n - 1$ puissances de a différentes :*

On montre (Annexe 1) que ces puissances de a sont périodiques, de période $q \leq 2^n - 1$:

$$a^0, a^1, a^2, \dots a^{q-1}, a^q = a^0, a^1, a^2 \dots$$

Notons alors a_i les racines de $G(p)$, elles doivent être prises parmi les q puissances différentes de a , on a donc :

$$G(p) = (p + a_0)(p + a_1) \dots (p + a_{n-1})$$

Considérons alors $H(p) = p^q + 1$ il s'écrit :

$$H(p) = (p + 1)(p + a)(p + a^2) \dots (p + a^{q-1})$$

$$H(p) = (p + a_0)(p + a_1) \dots (p + a_{n-1})(p + a_n) \dots (p + a_{q-1})$$

soit $H(p) = G(p) C(p)$ où $C(p)$ est un polynôme à coefficients dans K .

De plus, par identification terme à terme, on montre que $C(p)$ est à coefficients dans $Z/2$. Nous pouvons donc énoncer :

Théorème de Galois ([2] p. 117) :

Si $G(p)$ est un polynôme de degré n , il existe un

polynôme $C(p)$ et un nombre q tel que, quel que soit $G(p)$:

$$G(p) \cdot C(p) = 1 + p^q$$

avec

$$q \leq 2^n - 1$$

Propriétés

— Si $G(p)$ est tel que $q = 2^n - 1$. $G(p)$ est dit alors polynôme *primitif*, et $C(p)$ complémentaire de $G(p)$.

— Si $G(p)$ est primitif, il est irréductible.

— Si β , dit élément primitif, est racine d'un polynôme primitif de degré n , les $n-1$ autres racines de $G(p)$ peuvent être obtenues à partir de β , elles sont :

$$\beta^2, \beta^4, \dots \beta^{2^{n-1}}$$

— Si $G(p)$ est primitif, ses racines sont racines d'ordre 1.

Exemple. — Soit $G(p) = p^3 + p + 1$ dont a est une racine. Les différentes puissances de a sont :

$$\begin{aligned} a^0 &= 1 \\ a^1 & \\ a^2 & \\ a^3 &= a + 1 \\ a^4 &= a^2 + a \\ a^5 &= a^3 + a^2 = 1 + a + a^2 \\ a^6 &= a + a^2 + a^3 = 1 + a^2 \\ a^7 &= a + a^3 = 1 \\ (p^3 + p + 1)(p^4 + p^2 + p + 1) &= p^7 + 1 \\ G(p) &= p^3 + p + 1 = (p + a)(p + a^2)(p + a^4) \\ C(p) &= p^4 + p^2 + p + 1 = (p + a^3)(p + a^5)(p + a^6)(p + a^7) \\ &= (p + 1)(p^3 + p^2 + 1) \end{aligned}$$

$p^3 + p^2 + 1$ est aussi un polynôme primitif, en effet :

$$\begin{aligned} b^3 &= b^2 + 1 \\ b^4 &= b^2 + b + 1 \\ b^5 &= b + 1 \\ b^6 &= b^2 + b \\ b^7 &= 1 \end{aligned}$$

3. Calcul opérationnel Booleen

3.1. INTRODUCTION

Soit $K[x]$ l'anneau des polynômes $P(x)$ tel que

$$P(x) = a_0 + a_1 x \dots + a_n x^n$$

où x est une indéterminée et a_i élément de $Z/2$ (Réf. 1

p. 2) $K[x]$ est contenu dans l'anneau des séries formelles $K[[x]]$ tel que $S(x)$:

$$S(x) = a_0 + a_1x + \dots + a_nx^n + \dots$$

Soit $K(x)$ l'anneau des fractions rationnelles $\frac{u(x)}{v(x)}$ où $u(x)$ et $v(x)$ sont éléments de $K[x]$.

Proposition 1. — Tout polynôme $P'(x)$ dont le terme constant est 1 est inversible dans $K[[x]]$.

En effet, on vérifie facilement que l'inverse de $1 + P(x) = P'(x)$ est tel que :

$$P'(n) = [1 + P(x)]^{-1} = \sum_0^{\infty} [P(x)]^n$$

en effet :

$$\begin{aligned} [1 + P(x)] \sum_0^{\infty} [P(x)]^n &= [1 + P(x)][1 + P(x) + P^2(x) \\ &\quad + P^3(x) + \dots] \\ &= 1 + P(x) + P^2(x) + \dots \\ &\quad + P(x) + P^2(x) + \dots \end{aligned}$$

$$[1 + P(x)] \sum_0^{\infty} [P(x)]^n = 1$$

Proposition 2. — Considérons le corps $A(x)$ des fractions rationnelles $\frac{u(x)}{v(x)}$ où $v(x)$ est un polynôme de terme constant 1. $A(x)$ est un sous-anneau de $K(x)$. Soit alors une fraction rationnelle $f(x)$ dont on prend un représentant $\frac{u(x)}{v(x)}$, d'après la proposition 1 on peut associer à $f(x) \in A(x)$, $\phi[f(x)]$ tel que :

$$f(x) = \frac{u(x)}{v(x)} \rightarrow \phi[f(x)] = u(x)[1 + v(x) + v^2(x) \dots]$$

$$\phi[f(x)] \in K[[x]]$$

L'application ϕ est un isomorphisme de $A(x)$ dans $K[[x]]$:

— Soit deux séries formelles identiques issues de deux fractions rationnelles :

$$uv^{-1} = u'v'^{-1}$$

multiplions par vv'

$$uv' = u'v$$

soit

$$\frac{u(x)}{v(x)} = \frac{u'(x)}{v'(x)} = f(x)$$

$\frac{u}{v}$ et $\frac{u'}{v'}$ sont deux représentants de la même fraction $f(x)$.

— Soit $\Sigma(x)$ la somme de 2 fractions rationnelles $f(x)$ et $f'(x)$

$$\Sigma(x) = \frac{u}{v} + \frac{u'}{v'} = \frac{uv' + u'v}{vv'} = (uv' + u'v)(vv')^{-1}$$

$$\Sigma(x) = uv^{-1} + u'v'^{-1} = S(x) + S'(x)$$

l'image de la somme est la somme des images.

— Soit $\pi(x)$ le produit de 2 fractions rationnelles $f(x)$ et $f'(x)$ d'images $S(x)$ et $S'(x)$:

$$\pi(x) = \frac{u}{v} \cdot \frac{u'}{v'} = (uu')(vv')^{-1} = (uv^{-1})(u'v'^{-1})$$

$$\pi(x) = S(x) \cdot S'(x)$$

L'image du produit est le produit des images.

Proposition 3. — L'image dans $K[[x]]$ d'une fraction rationnelle est une série périodique à partir d'un certain rang et réciproquement.

En effet, soit $f(x) = \frac{u(x)}{v(x)}$ élément de $A(x)$, d'après le

théorème de GALOIS il existe $w(x)$ et q tel que :

$$f(x) = \frac{u(x)}{v(x)} = \frac{uw}{vw} = \frac{uw}{1+x^q}$$

Or $u(x) \cdot w(x)$ est un polynôme, donc une série périodique à partir d'un certain rang, $(1+x^q)^{-1}$ est une série périodique, le produit :

$$u(x)w(x)(1+x^q)^{-1}$$

est donc une série périodique à partir d'un certain rang.

— Inversement considérons une série périodique de période q à partir d'un certain rang k , on peut toujours mettre cette série sous la forme suivante : ($k < q$ par exemple).

$$\left. \begin{aligned} S(x) &= a_0 + a_1x + \dots + a_{k-1}x^{k-1} + a_kx^k + \dots a_{q-1}x^{q-1} \\ &\quad + \dots a_{q-1}x^{2q-1} + \dots + b_0 + b_1x + \dots + b_{k-1}x^{k-1} + 0 \dots \end{aligned} \right\}$$

$$\left\{ \begin{aligned} S(x) &= c_0 + c_1x + \dots c_{k-1}x^{k-1} + [a_kx^k + \dots a_{q-1}x^{q-1} \\ &\quad + a_0x^q + \dots a_{k-1}x^{k+q-1}] + a_kx^{k+q} \dots \end{aligned} \right.$$

$S(x)$ est somme d'un polynôme $P(x) = \sum_0^k b_i x^i$ et d'une série périodique : $S(x) = \sum a_i x^i$

3.2. NATURE DE $f(x)$

Différencions les séries périodiques à partir d'un

certain rang et les séries périodiques à partir du rang 0.

— D'après ce qui précède si la série $S(x) = \sum a_i x^i$ est périodique de période q à partir du rang 0, on lui associe la fraction rationnelle :

$$S(x) \rightarrow f(x) = \frac{a_0 + a_1 x + \dots + a_{q-1} x^{q-1}}{1 + x^q}$$

— Si la série est périodique à partir d'un certain rang k :

$$S(x) = \frac{a_0 + a_1 x + \dots + a_{q-1} x^{q-1}}{1 + x^q} + b_0 + b_1 x + \dots + b_{k-1} x^{k-1}$$

$$S(x) = \frac{d_0 + d_1 x + \dots + d_{k+q-2} x^{k+q-1}}{1 + x^q}$$

Soit alors

$$S(x) = \frac{N(x)}{D(x)}$$

$d^0 N < d^0 D$ série périodique

$d^0 N = d^0 D + k - 1$ série périodique à partir du rang k

3.3. TRANSFORMATION DE LAPLACE DISCRÈTE MODULO 2

A une suite a_i périodique à partir d'un certain rang nous savons associer une série $\sum a_i x^i$; de plus à cette série nous savons associer une fraction rationnelle.

D'après la propriété d'isomorphisme que nous avons montrée, on identifiera la série à la fraction rationnelle (Réf. 1 p. 59), ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{a_0 + a_1 x + \dots + a_k x^k}{1 + x^q} = a_0 + a_1 x + \dots + a_n x^n + \dots$$

Afin de conserver dans la forme des transformées une homogénéité entre les transformations opérationnelles classiques et la transformation introduite, on pose :

$$x = \frac{1}{p} \quad \text{et} \quad S(p) = \frac{a_0}{p} + \frac{a_1}{p^2} + \dots + \frac{a_i}{p^{i+1}}$$

de même :

$$a_i = V(n)$$

Nous appellerons transformée de Laplace discrète modulo 2 de la suite $V(n)$ périodique à partir d'un certain rang la fraction rationnelle $V(p)$ telle que :

$$V(p) = \frac{V(0)}{p} + \frac{V(1)}{p^2} + \dots + \frac{V(n)}{p^{n+1}} + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V(n)}{p^{n+1}}$$

Si la suite est périodique à partir du rang 0, $V(p)$ s'écrit alors :

$$V(p) = \frac{V(0)p^{q-1} + V(1)p^{q-2} + \dots + V(q-1)}{1 + p^q}$$

et si elle est périodique à partir du rang k :

$$V(p) = \frac{A(0)p^{q-1} + A(1)p^{q-2} + \dots + A(q-1)}{p^k(1 + p^q)}$$

Nous utiliserons, les notations symboliques suivantes :

Suite périodique $V(n) = [V_0 V_1 \dots V_{q-1}]$

Suite périodique à partir du rang k

$$V(n) = a_0 B_1 \dots B_{k-1} [V_0 V_1 \dots V_{q-1}]$$

$V(n)$ a pour transformée $V(p)$ et réciproquement :

$$V(n) \subset V(p) \quad V(p) \supset V(n)$$

Remarques

1° L'algorithme de la division euclidienne peut être appliquée grâce à la propriété d'isomorphisme pour trouver facilement une transformée inverse de $V(p)$:

$$\frac{V_0 p^{q-1} + V_1 p^{q-2} \dots + V_{q-1}}{V_0 p^{q-1} \dots + \frac{V_0}{p}} \left| \frac{p^q + 1}{\frac{V_0}{p} + \frac{V_1}{p^2} + \dots} \right.$$

2° Cette transformée est compatible avec les transformées de Laplace discrètes classiques. Si on opère dans le corps des complexes C au lieu de $Z/2$.

$$V(n) = [V_{(0)} V_{(1)} \dots V_{(q-1)}]$$

a pour transformée

$$V(p) = \frac{V_{(0)} p^{q-1} + \dots + V_{(q-1)}}{p^q - 1}$$

On peut relier facilement cette transformation à celle de la fraction caractéristique de Laplace (Réf. 3) ou à ses succédanés modernes, transformée en z , en e , en Δ , etc.

3.4. PROPRIÉTÉS

3.4.1. Nature de l'opérateur p

— Soit

$$V(n) \subset \frac{\Sigma V(n)}{p^{n+1}} = V(p)$$

$$V(n+1) \subset \frac{\Sigma V(n+1)}{p^{n+1}} = W(p)$$

$$V(n+1) \subset W(p) = pV(p) + V_0$$

de même :

$$V(n+1) \subset p^2 V(p) + pV_0 + V_1$$

$$V(n+1) = p^i V(p) + \sum_0^{i-1} V_j p^{i-j-1}$$

L'opérateur « p » apparaît comme un opérateur d'avancement, et va jouer le même rôle que l'opérateur « s » d'Heaviside.

3.4.2. Equation aux différences linéaires

Soit l'équation aux différences linéaires de degré k .

$$\sum_0^k a_i V(n+1) = 0$$

avec les conditions initiales $V(j) = V_j$ excluons le cas banal où $V_j = 0 \forall j$

En prenant la transformée, on obtient :

$$\sum_0^k a_i p^i V(p) = \sum_0^k a_i \sum_0^{i-1} V_j p^{i-j-1}$$

soit

$$V(p) = \frac{\sum_0^k a_i \sum_0^{i-1} V_j p^{i-j-1}}{\sum_0^k a_i p^i}$$

ou encore

$$V(p) = \frac{\sum_0^{k-1} p^i \sum_0^{k-i} a_{m+i+1} V_m}{\sum_0^k p^i a_i}$$

Soit

$$b_i = \sum_0^{k-i} a_{m+i+1} V_m$$

les b_i sont linéairement indépendants en effet

$$b_{k-i} = f(V_0 V_1 \dots V_i)$$

On peut donc prendre les b_i comme paramètres et écrire :

$$V(p) = \frac{\sum_0^{k-1} p^i b_i}{\sum_0^k p^i a_i}$$

Le polynôme $\sum_0^k p^i a_i$ est dit *polynôme caractéristique*.

D'après 3.1 il existe $A(p)$ et q tels que :

$$A(p) \cdot \sum_0^k p^i a_i = p^q + 1$$

avec

$$q \leq 2^k - 1$$

Soit

$$V(p) = \frac{\sum_0^{k-1} p^i b_i A(p)}{p^q + 1} = \frac{B(p) A(p)}{p^q + 1}$$

Théorème. — 1° La suite $V(n)$ solution d'une équation aux différences de degré k est périodique, de période maximale $2^k - 1$

2° Toutes les suites solutions peuvent être obtenues à partir du polynôme $A(p)$ complémentaire du polynôme caractéristique, par combinaison linéaire des k polynômes : $p^i A(p)$ [$0 < i < k-1$]. Elles sont au nombre de $2^k - 1$.

En effet : 1° D'après 4.3 $V(p)$ a pour transformée inverse une suite périodique de période q .

$$2^\circ \quad \sum_0^{k-1} V_i p^{k-1-i} = \sum_0^{k-1} p^i b_i A(p) = B(p) A(p)$$

D'après 3.1 il existe $2^k - 1$ polynômes $\sum_0^{k-1} p^i b_i$.

Exemple. — $V(n+3) + V(n+1) + V(n) = 0$

$V_0 V_1 V_2$ donnés, prenons les transformées :

$$p^3 V(p) + V_0 p^2 + V_1 p + V_2 + pV(p) + pV_0 + V(p) = 0$$

$$V(p) = \frac{p^2 V_0 + p(V_0 + V_1) + V_2}{p^3 + p + 1}$$

$$V(p) = \frac{(p^2 b_2 + p b_1 + b_0)(p^4 + p^2 + p + 1)}{(p^3 + p + 1)(p^4 + p^2 + p + 1)} \begin{cases} b_0 = V_2 \\ b_1 = V_1 + V_0 \\ b_2 = V_0 \end{cases}$$

$$V(p) = \frac{(p^2 b_2 + p b_1 + b_0)(p^4 + p^2 + p + 1)}{p^7 + 1}$$

En faisant varier les conditions initiales soit $B(p)$, on obtient différentes suites solutions $C(p)$ données par le tableau suivant :

B(p)			A(p)						
b ₂	b ₁	b ₀	p ⁶	p ⁵	p ⁴	p ³	p ²	p	1
0	0	1	0	0	1	0	1	1	1
0	1	0	0	1	0	1	1	1	0
1	0	0	1	0	1	1	1	0	0
0	1	1	0	1	1	1	0	0	0
1	0	1	1	0	0	1	0	1	1
1	1	0	1	1	1	0	0	1	0
1	1	1	1	1	0	0	1	0	1

3.4.3. Machine linéaire à nombre fini d'états (2)

Considérons une machine linéaire stationnaire à nombre fini d'états, tel que le passage d'un état à un autre soit régi par une équation aux différences linéaires indépendante de l'état considéré. D'après les résultats précédents, la machine peut avoir les comportements suivants :

- après *k* changements d'états elle restera dans un état particulier ;
- après *k'* changements d'états, elle repassera périodiquement par *q* états.

3.4.4. Théorème de la valeur initiale et de la valeur finale

— Valeur initiale. Formellement nous avons :

$$V(o) = \lim_p p \cdot V(p) \frac{1}{p} = 0$$

— Valeur finale :

$$V(\infty) = [V(p)(p+1) + V_0]_{p=1}$$

Exemple :

$$V(n) = 0[1] \subset \frac{1}{p(p+1)}$$

$$V(o) = 0 = \frac{p}{p(p+1)} \frac{\frac{1}{p}}{1 + \frac{1}{p}}$$

$$V(\infty) = \left(\frac{1}{p}\right)_{p=1} = 1$$

$$V(n) = [01] \subset \frac{1}{p^2+1}$$

$$V(o) = \frac{p}{p^2+1} p \rightarrow \infty = 0$$

$$V(\infty) = \left(\frac{p}{p+1}\right)_{p=1} \text{ n'a pas de sens.}$$

3.4.5. Théorème de la dérivation de V(p)

Soit :

$$V(p) = \sum_0^\infty \frac{V(n)}{p^{n+1}}$$

Par extension nous appellerons dérivée de *V(p)*, $\frac{dV}{dp}$

tel que :

$$\begin{aligned} \frac{dV(p)}{dp} &= \frac{V_0}{p^2} + \frac{V_2}{p^4} + \dots \frac{V_{2n}}{p^{2n+2}} + \dots \\ p \frac{dV(p)}{dp} &= \frac{1}{p} \left[\frac{V_0}{p} + \frac{V_2}{p^3} + \dots \frac{V_{2n}}{p^{2n+1}} \dots \right] \\ p \frac{dV(p)}{dp} \supset (n+1) V(n) &= \begin{cases} V(n) & n \text{ pair} \\ 0 & n \text{ impair} \end{cases} \end{aligned}$$

de même

$$\frac{d(pV(p))}{dp} \supset (n) V(n) = \begin{cases} V(n) & \text{impair} \\ 0 & \text{pair} \end{cases}$$

Remarquons que la dérivation ainsi introduite est compatible avec la dérivation classique :

$$\frac{dV(p)}{dp} = -\frac{V_0}{p^2} - \frac{2V_1}{p^3} - \frac{3V_2}{p^4} + \dots$$

Exemple :

$$V(n) = [0111] \subset \frac{p^2+p+1}{p^4+1}$$

$$p \left[\frac{dV}{dp} \right] = p \frac{(p^4+1) + 0 \cdot (p^2+p+1)}{(p^4+1)^2} = \frac{p}{p^4+1} \supset [0010]$$

3.4.6. Sommation de V(n)

Soit

$$W(n) = \sum_0^n V(n) \quad W_0 = V_0$$

$$W(n+1) + W(n) = V(n+1)$$

En prenant les transformées :

$$\boxed{W(p) = \frac{p}{p+1} V(p)}$$

3.4.7. Convolution de $V(n)$

Soit deux suites :

$$V(n) \subset V(p) \quad \text{et} \quad W(n) \subset W(p)$$

et $H(p)$ tel que : $H(p) = pV(p)W(p)$

$$V(p)W(p) = \frac{1}{p^2} \left[V_0W_0 + \frac{1}{p}(V_0W_1 + V_1W_0) + \frac{1}{p^2} \sum_{i=0}^n V_iW_{n-i} \right]$$

$$H(p) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=0}^n \frac{V_iW_{n-i}}{p^{n+1}}$$

Exemple :

$$V(n) = [01] \quad H(p) = p \left[\frac{1}{p^2+1} \cdot \frac{p}{p^2+1} \right]$$

$$W(n) = [10] \quad H(p) = \frac{p^2}{p^4+1} \supset [0100]$$

4. Opération logique non linéaire

4.1. PRODUIT LOGIQUE

Cette méthode aurait un intérêt limité si elle se bornait au simple cas linéaire.

La seule opération non linéaire susceptible d'être rencontrée en logique est le produit.

Considérons deux suites $V(n)$ et $W(n)$ telles que :

$$V(n) \subset V(p) \quad W(n) \subset W(p)$$

et la suite

$$H(n) = V(n) \cdot W(n)$$

nous noterons

$$H(p) = V(p) \otimes W(p)$$

produit de convolution de :

$$V(p) \text{ par } W(p)$$

Le produit de convolution est commutatif, associatif et distributif par rapport à l'addition :

$$A \otimes B = B \otimes A$$

$$A \otimes (B \otimes C) = (A \otimes B) \otimes C$$

$$(A+B) \otimes C = A \otimes C + B \otimes C$$

4.2. Convolution de $V(p)$

Considérons :

$$V(p) = \sum_i \frac{A_i}{p+a_i}$$

a_i étant élément de K tel que $a_i^k = 1$

$$H(p) = V(p) \otimes W(p)$$

$$H(p) = \sum_n \frac{V(n)W(n)}{p^{n+1}} = \sum_n \sum_i \frac{A_i a_i^n W(n)}{p^{n+1}}$$

$$H(p) = \sum_i \frac{A_i}{a_i} \sum_n \frac{W(n) a_i^{n+1}}{p^{n+1}} = \sum_i \frac{A_i}{a_i} \sum_n \frac{W(n)}{q^{n+1}} \left(\frac{p}{a} = q \right)$$

$$H(p) = \sum_i \frac{A_i}{a_i} W(p) \quad p = \frac{p}{a_i}$$

Cas particuliers : $V(p) = \frac{1}{p+1}$

$$H(p) = \frac{1}{1} W\left(\frac{p}{1}\right) = W(p)$$

$$H(n) = V(n)W(n) = W(n)$$

Si dans la décomposition de $V(p)$ en éléments simples on fait apparaître des racines a_i , ces racines n'apparaîtront qu'avec l'ordre 1 (d'après 3.1), et la méthode précédente est applicable. Le seul cas de racines multiples est le cas où le dénominateur est sous la forme :

$$D(p) = (p+1)^k D'(p)$$

4.3. CLASSE RÉSIDUELLE

Pour traiter ce dernier cas nous pouvons remarquer que les polynômes en p à coefficients dans $Z/2$ sont compatibles avec les polynômes à coefficients dans C (corps des nombres complexes), modulo un polynôme à coefficients pairs, en effet :

$$F(p) = p^k + \alpha_{k-1} p^{k-1} + \dots + \alpha_1 p + 1$$

$$F'(p) = F(p) + 2 \sum \beta_i p^i$$

où $\beta_i \in Z$

Nous pouvons donc effectuer l'opération de convolution à l'aide des polynômes $F'(p)$ dont on prendra l'image. Soit ainsi

$$V(p) = \frac{1}{p^k+1}$$

$$V(p) \rightarrow V(p) = \frac{1}{p^k-1}$$

Nous noterons entre parenthèses les calculs effectués dans C .

$$H(p)=\left\{W(p)\otimes\frac{1}{p^k-1}\right\}=\sum_{m=i}^{m=k-1}\frac{A_m}{e^{\left(\frac{2\pi i}{k}\right)_m}}W\left(\frac{p}{e^{\frac{2\pi im}{k}}}\right)$$

Exemple :

$$\begin{aligned}C(p)&=\frac{1}{p^2+1}\otimes\frac{p}{p^2+p+1} \\ \frac{p+1}{p^2+p+1}&=\frac{a^2}{p+a}+\frac{a}{p+a^2} \\ C(p)&=\frac{a^2}{a\left(\frac{p^2}{a^2}+1\right)}+\frac{a}{a^2\left(\frac{p^2}{a^4}+1\right)} \\ C(p)&=\frac{1}{p^4+p^2+1}=\frac{p^2+1}{p^6+1}\supset[000101] \\ \frac{1}{p^2+1}&=\left\{\frac{1}{p^2+1}\right\}=\left\{\frac{1}{2}\left[\frac{i}{p+i}-\frac{i}{p-i}\right]\right\} \\ C(p)&=\left\{\frac{i}{2}\left[\left(\frac{i}{-i}\right)\frac{-ip-1}{p^2+ip-1}-\left(\frac{i}{i}\right)\frac{ip-1}{p^2+ip-1}\right]\right\} \\ C(p)&=\left\{\frac{-1}{p^4-p^2+1}\right\}=\frac{p^2+1}{p^6+1}\end{aligned}$$

4.4. SUITE ALTERNÉE

Soit la suite alternée $A(n)=[01]\subset\frac{1}{p^2+1}$

$$A'(p)=\left\{\frac{1}{p^2+1}\right\}=\left\{\frac{1}{(p+1)^2}\right\}=\left\{\frac{1}{p^2-1}\right\}$$

d'où les résultats remarquables :

$$\begin{aligned}H(p)&=A(p)\otimes V(p) \\ H(p)&=\left\{\frac{1}{2}[V(-p)+V(p)]\right\} \\ H(p)&=\left\{\frac{1}{2}[V(pi)+V(-pi)]\right\} \\ H(p)&=\left\{\frac{d[pV(p)]}{dp}\right\}\quad\text{d'après 4.4.5}\end{aligned}$$

4.5. SUITES CONJUGUÉES

Soit $F(p)$ un polynôme de racines

$$a^0,...a^i...a^k$$

Nous appellerons *suites conjuguées* les suites :

$$\begin{aligned}V_i&=[1a^ia^{2i}a^{3i}...] \\ V_i(p)&=\frac{1}{p+a^i}\end{aligned}$$

Propriétés.

Les suites

somme :
$$\sum(n)=\sum_0^kV_i(n)$$

produit de convolution

$$C(n)\subset\prod_0^kV_i(p)$$

produit

$$P(n)=\prod_0^kV_i(n)$$

sont à coefficients dans $Z/2$. En effet :

— Somme

$$S(p)=\sum_0^k\frac{1}{p+a^i}=\frac{(n)p^{n-1}+p^{n-2}\sum a_ia_j+...\prod_0^ka^i}{p^n+...+1}$$

— Produit de convolution

$$C(p)=\prod_0^k\frac{1}{p+a^i}=\frac{1}{F(p)}$$

— Produit

$$P(p)=V_0(p)\otimes V_1(p)...\otimes V_k(p)$$

Le produit de convolution étant associatif.

$$V_i(p)\otimes V_j(p)=\frac{1}{a_i}\cdot\frac{1}{\frac{p}{a_i}+a^j}=\frac{1}{p+a^{i+j}}$$

$$P(p)=\frac{1}{p+a^{0+1+...i+k}}=\frac{1}{p+1}$$

Exemple :

$$F(p)=p^3+p+1=(p+a)(p+a^2)(p+a^4)$$

$$V_1(p)=\frac{1}{p+a}\;;\;V_2(p)=\frac{1}{p+a^2}\;;\;V_4(p)=\frac{1}{p+a^4}$$

$$S(p)=\frac{1}{p+a}+\frac{1}{p+a^2}+\frac{1}{p+a^4}=\frac{p^2+p+1}{p^3+p+1}$$

$$C(p)=\frac{1}{p+a}\cdot\frac{1}{p+a^2}\cdot\frac{1}{p+a^4}=\frac{1}{p^3+p+1}$$

$$P(p) = \left(\frac{1}{a} \frac{1}{p+a^2} \right) \otimes \frac{1}{p+a^4} = \frac{1}{p+a^3} \otimes \frac{1}{p+a^4}$$

$$P(p) = \frac{1}{a^3} \frac{1}{\frac{p}{a^3} + a^4} = \frac{1}{p+a^7} = \frac{1}{p+1}$$

5. Equation aux différences

Nous abordons ici le cas en général très complexe où l'équation aux différences n'est plus du type précédent.

5.1. EQUATION AUX DIFFÉRENCES LINÉAIRES AVEC SECOND MEMBRE

Soit par exemple :

$$\sum_0^k a_i V(n+i) = \sum_0^{k'} b_j W(n+j)$$

où $W(n)$ est connue. Ce cas peut être traité complètement.

Le second membre a une transformée :

$$\sum_0^{k'} b_j W_{(n+j)} \subset C(p, W_0 W_1 \dots W_{k'-1})$$

d'où :

$$V(p) = \frac{C(p, W_0 W_1 \dots W_{k'-1}) + F(p, V_0, V_1 \dots V_{k-1})}{\sum_0^k a_i p^i}$$

Exemple :

$$\overline{W}(n) = V(n+1) + V(n) = 1 + W(n) \quad V_0 = 1$$

$$W(n) = [001] \subset \frac{1}{p^3+1} \quad [1] \subset \frac{1}{p+1}$$

$$pV + V + 1 = \frac{1}{p+1} + \frac{1}{p^3+1}$$

$$V(p) = \frac{p^2+1}{p^3+1} \supset [101]$$

5.2. EQUATION AUX DIFFÉRENCES NON LINÉAIRES PARTICULIÈRES

Considérons l'équation non linéaire simple :

$$V(n+1) = \overline{V}(n) + V(n) \cdot X(n)$$

$$X(n) = [01] \quad V_0 = 1$$

$$pV + 1 = \frac{1}{p+1} + V + V \otimes \frac{1}{p^2+1}$$

$$V \otimes \frac{1}{p^2+1} = \{pV'(p) + V(p)\}$$

d'où

$$V' = \left\{ V + \frac{1}{p+1} \right\}$$

Etant donné la nature du régime forcé $X(n)$ cherchons $X(p)$ de la forme :

$$X(p) = \frac{ap+b}{p^2+1}$$

$$V' = \frac{a}{p^2+1} = \frac{ap+b}{p^2+1} + \frac{1}{p+1} = \frac{(a+1)(p+b+1)}{p^2+1}$$

d'où

$$a+1 = 0 \quad a = 1$$

$$b = 1 \quad b+1 = 0$$

soit

$$V(p) = \frac{p}{p^2+1}$$

Si on prend $V_0 = 0$ la solution permanente ne satisfait plus aux conditions initiales et il apparaît alors un régime transitoire :

$$V(p) = \underbrace{\frac{p}{p^2+1}}_{\text{régime permanent}} + \underbrace{\frac{1}{p} + \frac{1}{p^2}}_{\text{transitoire}}$$

$$V(n) = 01 [10]$$

DEUXIÈME PARTIE

1. Systèmes linéaires

1.1. FONCTION DE TRANSFERT

Considérons un système linéaire séquentiel numérique de caractéristiques invariables avec les séquences, tel que soumis à une suite d'entrée $E(n)$, de chiffres binaires, on puisse isoler une suite de sortie (Sn) correspondante telle que :

$$E(n) \rightarrow S(n)$$

$$E(n+i) \rightarrow S(n+i) \quad \forall i$$

$$\lambda E(n) \rightarrow \lambda S(n) \quad \lambda = 0 \text{ ou } 1$$

$$E(n) = E_1(n) + E_2(n) \rightarrow S(n) = S_1(n) + S_2(n)$$

Considérons maintenant l'entrée particulière

$$E(n) = \delta(n-i)$$

soit :

$$E(n) = 1 \quad \text{si } n = i$$

$$E(n) = 0 \quad \text{si } n \neq i$$

Soit $H(n)$ la réponse à $\delta(n)$

$$\delta(n-i) \rightarrow H(n-i)$$

la réponse à

$$E(i) \cdot \delta(n-i) = E(n) \quad n = i$$

sera par l'hypothèse de linéarité

$$E(i)\delta(n-i) \rightarrow E(i)H(n-i),$$

à l'entrée générale

$$E(n) = \sum_{i=0}^{\infty} \delta(n-i)E(i)$$

correspond donc la sortie

$$S(n) = \sum_{i=0}^{i=n} E(i)H(n-i)$$

D'après le théorème de convolution (1.4.4.7) on a

$$V(n) \subset V(p) \quad H(p) = p \cdot V(p) \cdot W(p)$$

$$W(n) \subset W(p)$$

$$H(n) = \sum_{i=0}^n V(i)W(n-i)$$

d'où ici la relation

$$S(p) = pE(p)H(p)$$

Posons

$$G(p) = pH(p)$$

on peut donc écrire la relation fondamentale :

$$S(p) = G(p)E(p)$$

$G(p)$ est indépendant de l'entrée $E(p)$ et caractérise entièrement le système, par extension nous appellerons $G(p)$, *fonction de transfert* du système.

Remarque :

Soit l'entrée

$$E(n) = \delta(n) \subset \frac{1}{p}$$

la sortie est

$$S(p) = p \cdot \frac{1}{p} \cdot H(p)$$

ce qui est bien conforme à la définition de $H(n)$.

1.2. OPÉRATEURS ÉLÉMENTAIRES LINÉAIRES

Les deux opérateurs élémentaires linéaires sont l'*additionneur* et le registre à décalage ou *décaleur*.

Additionneur

Il réalise une opération d'addition modulo 2 et peut être représenté par le schéma suivant :



Le sens des flèches est important car l'équation

$$c_n = a_n + b_n$$

n'est pas en fait équivalente à $b_n = a_n + c_n$.

Décaleur

C'est un opérateur qui décale d'une séquence une suite $V(n)$ tel que si l'entrée est $V(n+1)$ la sortie soit $V(n)$.



Supposons

$$V(0) = 0$$

$$E(n) = V(n+1)$$

$$S(n) = V(n)$$

$$H(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \frac{V(p)}{pV(p)} = \frac{1}{p}$$

$$H(p) = \frac{1}{p}$$

De même k registres à décalage ont pour fonction de transfert

$$H_k(p) = \frac{1}{p^k}$$

Remarque :

— Le sens des flèches a de l'importance là aussi car l'opérateur :



n'est pas réalisable, il ferait en effet office de prédicteur. Si $V(n)$ n'est pas déterminé il est impossible de prédire $V(n+1)$ en fonction de $V(n)$.

— Le décaleur doit en plus comporter une entrée de commande qui décide le passage de la séquence n à $n+1$ à des intervalles de temps égaux (régime synchrone) ou inégaux (régime asynchrone).

1.3. SYSTÈMES LINÉAIRES PASSIFS

Nous appellerons *passifs* des systèmes linéaires de fonction de transfert

$$G(p) = \frac{N(p)}{D(p)}$$

tels que

$$d^0 N \leq d^0 D$$

Supposons que

$$d^0 N = d^0 D$$

$$G(p) = \frac{\alpha_k p^k + \alpha_{k-1} p^{k-1} + \dots + \alpha_0}{p^k + \beta_{k-1} p^{k-1} + \dots + \beta_0}$$

$$\frac{S(p)}{E(p)} = G(p) = \frac{\alpha_k + \alpha_{k-1}/p + \dots + \alpha_0/p^k}{1 + \beta_{k-1}/p + \dots + \beta_0/p^k}$$

$G(p)$ est la fonction de transfert du système linéaire suivant (fig. 1) :

$$S(p) = E(p)a_k + \varepsilon(p) \left(\frac{a_{k-1}}{p} + \dots + \frac{a_0}{p^k} \right)$$

$$\varepsilon(p) = E(p) + \varepsilon(p) \left(\frac{b_{k-1}}{p} + \dots + \frac{b_0}{p^k} \right)$$

$$S(p) = a_k E(p) + E(p) \left(\frac{1}{1 + \frac{b_{k-1}}{p} + \dots + \frac{b_0}{p^k}} \right) \times \left(\frac{a_{k-1}}{p} + \dots + \frac{a_0}{p^k} \right)$$

$$G(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = a_k + \frac{\frac{a_{k-1}}{p} + \dots + \frac{a_0}{p^k}}{1 + \frac{b_{k-1}}{p} + \dots + \frac{b_0}{p^k}} = a_k + \frac{a_{k-1} p^{k-1} + \dots + a_0}{p^k + \dots + b_0}$$

où l'on a pris :

$$b_i = \beta_i$$

$$a_k = \alpha_k$$

$$a_i + a_k b_i = \alpha_i$$

Les systèmes passifs sont donc réalisables à l'aide d'additionneurs et de décaleurs.

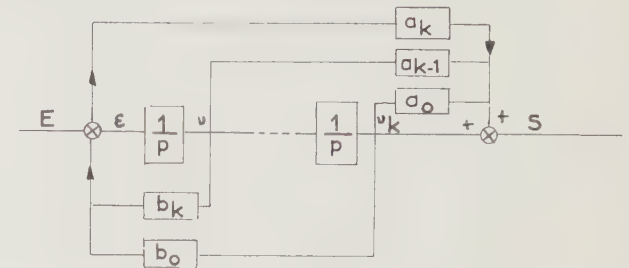


FIG. 1.

Remarque :

Considérons le système de schéma fonctionnel (fig. 2).

$$\frac{S(p)}{E(p)} = \frac{G(p)}{1 + H(p)} = P(p)$$

Prenons :

$$G(p) = 1 \quad H(p) = \frac{1}{p} + 1$$

$$\frac{S(p)}{E(p)} = \frac{1}{1 + 1 + \frac{1}{p}} = p$$



FIG. 2.

Nous aurions donc réalisé un prédicteur. Nous allons montrer que physiquement ce système est irréalisable. Supposons qu'il parte du repos $V(-1) = 0$ et entrons la suite $E(n) = 1000\dots$

$$s(0) = e(0) + s(0) + s(-1)$$

$$s(0) = e(0) + s(0)$$

cette équation n'a pas de sens, la sortie ne peut être, quel que soit e , ni 1 ni 0 et le système est physiquement instable. Tout schéma fonctionnel de système comportant une boucle sans registre à décalage n'est pas sujet à réalisation pratique.

1.4. DIVISION DE POLYNOMES

La division du polynôme $N(p)$ de $d^o n$ par $D(p)$ de $d^o d$ avec $d > n$ est possible séquentiellement de la façon suivante par le système linéaire $G(p)$

$$G(p) = \frac{p^k + \dots a_0}{p^k + \dots b_0} = \frac{S}{E}$$

Faisons

$$\begin{aligned} a_0 &= 0 & E(p) &= \frac{1}{p} \\ S(p) &= \frac{p^{k-1} + a_{k-1}p^{k-2} + \dots a_1}{p^k + \dots b_0} = \frac{N(p)}{D(p)} \end{aligned}$$

Exemple :

Soit à diviser $N(p) = p + 1$ par $D(p) = p^2 + p + 1$

$$\frac{N(p)}{D(p)} = \frac{p + 1}{p^2 + p + 1}$$

considérons $G(p)$

$$G(p) = \frac{p^2 + p}{p^2 + p + 1} = 1 + \frac{1}{p^2 + p + 1} = 1 + \frac{\frac{1}{p^2}}{1 + \frac{1}{p} + \frac{1}{p^2}}$$

soit le schéma de la figure 3.

Soit

$$\frac{N(p)}{D(p)} = \frac{p + 1}{p^2 + p + 1} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p^3} + \frac{1}{p^4} + \frac{1}{p^6} \dots$$

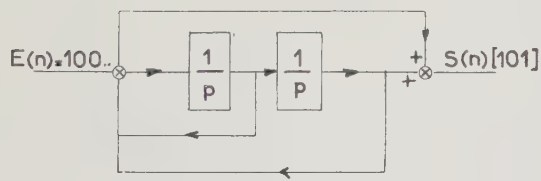


FIG. 3.

Remarque :

Dans le cas de division de différents numérateurs $N(p)$ par un polynôme $D(p)$ donné ($n < d$) il est préférable d'utiliser le système linéaire de fonction de transfert :

$$G(p) = \frac{p^k}{p^k + \dots b_0} = \frac{p^k}{D(p)}$$

soumis à l'entrée

$$E(p) = \frac{N(p)}{p^k} = \frac{p^{k-1} + \dots a_0}{p^k}$$

$$S(p) = \frac{p^{k-1} + \dots a_0}{p^k} \cdot \frac{p^k}{p^k + \dots b_0} = \frac{p^{k-1} + \dots a_0}{p^k + \dots b_0}$$

1.5. SYSTÈMES ACTIFS

Division. Considérons le cas où le degré du polynôme $N(p)$ est supérieur à celui du polynôme $D(p)$ lors de la division $\frac{N(p)}{D(p)}$.

$$\begin{aligned} \frac{N(p)}{D(p)} &= \alpha_{n-d}p^{n-d} + \alpha_{n-d-1}p^{n-d-1} + \dots + \alpha_1p + \alpha_0 \\ &\quad + \frac{\alpha-1}{p} + \frac{\alpha-2}{p^2} + \dots \end{aligned}$$

D'après ce qui a été vu on peut réaliser la division

$$\frac{N(p)}{p^{n-d}D(p)} = \alpha_{n-d} + \alpha_{n-d-1}p^{n-d-1} + \dots$$

les coefficients α_i étant les chiffres binaires de la suite de sortie $V_i = \alpha_{n-d-i}$ du système de fonction de transfert $\frac{N}{p^{n-d}D}$ en réponse à l'entrée $E(p) = \frac{1}{p}$

Nous savons obtenir les coefficients du polynôme quotient mais sans dispositif de mémoire extérieure nous ne pouvons leur affecter un poids p^i .

Exemple :

$$\frac{N(p)}{D(p)} = \frac{p^4 + p^2 + 1}{p^2 + 1} = p^2 + \frac{1}{p^2 + 1}$$

$$Q(p) = \frac{N(p)}{D(p)} = p^2 + \frac{1}{p^2} + \dots \frac{1}{p^{2n}} \supset 100[01]$$

Considérons le système de fonction de transfert

$$F(p) = \frac{p^4 + p^2 + 1}{p^2(p^2 + 1)} \text{ et sa réponse à } E(p) = \frac{1}{p}$$

$$S(p) = \frac{p^4 + p^2 + 1}{p^3(p^2 + 1)} = \frac{1}{p^3} + \frac{p}{p^2 + 1} \supset 100[01]$$

Sans mémoire nous ignorons le poids du premier chiffre.

2. Variables d'états

2.1. INTRODUCTION

Considérons le système linéaire caractérisé par $G(p)$ et représenté par la figure 4.

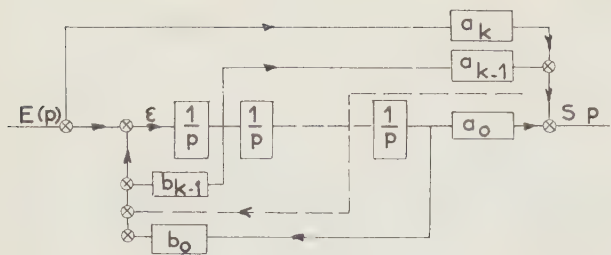


FIG. 4.

$$u_1 = \frac{\varepsilon}{p}$$

$$u_2 = \frac{u_1}{p}$$

$$\vdots$$
$$u_k = \frac{u_{k-1}}{p}$$

$$S(p) = E(p) + a_{k-1} u_1 + \dots + a_0 u_k$$

$$\varepsilon = E(p) + b_{k-1} u_1 + \dots + b_0 u_k$$

Considérons le vecteur $U(n)$ de composantes u_i

$$u_1(n+1) = \varepsilon(n) \quad \varepsilon(n) = E(n) + \sum b_{i-1} u_i$$

$$u_2(n+1) = u_1(n) \quad S(n) = E(n) + \sum a_j u_j$$

$$\vdots$$
$$u_k(n+1) = u_{k-1}(n)$$

Soit

$$U(n+1) = \begin{bmatrix} b_{k-1} & b_{k-2} & \dots & b_0 \\ 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 1 & 0 \end{bmatrix} U(n) + \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} E(n)$$

$$S(n) = E(n) + [a_{k-1} \dots a_0] U(n)$$

Soit

$$U(n+1) = A \cdot U(n) + B \cdot E(n)$$
$$S(n) = E(n) + C \cdot U(n)$$

2.2. TRANSFORMATION LINÉAIRE

La représentation matricielle est multiforme ; en effet faisons subir à $U(n)$ une transformation linéaire régulière $U(n) = H \cdot X(n) \cdot (H^{-1} \neq 0)$. Les opérations matricielles classiques pouvant s'étendre aux opérations modulo 2, on a :

$$H \cdot X(n+1) = A \cdot H \cdot X(n) + B \cdot E(n)$$

$$S(n) = E(n) + C \cdot H \cdot X(n)$$

multiplions à gauche par H^{-1} :

$$X(n+1) = A' \cdot X(n) + H^{-1} \cdot B' \cdot E(n)$$

$$S(n) = E(n) + C' X(n)$$

où A' est la transmuée de A par H

$$A' = H^{-1} \cdot A \cdot H$$

$$B' = H^{-1} \cdot B$$

$$C' = C \cdot H.$$

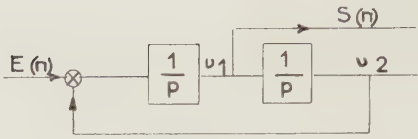


FIG. 5.

Exemple :

$$G(p) = \frac{p}{p^2 + 1}$$

$$u_1 = \frac{E}{p} + \frac{u_2}{p} \quad S = u_1 \quad u_1(n+1) = E(n) + u_2(n)$$

$$u_2 = \frac{u_1}{p} \quad u_2(n+1) = u_1(n)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} U(n+1) = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} X(n) + \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} E(n) \\ E(n) = [10] X(n) \end{array} \right.$$

nous avons aussi :

$$G(p) = \frac{p}{p^2 + 1} = \frac{p}{p+1} \times \frac{1}{p+1} \quad (\text{fig. 6})$$



FIG. 6.

Soit figure 7 :

$$u_1 = \frac{E}{p+1} \quad u_1(n+1) = u_1(n) + E$$

$$u_2 = (E + u_1) \frac{1}{p+1} \quad u_2(n+1) = u_2(n) + E + u_1(n)$$

$$U(n+1) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} U(n) + \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} E(n)$$

$$S(n) = [01] U(n)$$

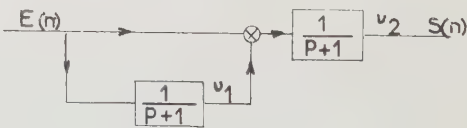


FIG. 7.

2.3. RETOUR A LA FONCTION DE TRANSFERT

Le système est défini par ses équations d'état où A est une matrice régulière ($\det A \neq 0$)

$$U(n+1) = A \cdot U(n) + BE(n)$$
$$S(n) = a_k E(n) + C \cdot U(n)$$

Soit

$$pU(p) = A \cdot U(p) + B \cdot E(p)$$
$$S(p) = a_k E(p) + C \cdot U(p)$$
$$(pI + A)U(p) = BE(p)$$
$$S(p) = E(p) + C(pI + A)^{-1}BE(p)$$

$$\frac{S(p)}{E(p)} = a_k + C(pI + A)^{-1}B$$

$$(pI + A)^{-1} = \frac{\text{adj}(PI + A)}{\det(PI + A)}$$

Le déterminant de $pI + A$ est d'une façon classique invariant dans une transformation [Réf. 1, 2] linéaire régulière, en particulier :

$$\det(pI + A) = p^k + b_{k-1}p^{k-1} + \dots b_0$$
$$\frac{G(p)}{E(p)} = a_k + \frac{C \text{ adj}(pI + A) \cdot B}{p^k + b_{k-1}p^{k-1} + \dots b_0}$$

3. Code de Hamming

Comme application nous allons établir à l'aide des résultats précédemment exposés les propriétés du code cyclique de Hamming [Réf. 3, 4]. Nous allons traiter sur exemple le cas complet du décodage.

Le codage de Hamming est un codage linéaire simple qui consiste à transmettre un signal formé par une combinaison linéaire des chiffres du message. Soit par exemple le message $V(n) = 0101$ [0] et la combinaison

$$S(n) = V(n) + V(n-2) + V(n-3)$$

on transmettra $S(n) = 0100111$, en effet :

$$S(0) = V(0) \dots S(7) = V(7) + V(5) + V(4) = 0 + 0 + 1 = 1$$

Le code est dit de Hamming simple si le polynôme caractéristique associé à la forme linéaire est un polynôme primitif, ici :

$$C(p) = p^3 + p + 1.$$

3.1. NOTION DE CODAGE

Considérons le système linéaire suivant (fig. 8).

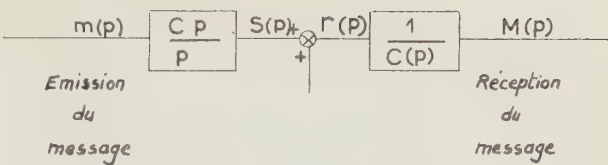


FIG. 8.

On a :

$$S(p) = \frac{C(p)}{p^k} \cdot \frac{m(p)}{p^n}$$
$$r(p) = S(p) + E(p)$$
$$M(p) = r(p) \frac{1}{C(p)} = \left[\frac{C(p)}{p^{k+n}} m(p) + E(p) \right] \frac{1}{C(p)}$$
$$M(p) = \frac{m(p)}{p^{k+n}} + \frac{E(p)}{C(p)}$$

S'il n'y a pas eu d'erreur de transmission $E(p) = 0$

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^{k+n}}$$

Le message apparaît à la sortie sous la forme

$$\underbrace{000 \dots 0}_k m_1 m_2 \dots m_n 000 \dots$$

caractérisée par le fait qu'il n'y a plus de chiffre 1 après le $(k+n)^{\text{ième}}$ chiffre

Si $E(p) = C(p) \frac{m'(p)}{p^{k+n}}$, l'erreur n'est pas détectée :

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^{k+n}} + \frac{m'(p)}{p^{k+n}}$$

3.2. CODE DE HAMMING

Si $C(p)$ est un polynôme primitif, le signal $S(p)$ est alors le *plus long possible pour un nombre donné de décalateurs*. Considérons le message $m(p)$ suivant :

$$m(p) = \frac{m_0 p^3 + m_1 p^2 + m_2 p + m_3}{p^4}$$
$$m(p) \supset m_0 m_1 m_2 m_3 [0]$$

et le système de codage représenté par la figure 9 où :

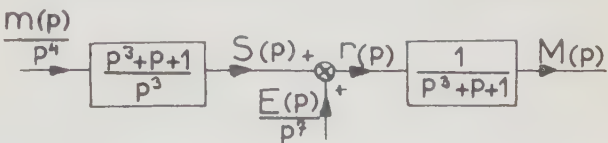


FIG. 9.

$$\frac{C(p)}{p^k} = \frac{p^3 + p + 1}{p^3} \quad E(p) = \frac{e_0 p^6 + e_1 p^5 + \dots e_6}{p^7}$$

$$\frac{1}{C(p)} = \frac{1}{p^3 + p + 1}$$

$$(p^3 + p + 1)(p^4 + p^2 + p + 1) = p^7 + 1$$

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^7} + \frac{E(p)}{p^7(p^3 + p + 1)}$$

$$M(n) = 000 M_0 M_1 M_2 M_3 [B_0 \dots B_6]$$

$$M(i) = m(i) + A(i) + B(i)$$

S'il y a une erreur détectable

$$E(p) \neq (p^3 + p + 1) m'(p)$$

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^7} + \frac{E(p)}{p^7(p^3 + p + 1)}$$

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^7} + \frac{E(p)[p^4 + p^2 + p + 1]}{p^7(p^7 + 1)} \\ = \frac{m(p)}{p^7} + \frac{A(p)}{p^7} + \frac{B(p)}{p^{7+1}} \quad \left\{ \begin{array}{l} d^0 m \leq 3 \\ d^0 A \leq 6 \\ d^0 B \leq 6 \end{array} \right.$$

3.3. DÉTECTION DE L'ERREUR

Nous ne considérons pour commencer qu'un seul type d'erreur

$$E(p) = p^i \quad 0 \leq i \leq 6 \\ \frac{p^i(p^4 + p^2 + p + 1)}{p^7(p^7 + 1)} = \frac{A(p)}{p^7} + \frac{B(p)}{p^{7+1}}$$

Soit

$$A(p)(p^7 + 1) + B(p)p^7 \equiv p^i(p^4 + p^2 + p + 1)$$

Cherchons les racines a^j de $p^3 + p + 1$, nous avons :

$$\begin{aligned} a^3 &= a + 1 \\ a^4 &= a^2 + a \\ a^5 &= a^2 + a + 1 \\ a^6 &= a^2 + 1 \\ a^7 &= 1 \end{aligned}$$

Soit

$$(p+a)(p+a^2)(p+a^4) = p^3 + p + 1 \\ (p+a^3)(p+a^5)(p+a^6)(p+1) = p^4 + p^2 + p + 1$$

Faisons

$$p = a^3, a^5, a^6, 1 = a^j \\ A(a^j)(\underbrace{a^{j7} + 1}_{=0}) + B(a^j)\underbrace{a^{j7}}_{=1} \equiv a^{ji}(\underbrace{a^{4j} + a^{2j} + a^j + 1}_{=0})$$

Soit

$$B(a^j) = 0$$

d'où

$$B(p) \equiv (p^4 + p^2 + p + 1)(\alpha_2 p^2 + \alpha_1 p + \alpha_0)$$

Faisons maintenant

$$\begin{aligned} p &= a, a^2, a^4 = a^k \\ (p^4 + p^2 + p + 1) &= 1 \quad p = a, a^2, a^4 \\ B(a^k) a^{k7} &\equiv a^{ik} \equiv \alpha_2 a^{2k} + \alpha_1 a^k + \alpha_0 \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} a^i &= \alpha_2 a^2 + \alpha_1 a + \alpha_0 \\ a^{2i} &= \alpha_2 a^4 + \alpha_1 a^2 + \alpha_0 \\ a^{4i} &= \alpha_2 a^8 + \alpha_1 a^4 + \alpha_0 \\ (\alpha_2 a^2 + \alpha_1 a + \alpha_0)^2 &= \alpha_2 a^4 + \alpha_1 a^2 + \alpha_0 = a^{2i} \\ (\alpha_2 a^4 + \alpha_1 a^2 + \alpha_0)^2 &= \alpha_2 a^8 + \alpha_1 a^4 + \alpha_0 = a^{4i} \end{aligned}$$

de même :

$$\alpha_1 = \frac{\begin{vmatrix} a^i & a & 1 \\ a^{2i} & a^2 & 1 \\ a^{4i} & a^4 & 1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a^i & a & 1 \\ a^{2i} & a^2 & 1 \\ a^{4i} & a^4 & 1 \end{vmatrix}} \quad \alpha_2 = \frac{\begin{vmatrix} a^2 & a & 1 \\ a^4 & a^2 & 1 \\ a^8 & a^4 & 1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a^i & a & 1 \\ a^{2i} & a^2 & 1 \\ a^{4i} & a^4 & 1 \end{vmatrix}} \quad \alpha_0 = \frac{\begin{vmatrix} a^2 & a & a^i \\ a^4 & a^2 & a^{2i} \\ a^8 & a^4 & a^{4i} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} a^i & a & 1 \\ a^{2i} & a^2 & 1 \\ a^{4i} & a^4 & 1 \end{vmatrix}}$$

Les α_j sont donc déterminés de façon unique à partir de la position i de l'erreur.

Remarquons que si l'erreur est de la forme :

$$E(p) = \sum \beta_i p^i$$

les équations précédentes ne sont plus compatibles et les α_i ne sont plus déterminés de façon unique à partir de l'erreur. On a en effet :

$$\begin{aligned} \sum \beta_i a^i &= \alpha_2 a^2 + \alpha_1 a + \alpha_0 = a^k \\ \sum \beta_i a^{2i} &= \alpha_2 a^4 + \alpha_1 a^2 + \alpha_0 = a^{k'} \neq a^{2k} \\ \sum \beta_i a^{4i} &= \alpha_2 a^8 + \alpha_1 a^4 + \alpha_0 = a^{k''} \neq a^{4k} \end{aligned}$$

3.4. NATURE DE $B(p)$. CORRECTION DU MESSAGE

$$B(p) = (p^4 + p^2 + p + 1)(\alpha_2 p^2 + \alpha_1 p + \alpha_0)$$

En fonction de la position p^i de l'erreur les différents $B(p)$ seront

p^6	p^5	p^4	p^3	p^2	p	p^0	α_2	α_1	α_0	i
0	0	1	0	1	1	1	0	0	1	0
0	1	0	1	1	1	0	0	1	0	1
1	0	1	1	1	0	0	1	0	0	2
0	1	1	1	0	0	1	0	1	1	3
1	1	1	0	0	1	0	1	1	0	4
1	1	0	0	1	0	1	1	1	1	5
1	0	0	1	0	1	1	1	0	1	6
Polynôme $B(p)$										

La connaissance des α_i permet d'obtenir par ce tableau, la position i de l'erreur, de modifier en conséquence le signal $r(p)$ et d'extraire le message en divisant par $C(p)$.

On peut simplifier la correction de l'erreur et éviter la mise en mémoire du tableau des α_i à l'aide des remarques suivantes.

Reprenons l'égalité :

$$A(p)(p^7+1)+B(p)p^7\equiv p^i(p^4+p^2+p+1)$$

En identifiant terme à terme, il apparaît trois cas distincts (Annexe II) :

$$1^0 \quad i = 0, 1, 2$$

Le message $M(n)$ est alors :

$$M(n) = 000m_0m_1m_2m_3[b_0b_1...b_6]$$

$$2^0 \quad i = 4, 5, 6$$

$$M(n) = 000m_0 + b_3, m_1 + b_4, m_2 + b_5, m_3 + b_6[b_0b_1...b_6]$$

$$3^0 \quad i = 3$$

$$M(n) = 000m_0m_1m_2m_3 + b_6[b_0b_1...b_6]$$

On effectuera donc le produit de la suite α_i à la sortie du système de fonction de transfert $H(p)$:

$$H(p) = \frac{1}{p^7(p^4+p^2+p+1)}$$

par les suites ...001, ...010, ...100, chacune entrant respectivement dans les boîtes $1, \frac{1}{p}, \frac{1}{p^2}$. Nous aurons donc combinaisonlement (fig. 10) :

$$1^0 \quad i = 0, 1, 2$$

$$P_1 = X + Y + Z + XYZ$$

$$2^0 \quad i = 4, 5, 6$$

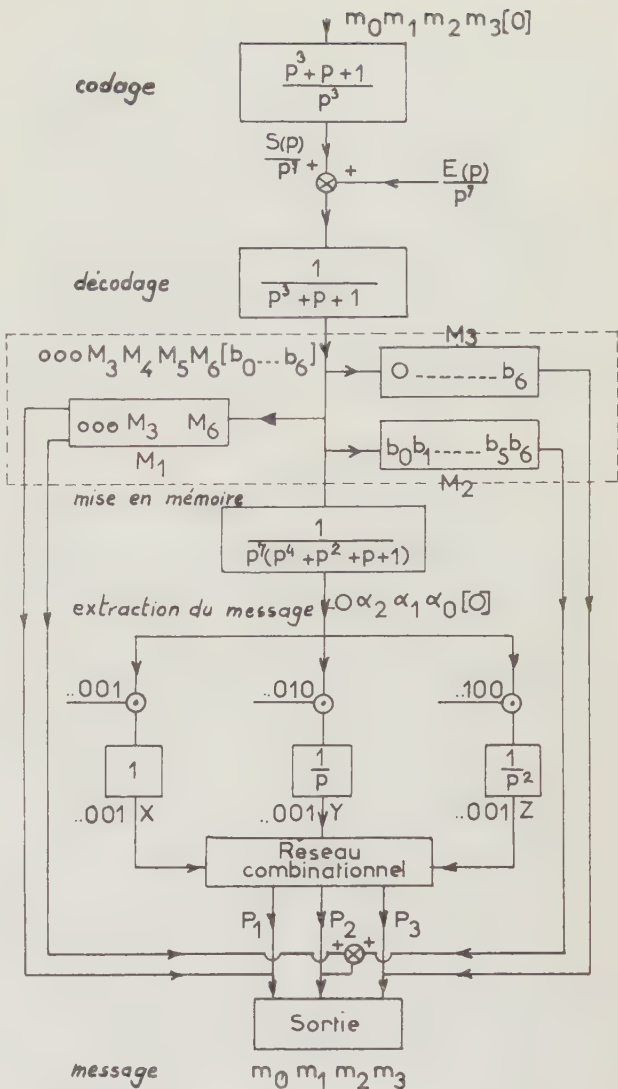


FIG. 10.

$$P_2 = XY + XZ + XZY$$

$$3^0 \quad i = 3$$

$$P_3 = YZ + XYZ$$

P_1, P_2, P_3 connectent respectivement alors l'organe de sortie avec les mémoires M_1, M_1+M_2, M_1+M_3 .

Conclusion

Les équations différentielles et par voie de conséquence la systématique classique continue peuvent être traitées par le calcul opérationnel de Laplace. Les opérations aux différences finies et les systèmes discrets sont relevables des transformations de Laplace discrètes. Nous avons introduit à l'aide des *séries formelles* un calcul opérationnel, d'application plus générale, capable de traiter les systèmes discrets modulo q , et en particulier le cas important où $q = 2$,

cas de la logique aristotélicienne. Nous avons montré comment ce calcul opérationnel booléen et la systématique séquentielle qui en découle se présentent sous une forme analogue à celle du calcul opérationnel et de la systématique classique, qui n'en sont d'ailleurs qu'un cas particulier.

Il reste encore beaucoup à faire dans ce domaine, nous étendrons dans une prochaine publication ces résultats au cas de systèmes échantillonnés et quantifiés modulo q . Il serait nécessaire d'étendre aussi cette transformation à des suites autres que périodiques et d'introduire un calcul opérationnel à plusieurs variables dont les applications aux systèmes séquentiels pourraient être importantes.

ANNEXE I

D'après 2.4 les puissances de a s'expriment linéairement en fonction des n premières et sont au nombre maximal de 2^{n-1} .

Parmi les 2^n premières, il y en a au moins 2 identiques, il existe r et r' tels que $a^p = a^{p'}$ soit

$$a^{r-r'} = 1$$

Considérons le plus petit q tel que $a^q = 1$ il existe $a^s = a^{s'}$ où s' est le reste de la division par q de s tel que :

$$\begin{aligned} s &= kq + s' \\ a^s &= a^{k-q} a^{s'} = a^{s'} \end{aligned}$$

Les racines a^s et $a^{s'}$ se suivent périodiquement de période q

$$\begin{aligned} s+1 &= kq + s' + 1 \\ s+q &= k'q + s' \end{aligned}$$

ANNEXE II

$$A(p)(p^7+1)+B(p)p^7 \equiv p^i(p^4+p^2+p+1)$$

Identifions terme à terme les deux membres de cette identité.

Soit :

$$\begin{aligned} A(p) &= a_6 + a_5p + \dots a_1p^5 + a_0p^6 \\ B(p) &= b_6 + b_5p + \dots b_1p^5 + b_0p^6 \end{aligned}$$

degré de p :

0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$[a_6 \ a_5 \ a_4 \ a_3 \ a_2 \ a_1 \ a_0] \ [a_6 \ a_5 \ a_4 \ a_3 \ a_2 \ a_1 \ a_0]$													
$[b_6 \ b_5 \ b_4 \ b_3 \ b_2 \ b_1 \ b_0]$													
$[p^i(p^4+p^2+p+1) \dots]$													

$$1^0 \quad i = 0, 1, 2.$$

Les coefficients a_i sont alors déterminés par l'identification des termes de degré 0 à 6, et nous avons alors $a_i = b_i$ par identification des termes de degré 7 à 13.

La sortie est alors :

$$M(p) = \frac{m(p)}{p^7} + \frac{A(p)}{p^7} + \frac{B(p)}{p^7+1}$$

d'où

$$\begin{aligned} M(n) = & \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0 \quad m_1 \quad m_2 \quad m_3 \\ & + a_6 \ a_5 \ a_4 \ a_3 \ a_2 \ a_1 \ a_0 \\ & + b_6 \ b_5 \ b_4 \ b_3 \ b_2 \ b_1 \ b_0 \\ & \hline & 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0 \quad m_1 \quad m_2 \quad m_3 \end{aligned}$$

$$2^0 \quad i = 4, 5, 6.$$

Nous avons alors $a_6 = a_5 = a_4 = a_3 = 0$ (termes de degré 0 à 3) et $a_2 = b_2 \ a_1 = b_1 \ a_0 = b_0$ (termes de degré 11 à 13).

La sortie $M(n)$ est alors :

$$\begin{aligned} M(n) = & \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0 \quad m_1 \quad m_2 \quad m_3 \\ & + a_0 \ a_1 \ a_2 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \\ & + b_0 \ b_1 \ b_2 \quad b_3 \quad b_4 \quad b_5 \quad b_6 \\ & \hline & 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0+b_3 \ m_1+b_4 \ m_2+b_5 \ m_3+b_6 \end{aligned}$$

$$3^0 \quad i = 3.$$

Dans ce dernier cas $a_6 = a_5 = a_4 = 0$ et

$$a_4 = b_4 \quad a_3 = b_3 \quad a_2 = b_2 \quad a_1 = b_1 \quad a_0 = b_0$$

soit

$$\begin{aligned} M(n) = & \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0 \quad m_1 \quad m_2 \quad m_3 \\ & + a_0 \ a_1 \ a_2 \ a_3 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \\ & + b_0 \ b_1 \ b_2 \ b_3 \quad 0 \quad 0 \quad b_6 \\ & \hline & 0 \quad 0 \quad 0 \quad m_0 \quad m_1 \quad m_2 \quad m_3+b_6 \end{aligned}$$

L'auteur tient à exprimer ses plus vifs remerciements à Monsieur HOUDEBINE dont la contribution mathématique a été essentielle, à Monsieur CHINAL et ses collègues du groupe logique du C.E.R.A. pour les critiques qu'ils ont formulées.

RÉFÉRENCES

- [1] BOURBAKI N. — Eléments de mathématiques. Livre III. Algèbre. Hermann, Paris, 1959.
 - [2] Ecrits et mémoires mathématiques d'Evariste Galois. — Textes recueillis par R. BOURQUE et J.P. AZRA. Gauthier-Villars, Paris, 1962.
 - [3] MONTEL P. — Leçons sur les récurrences et leurs applications. — Gauthier-Villars, Paris, 1957.
 - [4] CARMICHAEL R. — Introduction to the theory of Groups of finite order. Dover, 1956.
 - [5] PETERSON W. — Error correcting codes. J. Wiley, 1962.
 - [6] SIMS R., BECK R., KAMM V. — A survey of Tunnel-Diode digital techniques. *Proceedings of IRE*, vol. 49, n° 1, janvier 1961, pp. 136-146.
 - [7] MENDER K. — A modulo 2 adder for three inputs using a simple tunnel diode. *IRE transactions on E. C.*, VOL EC-10 Septembre 1961, pp. 530-531.
 - [8] CHERRY C. — Information theory, Butterworths, 1961, pp. 26-40.
 - [9] PETERSON W. — Error correcting codes, J. Wiley, 1962.
 - [10] MALGRANGE-PILOT. — Certificat de T.M.P. Equations différentielles. Fascicule 6. A.C.E.S., Paris, 1961.
 - [11] BELLMAN R. — Introduction to matrix analysis. M. Graw-Hill, 1960, p. 159.
-

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES PHÉNOMÈNES LIÉS A LA PRÉSENCE DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ÉLEVÉS DANS LES COUCHES MINCES D'ISOLANT

Application à l'émission électronique froide

PAR

J. LEBRUN

Ingénieur au Laboratoire de Physique de l'ENS

1. Introduction

Il y a environ trois ans, quelques lignes d'une revue américaine* nous apprenaient la découverte d'un nouveau dispositif capable de créer des électrons rapides à partir de structures simples. Aujourd'hui par l'abondance des publications faites à ce sujet dans la presse scientifique d'Outre Atlantique, on se rend compte de l'importance accordée par de nombreux chercheurs à ce sujet. L'intérêt théorique est certain ; les applications pratiques sont plus que probables dans un avenir proche.

L'expérience originale est la suivante. Sur un support de verre une bande d'aluminium est évaporée, puis oxydée. Une évaporation métallique transversale établit un contact sur l'alumine formée. La structure « sandwich » réalisée est alors celle de la figure 1. Si l'on applique des tensions croissantes sur cette structure on constate le passage d'un courant

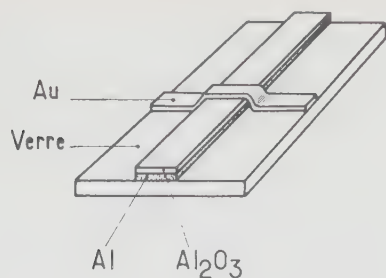


FIG. 1.

qui traduit un effet quantique, l'effet « Tunnel » fort connu depuis longtemps. Cet effet et les nombreux autres qui seront mis en évidence dans ce cas particulier, montrent l'existence d'électrons rapides (quelques eV). Ces électrons rapides ont une direction telle que, si l'électrode supérieure est peu épaisse, ils vont la traverser ; et alors sous vide, il sera possible de réaliser un véritable émetteur d'électrons : c'est la cathode dite à effet tunnel (fig. 2).

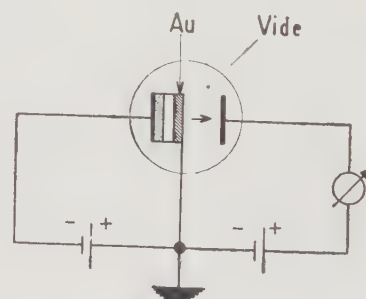


FIG. 2.

Nous nous proposons donc dans cet article, après de brefs aperçus théoriques, de traiter deux aspects fondamentaux de la question.

1° les problèmes liés aux sandwichs aluminium-alumine-métal, qui mettront en évidence des effets de résistance négative, et de mémoire dans ces structures.

2° le problème d'émission d'électrons sous vide.

Puisqu'il s'agira surtout de résultats expérimentaux, nous décrirons en détail les techniques employées.

* P.I.R.E. mars 1960.

2. Structures métal isolant métal

Phénomènes liés à la présence d'un champ électrique élevé

Lorsqu'une substance isolante de très faible épaisseur — inférieure à 100 Å — est placée entre deux contacts métalliques, l'expérience montre que si l'on applique une tension entre ces deux électrodes il passe un courant beaucoup plus grand que ne le permet la résistivité de cet isolant.

Ce phénomène peut s'expliquer en utilisant les résultats de la Mécanique quantique [1] ; on se trouve en présence de l'effet tunnel. Mais si l'on augmente l'épaisseur de la couche isolante plusieurs autres phénomènes peuvent apparaître qui sont de caractères très divers. Dans le cas des expérimentations décrites, les phénomènes sont très complexes.

A. BASES THÉORIQUES

1) *Effet tunnel : Cas de non déformation de la barrière de potentiel.*

Pour plus de simplicité nous plaçons deux électrodes planes d'un même métal à très faible distance l'une de l'autre, figure 3. Ces métaux possèdent un travail de sortie ϕ [2]. Dans ces métaux l'énergie des électrons est définie à partir du niveau de Fermi E_F qui est tel que si E_c est le bas de la bande de conduction :

$$E_F - E_c = \zeta = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n^{2/3}$$

— n étant le nombre d'électrons libres par cm^3 .

— h constante de Planck.

— m la masse de l'électron.

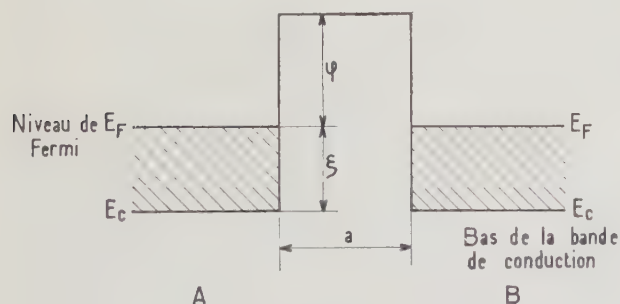


FIG. 3.

Dans le cas où aucune tension n'est appliquée, les niveaux de Fermi sont alignés et l'on voit que l'on a alors défini une barrière de potentiel rectangulaire de largeur a .

En mécanique quantique on montre qu'un électron d'énergie inférieure à la hauteur de la barrière possède

une certaine probabilité de la franchir. Si $\phi(x)$ est alors son énergie potentielle — on utilise ici un phénomène variant suivant une seule direction pour des raisons de simplicité — et si $E(x)$ est la composante sur x de l'énergie cinétique ($1/2 mv^2$), on peut calculer à l'aide de l'équation de Schrödinger la transparence de cette barrière de largeur X .

C'est la probabilité pour un électron de percer cette barrière de potentiel.

$$D = \exp \left[- \frac{2}{h} \int_0^X \sqrt{2m[\phi(x) - E(x)]} dx \right]$$

Dans le cas présent d'équilibre électrique, le courant sera nul car le courant de A vers B équilibre celui de B vers A le système étant symétrique.

— Appliquons une tension telle que le niveau de Fermi de A soit élevé ce qui revient à augmenter l'énergie potentielle des électrons de A (fig. 4), il faut donc porter l'électrode A au potentiel négatif par rapport à B. La barrière est alors déformée et, fait très important pour un électron d'énergie donnée (que l'on peut prendre au voisinage du niveau de Fermi du métal A), la largeur de la barrière peut être réduite et cette réduction dépend de la tension appliquée entre A et B. Cette largeur X intervenant comme limite supérieure de l'intégrale dans l'exponentielle donnant la transparence, cette transparence est fortement affectée par la tension appliquée (fig. 6c).

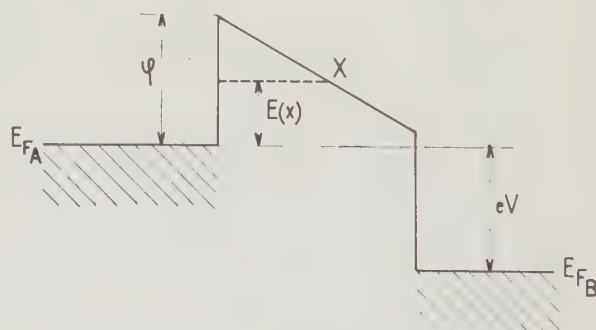


FIG. 4.

Si $f(E)$ est la fonction de distribution des électrons (fonction de Fermi) avec :

$$f(E) = [1 + \exp(E - E_F)/KT]^{-1} \quad (\text{fig. 5})$$

la densité de courant sera pour un sens donné [3], égale à :

$$J = \frac{4\pi me}{h^3} \int_0^\infty D \cdot dE(x) \int_{E(x)}^\infty [f(E) - f(E + eV)] dE$$

c'est-à-dire au nombre d'électrons ayant une énergie donnée, multiplié par la probabilité qu'ils ont de traverser la barrière pour un sens donné. Le courant total, celui que l'on mesure effectivement, sera donné par la différence entre 2 expressions de même forme.

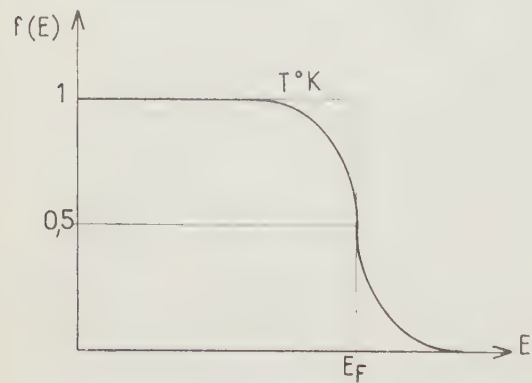


FIG. 5.

La résolution d'une telle expression [4] est possible par exemple en envisageant trois cas de barrière idéale. La figure 6 donne les caractéristiques de ces différents cas.

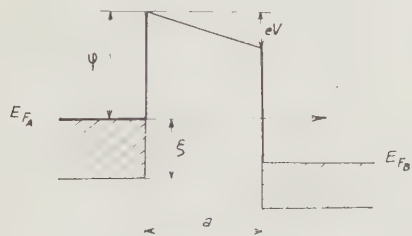


FIG. 6 a. - Faibles champs $eV < \varphi$

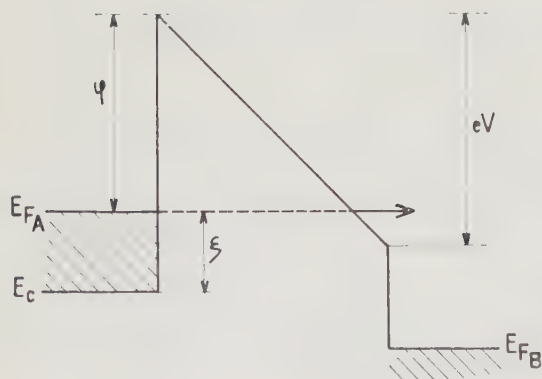


FIG. 6 b. — Champs intermédiaires $\varphi < eV < \varphi + \xi$.

On montre alors que pour le premier cas (faibles champs), si J est la densité de courant :

$$J_{A/cm^2} = AV \exp \left\{ -\frac{2a}{\hbar} \left[2\phi \cdot \frac{m}{A} \right]^{1/2} \right\}$$

J varie donc linéairement avec V

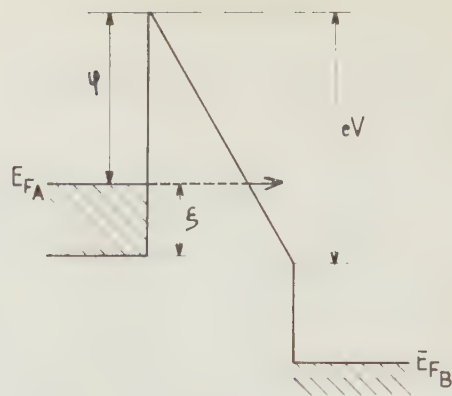


FIG. 6 c. — Forts champs $eV > \varphi + \xi$.

exponentiellement avec $a\sqrt{2m\phi_A}$

— Pour le cas des champs forts ($eV > \xi + \phi$) on a l'équation bien connue de Fowler NORDHEIM :

$$J = J_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \exp(-E_0/E)$$

avec :

$$E_0 = \frac{4\phi^{3/2}(2m)^{1/2}}{3\hbar e} \quad J_0 = \frac{2e\phi^2 m}{9\hbar^3 \pi^2} \quad E = \frac{V}{a}$$

On remarquera que ces expressions sont indépendantes de la température. C'est une des caractéristiques de l'effet tunnel.

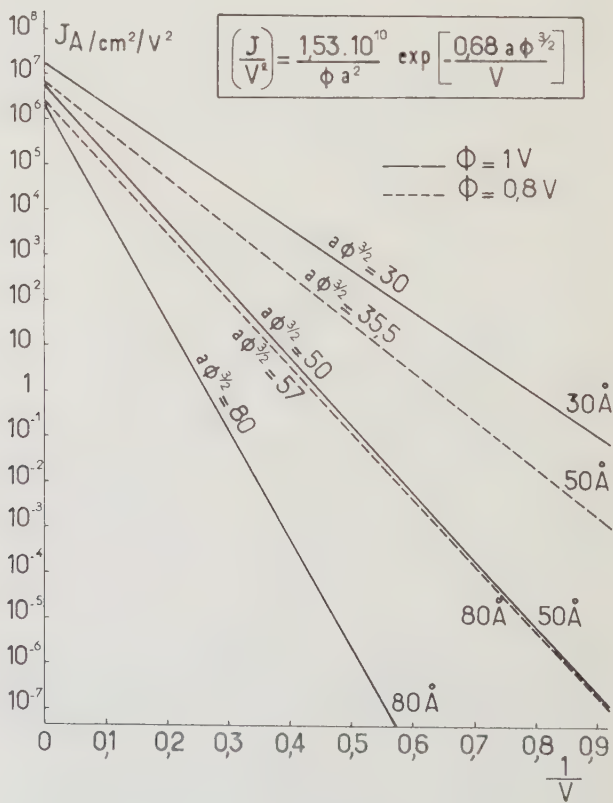


FIG. 7.

La représentation graphique d'une telle expression présente de l'intérêt sous ses deux formes (en semi log).

$$J_{A/cm^2} = J_0 \left(\frac{V}{aE_0} \right)^2 \exp \left(- \frac{aE_0}{V} \right) \quad (\text{fig. 8})$$

ou

$$\left(\frac{J}{V^2} \right) = \frac{J_0}{(2E_0)^2} \exp \left(- \frac{aE_0}{V} \right) \quad (\text{fig. 7})$$

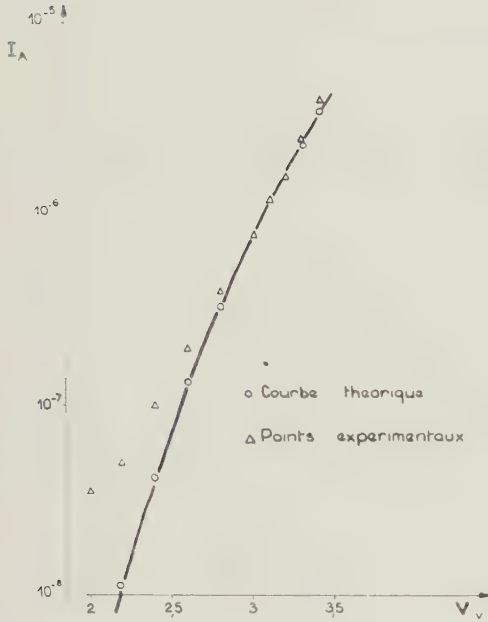


FIG. 8

Cette dernière représentation permet facilement de déterminer par la pente des droites, le produit aE_0 . Connaissant alors a , de E_0 on tire ϕ . Si l'on exprime ϕ en volt, a en Å, on a l'expression :

$$[J/V^2] = \frac{1,53 \cdot 10^{10}}{\phi a^2} \exp \left[- \frac{0,68 a \phi^{3/2}}{V} \right]$$

Théoriquement, quelle que soit la nature de l'espace a (vide ou isolant), les expressions sont valables. Toutefois, dans le cas de l'isolant, le travail de sortie exige une nouvelle définition. En effet, dans le cas d'un métal, ce travail de sortie est défini à partir du niveau de FERMİ. Pour l'isolant, on définira une telle énergie à partir de la bande de conduction ; on l'appelle alors l'affinité électronique.

Les figures 9-10 montrent comment se produit le réarrangement des niveaux d'énergie (le niveau du vide restant constant) au contact métal-isolant. Le travail de sortie métal-isolant devient alors :

$$\Phi_e = \Phi - \chi$$

Exemple :

$$\text{Al}_2\text{O}_3, \quad \chi = 3,2 \text{ eV}$$

$$\text{Al}, \quad \Phi \simeq 4,2 \text{ eV}$$

d'où :

$$\Phi_e \sim 1 \text{ eV}$$

La diminution du travail de sortie est très grande et l'expérience montre qu'il est encore possible d'obtenir $\phi < 1 \text{ eV}$.

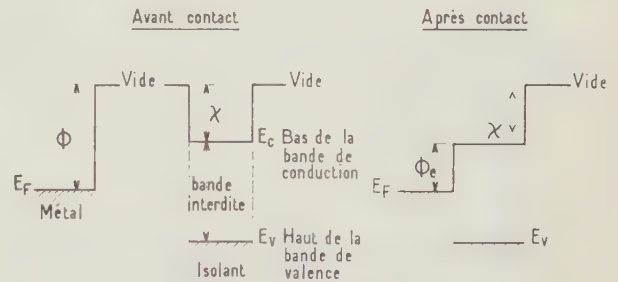


FIG. 9. — Définition de χ affinité électronique d'un isolant et de Φ travail de sortie : métal-isolant.

Barrière dissymétrique (fig. 10)

Les métaux possèdent des travaux de sortie différents. On voit qu'à l'équilibre (sans tension appliquée), il existe un certain champ électrique interne :

$$F_i = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{a}$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont exprimés en volts.

Suivant la polarité de la tension appliquée, il faut donc s'attendre à des résultats différents. L'équation de FOWLER NORDHEIM montre l'importance du facteur ϕ qui intervient à la puissance $3/2$ dans l'exponentielle.

Le cas traité est un cas idéal. En réalité, on assiste à une déformation de la barrière de potentiel due à l'effet de la force image.

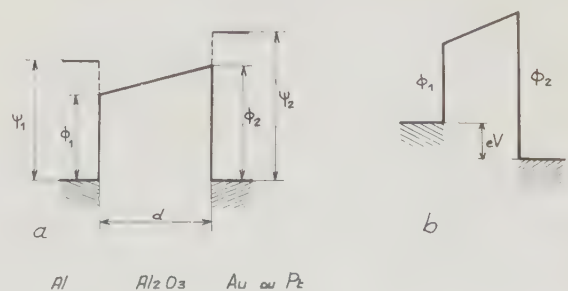


FIG. 10

2) Effet de la force image

Tout électron quittant un milieu, induit dans ce dernier une charge de signe opposé, placée symétriquement par rapport à la surface : c'est la charge image qui exerce une influence attractive. L'allure de cette force est mal connue au voisinage de la surface, car elle s'annule sur cette dernière. La composition de cette force et de celle due au champ extérieur introduit une déformation de la barrière (fig. 11).

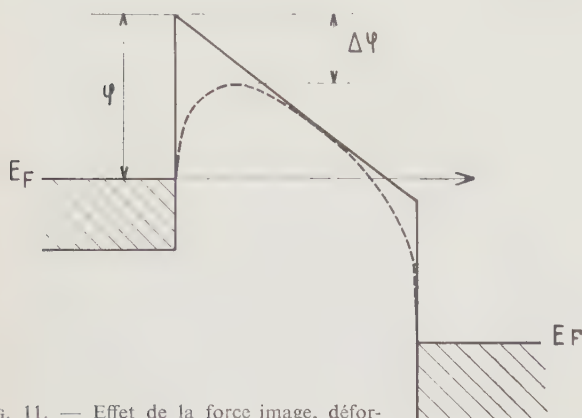


FIG. 11. — Effet de la force image, déformation de la barrière.

Conséquences :

Sur la figure 11, on voit qu'au voisinage de la surface et près du sommet de la barrière, la largeur de la barrière est réduite, et si elle est suffisamment étroite, un électron peut passer encore plus facilement, toujours par effet ; tunnel la transparence est :

$$D = \exp \left(-4/3 \frac{\sqrt{2m}}{\hbar e E} \phi^{3/2} \right)$$

C'est le cas des champs très forts.

— la hauteur de la barrière étant diminuée, les électrons thermoïoniques peuvent passer par dessus la barrière. On a l'effet *Schottky* [8] que l'on peut calculer (en MKSA) (fig. 12).

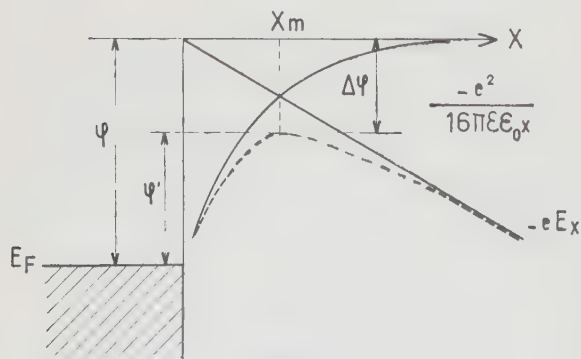


FIG. 12.

Si ϵ est la constante diélectrique de l'isolant, e la charge de l'électron, E le champ appliqué, et si x_m = abscisse du point où la force image = force antagoniste du champ appliqué, on peut écrire :

$$eE = \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x_m^2}$$

d'où :

$$x_m = \sqrt{e/16\pi\epsilon\epsilon_0 E}$$

Jusqu'en x_m , le champ appliqué a permis de gagner une énergie :

$$W_1 = eEx_m$$

Au-delà de x_m , l'électron étant maintenant accéléré, on a gagné un travail W_2 :

$$W_2 = \int_{x_m}^{\infty} \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 (2x_m)^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0 x_m}$$

La réduction du travail de sortie est donc :

$$e(\phi - \phi') = e\Delta\phi = W_1 + W_2$$

d'où :

$$\Delta\phi = \sqrt{eE/4\pi\epsilon\epsilon_0} = \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} \left(\frac{V}{\epsilon_a} \right)^{1/2}$$

L'équation de RICHARDSON, qui était :

$$I = AT^2 \exp \left\{ -e\phi/KT \right\} \text{ devient } I' = AT^2 \exp \left\{ -e\phi'/KT \right\}$$

d'où, en combinant :

$$I' = AT^2 \exp \left\{ -e\phi/KT \right\} \cdot \exp \left\{ e\Delta\phi/KT \right\} = I \exp \left\{ \frac{e\Delta\phi}{KT} \right\}$$

Si l'on exprime a en $\text{\AA} = 10^{-10}$ mètre :

$$\Delta\phi_{ev} = 3,8 \left(\frac{V}{\epsilon a} \right)^{1/2}$$

Exemple :

$a = 100 \text{ \AA}$ d'alumine de $\epsilon = 8$, $V = 8$ volts.

$$\Delta\phi \sim 0,38 \text{ eV}$$

Cette réduction est considérable, et peut entraîner une émission thermoïonique, à la température ordinaire (300 °K). Si, par exemple, $\phi - \Delta\phi = 0,9$ on

calcule qu'à 300 °K $J = 10^{-8}$ A/cm² (en supposant $A = 120$).

Cet effet est évidemment sensible à la variation de T .

3) Importance relative des différents effets précédents :

Pour des épaisseurs d'isolant très faibles (< 50 Å), il y a une prédominance très nette de l'effet tunnel.

Cet effet tunnel est favorisé par l'effet de force image, qui réduit la largeur effective de la barrière.

Pour des barrières suffisamment épaisses, l'effet tunnel doit être faible (coefficient aE_0 dans l'expression de Fowler NORDHEIM) ; mais si le travail de sortie métal isolant, réduit par effet SCHOTTKY, est faible, on peut avoir des électrons thermoioniques : ce phénomène doit alors varier avec la température. C'est un critère que l'on ne peut pas toujours appliquer, étant donné l'imperfection des milieux réalisés.

4) Charge d'espace dans le cas d'un phénomène de conduction.

La présence de charges libres au sein du diélectrique vient limiter le courant maximal comme dans une diode à vide. C'est l'effet de charge d'espace.

Cas de l'isolant sans piège : si C est la capacité du condensateur formé par la structure métal-isolant-métal de surface S d'épaisseur d :

$$C = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d}$$

La tension appliquée étant V , la charge totale est :

$$Q = \epsilon\epsilon_0 \frac{S}{d} V$$

Le courant dû à l'écoulement des charges est le courant de charge d'espace et si t est le temps de transit entre les électrodes :

$$I = \frac{Q}{t} \quad \text{avec} \quad t = \frac{d}{v},$$

v étant la vitesse des électrons. Or dans un diélectrique, si μ_0 est la mobilité, E le champ électrique :

$$v = \mu_0 E = \mu_0 \frac{V}{d}$$

En définitive il vient en posant, $J = \frac{I}{S}$ = densité de courant :

$$J = \mu_0 \epsilon\epsilon_0 \frac{V^2}{d^3}$$

On a là la loi de CHILD pour les isolants. Rappelons

que pour un tube à vide elle est en : $\frac{V^{3/2}}{d^2}$

— *isolant avec pièges*, une fraction seule des charges est libre ce qui se traduit par un facteur de correction θ et si θ est la fraction de charges libres :

$$J = (\mu_0 \theta) \epsilon\epsilon_0 \frac{V^2}{d^3} \quad \text{et } \theta \text{ peut valoir } 10^{-6}$$

Dans le cas où l'isolant possède une distribution de pièges, suivant la loi de distribution de ces pièges on obtiendra des limitations de courant de formes différentes conduisant à des expressions telles que :

$$J \sim \frac{V}{d^2} e^{\alpha V} \quad \text{ou} \quad \frac{V^{(\frac{T_c}{T} + 1)}}{d^3}$$

Dans le cas d'un isolant particulièrement impur on peut avoir affaire à l'un quelconque de ces processus de limitation du courant.

B) ETUDE EXPÉRIMENTALE DES STRUCTURES MÉTAL-ISOLANT-MÉTAL [10]

a) Réalisation des échantillons : Nous voulons réaliser la structure de la figure 1. Il est bien évident que les interfaces jouant un grand rôle, de grandes précautions devront être prises. Il faut de plus choisir un métal capable de s'oxyder facilement et d'une façon contrôlable [11] ou bien déposer des couches isolantes sur des dépôts métalliques. Généralement on utilise la première solution et très souvent l'aluminium comme premier métal, étant donné la facilité d'obtenir ce métal dans une grande pureté (99,999) et de l'évaporer sous vide. Les techniques de préparation des supports méritent quelque attention ainsi que l'évaporation des métaux, puisqu'en définitive on verra que les résultats dépendent du soin apporté.

— support : des plaquettes porte-objet de microscope sont nettoyées au Teepol en frottant énergiquement avec du coton. Ces lames sont ensuite lavées à grande eau puis rincées à l'eau distillée. Séchées dans un jet d'air comprimé filtré, elles sont ensuite suspendues dans une boîte métallique contenant quelques gouttes d'alcool isopropylique. Le récipient est placé sur une plaque chauffante pendant 5 minutes ce qui termine le nettoyage de ces plaquettes dans un bain de vapeur d'alcool ; puis on les place dans la cloche à vide où aura lieu l'évaporation.

— une méthode de nettoyage équivalente consiste à préparer un mélange comprenant 1/3 alcool, 1/3 NaOH, 1/3 H₂O, et à ajouter CO₃Ca pour former une pâte. À l'aide de coton, on frotte la plaquette avec cette pâte. La suite des opérations peut rester la même que précédemment.

Avant l'évaporation, on procède à un ultime nettoyage sous vide primaire [11] (10^{-4} torr) à l'aide d'une décharge électrique (500-800 V 100 mA) pendant 10 mn. Cette décharge est obtenue par un simple transformateur alimentant deux tiges isolées placées sous vide. Ces tiges sont en aluminium, métal résistant à la pulvérisation cathodique.

Des résultats analogues sont obtenus du point de vue nettoyage final en chauffant sous vide les plaquettes à 200 °C à l'aide d'un filament de tungstène.

— L'évaporation de l'aluminium s'opère sous un vide meilleur que 5.10^{-6} torr. L'évaporateur (figure 13) consiste en 6 à 8 fils de tungstène 30/100 de diamètre boudinés pour former 4 à 6 spires de 8 mm de diamètre, de longueur totale 4 à 5 cm. Dans une opération préliminaire ce filament aura été porté à haute température pendant 15 à 20 secondes pour nettoyer le tungstène. L'aluminium introduit au centre de la spire est évaporé après une préfusion qui a éliminé les impuretés. On peut également ne dégager un masque que 2 secondes après la mise sous tension de l'évaporateur.

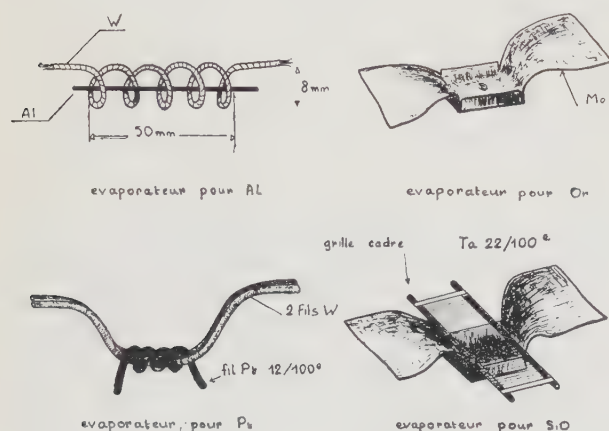


FIG. 13

Ces opérations sont d'une extrême importance pour l'adhérence de l'aluminium [12], 0,03 % en poids de tungstène évaporé sont suffisants pour contaminer le support. La contamination peut atteindre 0,1 Å, le tungstène s'évaporant juste avant l'aluminium.

Les plaquettes sont à 15 cm environ de l'évaporateur et la couche évaporée est d'épaisseur allant de 2 000 à 3 000 Å.

Le contrôle de l'adhérence du film évaporé s'effectue en collant une bande adhésive sur le dépôt qui doit alors résister à l'arrachement. Ce test évite des déboires lors de l'oxydation anodique.

— Oxydation. L'alumine est un excellent isolant aussi cherche-t-on à réaliser l'oxydation de la couche d'aluminium évaporé.

1° *Oxydation naturelle* : si la résistance d'une couche fraîchement évaporée est mesurée sous vide, dès que

l'on fait la rentrée d'air dans la cloche on note un brusque accroissement de cette résistance. Cela correspond à la formation d'une couche d'alumine Al_2O_3 de 10 à 15 Å d'épaisseur. Par la suite, cette épaisseur croît lentement et atteint une limite de 45 Å à la température ordinaire et au bout de plusieurs semaines. Il est possible d'atteindre 80 Å en chauffant à 400 °C mais il y a transformation de la structure de Al_2O_3 [13]. Pour des couches naturelles les rayons X révèlent une structure amorphe.

Mais la lenteur de l'oxydation, la limite atteinte et l'impossibilité de fabriquer des couches d'épaisseur voulue font souvent préférer l'oxydation anodique.

Il faut cependant noter la meilleure pureté de l'alumine ainsi obtenue.

2° *Oxydation anodique* [14]. Elle s'opère dans une solution contenant 40 g d'acide borique + 10 g de borax par litre d'eau, la solution étant filtrée avant utilisation. Il existe de nombreux électrolytes permettant de bonnes oxydations mais la conservation de ces solutions est toujours difficile. La couche à oxyder est reliée au pôle + d'une batterie, le pôle — étant relié à une électrode d'aluminium (fig. 14). Le courant est limité par une résistance en série avec la batterie, pour avoir une densité de courant $J < 1$ mA/mm². L'opération est arrêtée au bout de 15 à 20 secondes, car au-delà, l'épaisseur ne croît que lentement, alors que les effets destructifs continuent leur action. Ces effets destructifs se traduisent par l'apparition de minuscules trous dans la couche d'aluminium, et il est très difficile de les éviter. Si l'évaporation a été mal conduite on a un arrachement de la couche. L'épaisseur d'oxyde est de l'ordre de 12 à 13 Å par volt appliqué.

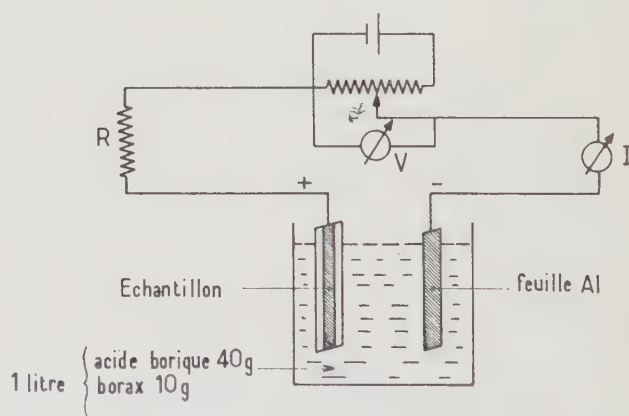


FIG. 14. — Oxydation anodique.

Retiré du bain, l'échantillon est lavé à l'eau distillée, séché puis étuvé à 150 °C pendant 2 heures. On élimine ainsi toute l'humidité superficielle.

L'expérience montre l'importance d'une telle opération qui rend les résultats plus reproductibles.

Le contrôle de l'épaisseur d'oxyde s'effectuera après évaporation de la deuxième électrode métallique.

- évaporation de la 2^e électrode : pour les simples mesures de caractéristiques des sandwichs ainsi formés, on évapore indistinctement de l’or ou de l’aluminium, en couche d’épaisseur quelconque. Les évaporations peuvent s’opérer sous des vides de l’ordre de 10⁻⁵ torr. Toutefois, il y a intérêt à faire cette contre électrode épaisse (1 000 Å) pour évacuer la chaleur lors des mesures.
- contrôle de l’épaisseur d’alumine : la structure réalisée n’est autre que celle d’un petit condensateur dont la capacité :

$$C = \epsilon \epsilon_0 \frac{S}{a} \text{ avec } \epsilon = 8 \text{ environ}$$
$$\text{soit } C \simeq \frac{71 \cdot 10^4 S \text{ mm}^2}{a \text{ Å}}$$

ex. : si $a = 71 \text{ Å}$, $C = 10\,000 \text{ pF/mm}^2$

La mesure de C au pont d’impédance permet d’en déduire l’épaisseur. Cependant pour les très faibles épaisseurs [15] (10 Å) des erreurs importantes peuvent être dues à la nature des électrodes. Avec des électrodes métalliques, l’erreur est faible. Il faut noter toutefois que la mesure de C permet un calcul ne donnant qu’une valeur moyenne de a , alors qu’il est évident que l’effet tunnel est sensible (loi exponentielle) aux petites différences d’épaisseur.

- une autre méthode qui mérite d’être mentionnée [16] est celle qui tient compte de la variation de résistance électrique de la première couche d’aluminium lors de son oxydation. On peut montrer que si R_1 est la résistance sous vide, R_2 après oxydation et $\Delta R = R_2 - R_1$, D = épaisseur du dépôt :

$$a \simeq D \frac{\Delta R}{R_2}^{1,6}$$

ex. : si $D = 10^3 \text{ Å}$, $\frac{\Delta R}{R_2} = 6 \%$ on trouve $a \sim 100 \text{ Å}$

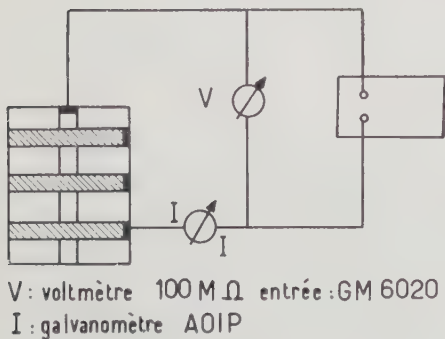


FIG. 15. — Mesure des caractéristiques en continu.

- b) Mesures en continu : pour effectuer les mesures on soude des fils d’argent de 12/100^e à l’aide d’indium sur les deux électrodes et l’on réalise le montage de la figure 15. Etant donné le caractère exponentiel de I en fonction de V , il est plus pratique d’opérer à partir d’un générateur à courant constant. Celui-ci est réalisé à partir d’un tube batterie, figure 16. Le courant de sortie est réglé par variation de la tension de polarisation : un simple commutateur permet alors d’obtenir des points préréglés allant de 10⁻⁸ à 5.10⁻⁴ A avec un point intermédiaire à 3.10⁻⁴ pour chaque décade. Il est ainsi possible d’opérer rapidement un relevé de caractéristiques, ce qui est important, pour éviter l’échauffement.

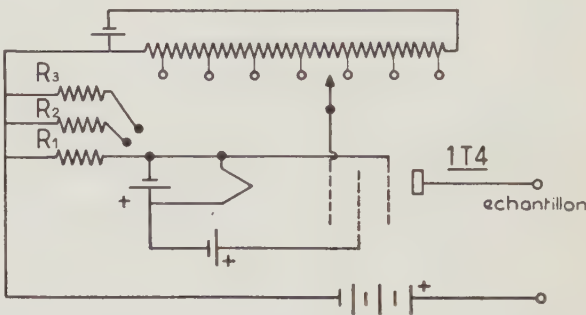


FIG. 16. — Générateur à courant constant (principe).

1° Couches oxydées par oxydation naturelle :

La figure 8 donne une idée des résultats. Etant donné la faible épaisseur d’oxyde (30 Å environ), la destruction de l’échantillon apparaît pour des tensions de 3 volts environ ce qui correspond toutefois à des champs électriques de 10⁷ V/cm. La tension de claquage du diélectrique (10⁶ V/cm) est largement dépassée. Mais cela s’explique : l’épaisseur est faible devant le libre parcours moyen des électrons dans l’isolant. La loi de variation est à peu près celle de Fowler NORDHEIM sur une certaine plage. Numériquement toutefois, les courants sont plus faibles et le facteur de correction qui peut être très important (10³ — 10⁴) peut s’expliquer par une surface effective de travail inférieure à la surface géométrique.

Lors de mesures en bout de gamme, lorsque le courant est fort, il apparaît de petites cloques sur la surface extérieure comme si un gaz gonflait cette électrode. Cela peut être dû à l’humidité. Le phénomène est beaucoup plus fréquent avec une électrode d’aluminium.

Il est cependant possible d’explorer plus loin la caractéristique mais il faut travailler en impulsion. Nous décrirons plus loin la méthode et l’appareillage. Des enregistrements d’oscillogrammes montrent qu’il est possible d’atteindre 6 volts crête avec des courants de 250 mA, soient des densités de courant supérieures à 10 A/cm². Pour ces courants élevés, la concordance expérimentale est encore bonne, compte tenu des remarques précédentes. Pour les structures fortement dissymétriques, telles que (Al, Al₂O₃, Au) (Al, Al₂O₃,

Pt), nous avons mentionné l'existence d'un champ interne :

$$F_i = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2}$$

qui peut valoir : 10^6 V/cm.

Ce champ peut être contrarié, ou bien s'ajouter à celui créé par la tension appliquée, si bien que le champ de claquage du diélectrique F_c peut être atteint pour des valeurs différentes, V_1 et V_2 correspondant à des polarités différentes de la source, c'est-à-dire :

$$a F_c = V_1 - a F_i$$

$$a F_c = V_2 + a F_i$$

d'où :

$$\Delta V = 2 a F_i = 2 (\psi_2 - \psi_1)$$

Les valeurs expérimentales sont différentes des valeurs théoriques :

Al, Al_2O_3 , Au : $\Delta V = 2$ au lieu de : 1,4

Al, Al_2O_3 , Pt : $\Delta V = 2,5$ au lieu de : 2,24

Toutefois, nous n'avons qu'un nombre restreint de mesures, puisque chaque mesure se solde par la destruction d'un échantillon, et qu'un résultat exige 2 mesures sur deux échantillons différents.

2° Échantillons préparés par oxydation anodique

Les épaisseurs d'oxyde de ces échantillons ont été étudiées de 70 à 110 Å. Les mesures en continu donnent des caractéristiques du type $e^{\alpha V}$ (fig. 17).

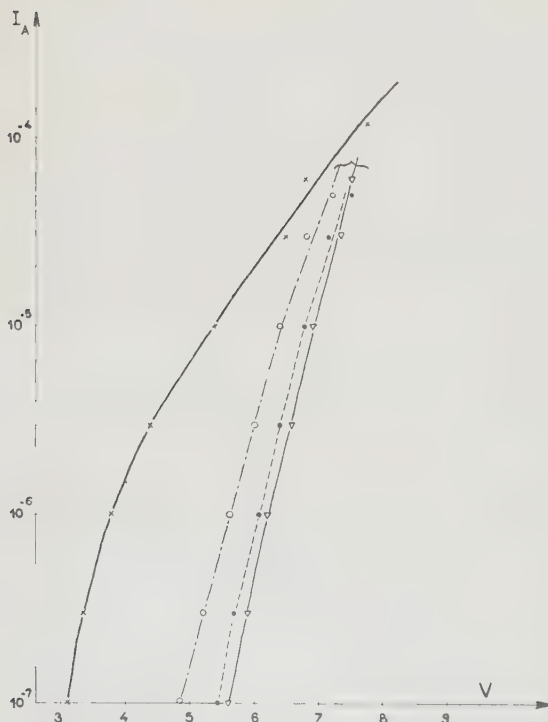


FIG. 17

Les résultats sur une même série d'échantillons préparés simultanément, sont moins homogènes que précédemment. Certaines caractéristiques montrent, en portant $\text{Log } I = f(V^{1/2})$ que l'effet Schottky prédomine sur des couches de 80 Å ou plus d'épaisseur (fig. 18). La concordance expérimentale est d'ailleurs assez bonne si l'on admet comme travail de sortie $\phi(\text{Al} - \text{Al}_2\text{O}_3) = 1$ eV.

Mais toutes ces mesures en continu, du fait de l'échauffement de l'échantillon, ne permettent pas d'explorer toute la caractéristique jusqu'au claquage du condensateur ; il est bien évident que l'échauffement crée une profonde perturbation du phénomène à étudier.

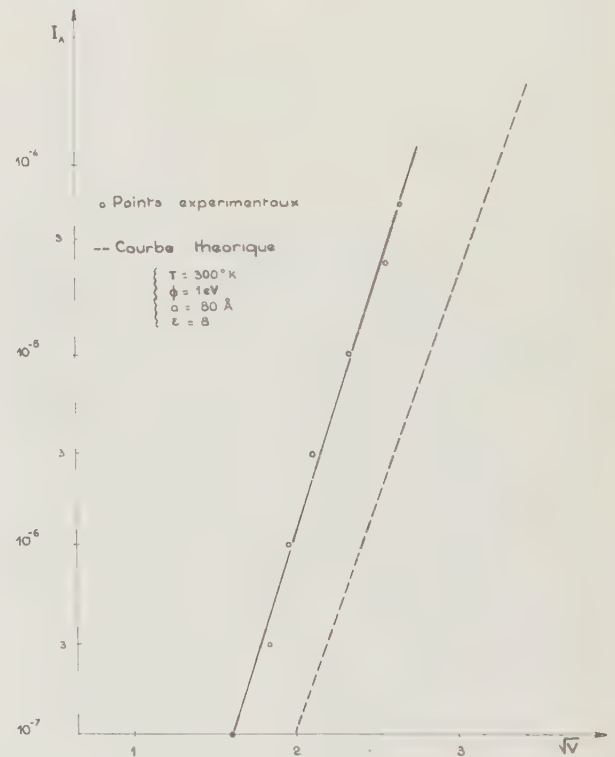


FIG. 18

c) Mesures en impulsion

Le dispositif expérimental est celui de la figure 19. C'est la méthode qui nous a donné les meilleurs résultats par sa souplesse d'emploi. L'appareillage est conçu pour faire le relevé simultané des caractéristiques $I = f(V)$ des échantillons, ainsi que celui du courant d'émission sous vide dont nous parlerons plus loin.

Les générateurs Tektronix (type 161, 162) nous donnent à volonté des tensions en dent de scie ou des signaux rectangulaires dont les caractéristiques sont réglables. Un adaptateur à transistors permet de sortir à basse impédance des signaux réglables jusqu'à 14 V crête (400 mA maximum).

Dans le cas de travail en coup par coup, et tracé x, y, l'allumage du spot est commandé par une impulsion appliquée sur la broche 3 du tube V 135 B de l'oscillographe Tektronix 502.

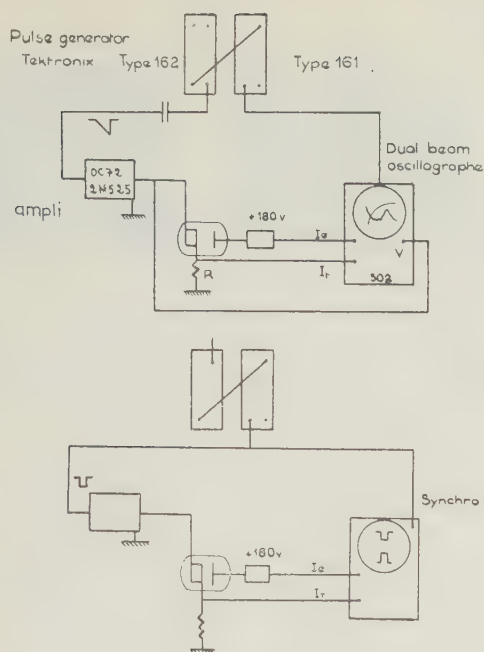


FIG. 19

Pour le tracé $I_T = f(v_T)$, la tension de mesure est une dent de scie appliquée sur l'échantillon et sur l'amplificateur horizontal. Le courant est mesuré à partir de B par l'amplificateur vertical. Cette résistance R doit être faible :

1° pour ne pas perturber la mesure de V (sinon il faut travailler en différentiel).

2° l'échantillon en série avec R est équivalent à un circuit RC (fig. 20). Le courant de nature capacitive qui circule dans R pendant l'application de l'impulsion, produit une tension parasite ; l'effet Tunnel produit, lui, un courant en phase. Cette tension parasite doit être faible ; il faut donc choisir R faible, mais s'assurer également que $RC \frac{dV}{dt}$ reste petit devant le

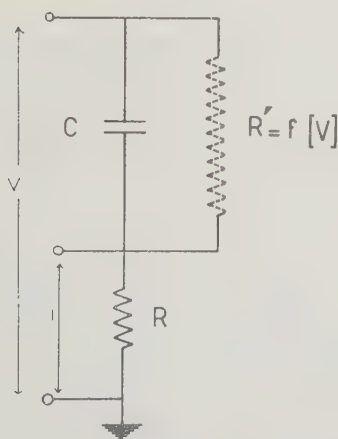


FIG. 20

signal utile, puisqu'en définitive, on a un circuit dérivateur. Pratiquement, étant donné la sensibilité de l'oscilloscope Tektronix 502 ($200 \mu V/cm$), des résistances R de 1 ou 10Ω permettent d'être dans les meilleures conditions ($\theta = RC \sim 10^{-6} s$ — sensibilité max $20 \mu A/cm$).

d) Résultats

Cas des couches oxydées naturellement

Comme nous l'avons mentionné, nous avons pu atteindre des densités de $10 A/cm^2$, la caractéristique conservant son caractère exponentiel.

Le résultat le plus intéressant est celui relatif aux structures fortement dissymétriques. Le cliché photographique n° 1 montre les caractéristiques ($I_T V_T$) d'un sandwich $Al Al_2O_3 Pt$, pour les deux sens de polarisation. On voit que pour $V = 6$ volts, les deux caractéristiques se coupent. Ce point de recoupement est caractéristique de la dissymétrie. De plus, conformément à la théorie, la caractéristique correspondant à l'électrode d'Aluminium reliée à $-V$, donne le courant le plus important.

Couches obtenues par oxydation anodique

Deux phénomènes importants retiennent l'attention : l'apparition dans certaines conditions d'une résistance négative, et d'un effet de mémoire.

1° Résistance négative

Le générateur étant déclenché en coup par coup et délivrant une tension en dent de scie, la caractéristique $I_T = f(v)$ présente un effet de résistance négative très marqué, avec un pic vers 5 volts, une vallée vers 7 volts, pour des échantillons oxydés sous 9 volts. Cette caractéristique est en général bruyante, et évolue suivant la tension maximale crête de la dent de scie (fig. 21). Clichés n°s 2-3-4.

Avec un signal récurrent de 50 Hz, elle peut disparaître complètement. Cette déformation de la caractéristique suivant la tension maximale et la nature du signal appliqué, est la conséquence d'un effet de mémoire.

2° Effet de mémoire dans les couches minces d'alumine

a) dans une première manipulation on opère en coup par coup avec des tensions en dent de scie variant à raison de 3 V/milliseconde ce qui élimine le facteur $\frac{dV}{dt}$ qui reste constant pour toutes les mesures (fig. 21).

Cinq valeurs crêtes de la tension ont alors été fixées.

La figure est obtenue à partir d'enregistrements sur « Polaroid ». Pour chaque caractéristique, la forme enregistrée est stable mais n'est obtenue qu'au 2 ou 3° coup. Par exemple, si l'on a obtenu le tracé I avec 4 volts crête, et si l'on applique 7 V crête, on aura une courbe suivant I jusqu'à son maximum, puis à partir de là un tracé bruyant jusqu'à 7 volts. Le

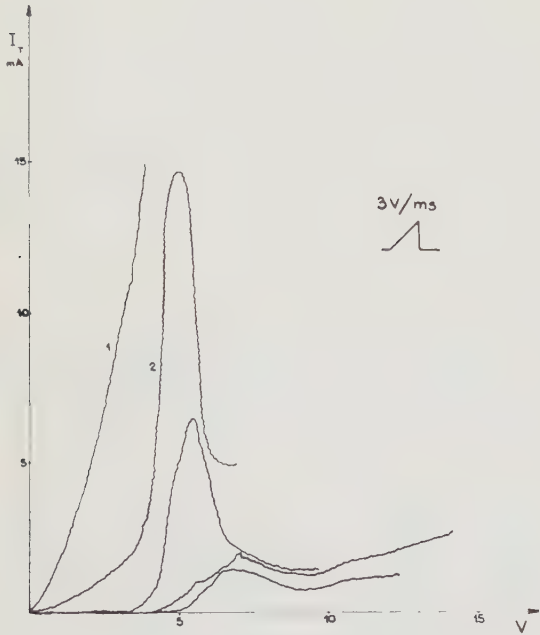
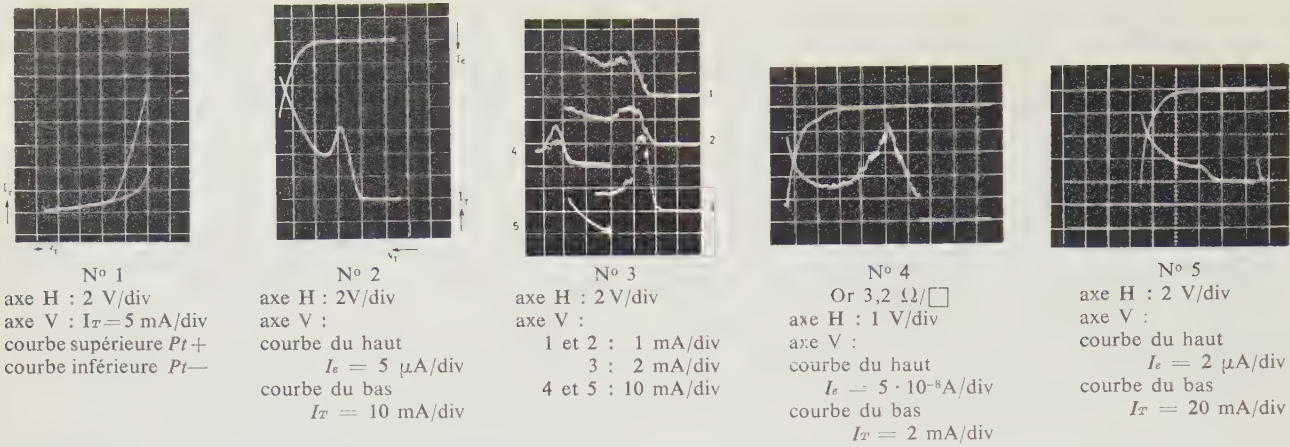


FIG. 21

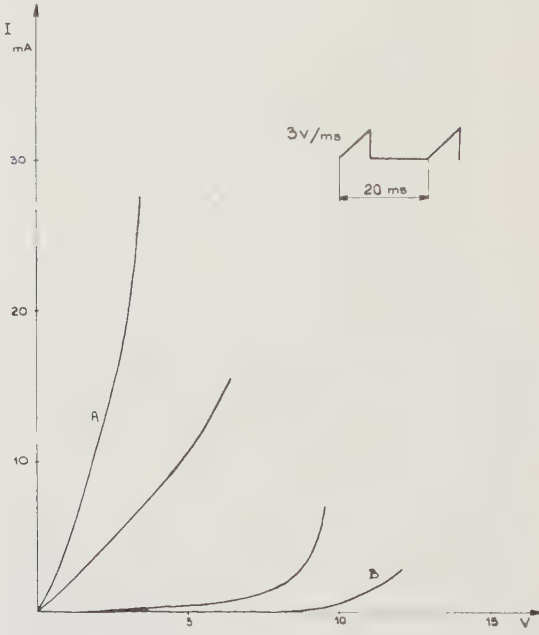


FIG. 22

coup suivant (toujours 7 V crête) épousera plus ou moins II, mais le 3^e suivra cette caractéristique II. Le diélectrique possède donc une véritable mémoire. Il est également possible de passer de II à I par le processus inverse.

Un fait important à signaler est la valeur excessive du courant pour des états d'amplitude inférieure à 5 volts (on peut avoir beaucoup plus de 15 mA), alors que pour 14 volts on n'a que 3 mA. Cela explique le brusque claquage d'échantillons lors de mesure en continu.

b) le signal a les mêmes caractéristiques que le précédent mais est *récurrent* (50 Hz). On retrouve, pour les mêmes conditions de tension, des états qui sont toutefois différents des précédents. En particulier, les résistances négatives ont disparu (dans certains échantillons il subsiste une légère déformation de la caractéristique). Les tracés très nets obtenus à l'oscillographe traduisent l'absence de bruit (fig. 22).

c) si l'on fait varier $\frac{dV}{dt}$, les phénomènes changent peu, aussi bien dans le cas a ou b. On est toutefois limité par les constantes des circuits pour de fortes valeurs de ce paramètre.

On se rend compte alors de la complexité des phénomènes électriques dans ces structures. Nous sommes fort loin de l'effet Tunnel ou même de l'effet Schottky. Dans de tels cas, on voit la nécessité de préciser les conditions expérimentales de mesure pour comparer des résultats, puisque le simple examen des figures permet de voir qu'il est possible de trouver des courbes en V , V^2 , $V^n \exp \alpha V$, etc.

Le fait remarquable cependant est que de nombreux échantillons présentent des caractéristiques semblables.

Actuellement, il est difficile de donner une explication valable de ces phénomènes de mémoire. Nous attendons beaucoup d'une étude en fonction de la température, étude actuellement en cours*.

Pour mieux visualiser cet effet de mémoire il est possible de réaliser l'expérience suivante : en série avec l'échantillon on place une résistance de 500 Ω . La tension V aux bornes de l'échantillon est toujours utilisée pour le balayage horizontal, le courant étant mesuré sur l'amplificateur vertical. On travaille en re-

* C'est ainsi que la résistance négative disparaît à la température de l'azote liquide.

current 50 Hz : nous obtenons le tracé A figure 22 ; court-circuitons la résistance de 500 Ω un court instant ; nous avons maintenant le tracé B.

3. Emission d'électrons sous vide

Quels que soient les processus, il existe dans ces structures des électrons très rapides, par rapport à ceux qui existent dans un métal, où leur énergie est purement thermique. Ces électrons rapides, plus « chauds » [18] que le réseau, ont une direction imposée par le champ électrique et qui est donc perpendiculaire aux dépôts métalliques. Le diagramme figure 23 montre que dans le cas d'effet tunnel idéal, l'énergie maximale des électrons franchissant la barrière extérieure sera $eV - \phi$ avec une certaine distribution des énergies dans le vide. Il est possible sous vide, d'extraire ces électrons de la structure. Deux obstacles majeurs peuvent s'opposer au franchissement de l'électrode extérieure : l'épaisseur de cette électrode, et son travail de sortie.

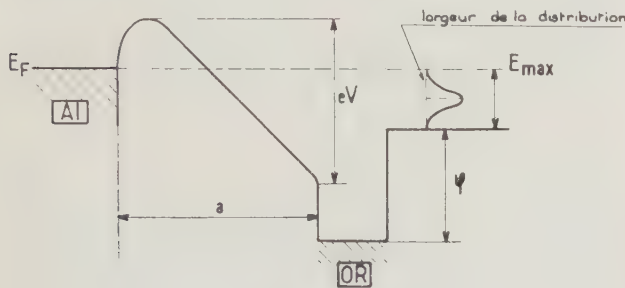


FIG. 23

— L'épaisseur d de l'électrode doit être comparée au libre parcours moyen λ_E des électrons d'énergie donnée E . L'absorption suivant la loi $\exp(-\frac{d}{\lambda})$,

on voit qu'il faut $d \ll \lambda_E$ pour absorber le moins possible. D'autre part λ varie avec l'énergie des électrons ; λ croît si E diminue. En fait on ne possède que peu d'informations expérimentales sur l'interaction de ces électrons rapides avec les réseaux des métaux usuels [19].

Le travail de sortie ϕ est bien connu en émission thermoionique. On sait que les alcalins possèdent les travaux de sortie les plus faibles ; mais pour des raisons technologiques il ne peut être question d'utiliser directement ces métaux. Pratiquement on ne peut guère utiliser que les métaux nobles or, platine, qui ne s'oxydent pas (du moins en première approximation).

— Réalisation de l'électrode extérieure. Les épaisseurs évaporées vont de 50 Å à 900 Å. Le problème majeur est celui de la mesure de l'épaisseur de ces dépôts. De nombreuses méthodes existent utilisant l'absorption ou la réflexion de rayons lumineux [20] ; la méthode utilisant le rayonnement β retrodiffusé paraît intéressante ; citons encore la mesure qui procède par changement de fréquence d'un quartz [21]. Certaines de ces méthodes permettent un contrôle

lors de l'évaporation, d'autres ne permettent que des mesures après évaporation.

— Une méthode simple autorise des ordres de grandeurs, et un contrôle lors de l'évaporation : elle consiste à mesurer la résistance d'un dépôt métallique sur une plaquette témoin, de géométrie déterminée. Un simple ohmètre à pile au besoin étalonné en épaisseur est nécessaire. Mais il faut l'utiliser avec beaucoup de circonspection. En effet la résistivité des couches minces varie avec leur épaisseur [22]. Cependant les différentes valeurs données par des auteurs différents ne concordent guère [23]. Mentionnons que si l'on exprime la résistance d'un dépôt de forme carrée et d'épaisseur d , par R (que l'on exprime en ohm par square $\Omega/\square$), pour les faibles épaisseurs envisagées inférieures à 400 Å on a :

$$d \text{ proportionnel à } \frac{1}{\sqrt{R_{\Omega/\square}}}$$

par exemple : pour l'Or { si $d = 400 \text{ Å}$ $R^{-1/2} = 0,8$
sur support de verre

Pour faire des mesures comparatives la méthode peut être suffisante.

— Il est également possible d'évaporer une masse déterminée de métal suivant une géométrie déterminée ; la connaissance de l'épaisseur relève de la mesure de l'angle solide [24], en première approximation.

Signalons que pour l'Or nous utilisons un évaporateur de molybdène conforme à la figure 13. Pour le platine une méthode simple consiste à réaliser la géométrie de la figure 13 avec deux fils de tungstène de 5 cm de long et de 7/10 mm de diamètre. Le fil de platine utilisé aura un diamètre de 12/100^e mm.

Structure définitive des échantillons (fig. 24) l'expérience a montré que les effets de bord étaient responsables de la destruction de nombreux échantillons. Les effets d'arrachement de l'oxydation anodique se font plus particulièrement sentir sur le bord des dépôts

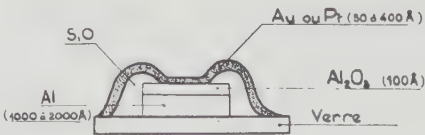
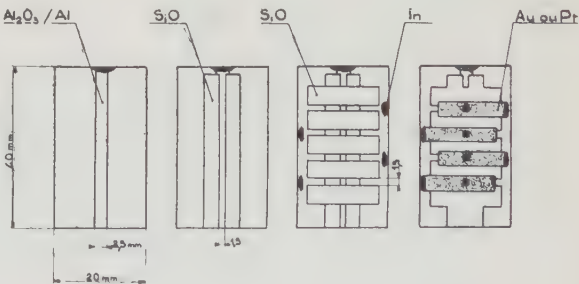


FIG. 24

d'aluminium. Pour remédier à cela on recouvre la bande oxydée d'un dépôt épais (1 000 Å) de monoxyde de silicium, Si O, qui délimite nettement la surface active que l'on recouvre ensuite de l'électrode extérieure.

Le SiO est évaporé lentement à partir d'un évaporateur de tantale (fig. 13d) rempli de granules de 125-44 μ [25] de diamètre. Pour éviter le crépitement de la poudre une grille cadre de tube EL 183 obture l'évaporateur. L'opération s'effectue à l'aide d'une série de masques, sous des vides supérieurs à $5 \cdot 10^{-5}$ Torr, et avec une distance évaporateur échantillon de l'ordre de 20 cm.

Les connections sont toujours faites par soudure à l'indium pur.

Appareillage de mesure

— l'échantillon est ensuite monté sur un pied de lampe, face à une anode de nickel et à 2 mm environ, et placé sur la pompe à vide. Celle-ci est une pompe à diffusion d'huile avec piège à azote et qui atteint $2 \cdot 10^{-6}$ Torr en 30 minutes. Le travail en vide dynamique est intéressant en ce sens que les systèmes démontables amenant toujours quelques fuites, il reste malgré tout possible d'assurer de bons vides par pompage permanent.

— nous voulons observer le courant d'émission sous vide I_e . Avec le montage de la figure 19 on a la possibilité de tracer à l'oscillographe simultanément $I_e = f(V \text{ échantillon})$, et $I_T = f(V_T)$. La résistance d'entrée de l'oscillographe étant de 1 M Ω , la sensibilité maximale 200 μ V/cm, c'est théoriquement $2 \cdot 10^{-10}$ A/cm qu'il est possible de mesurer. Cependant l'anode étant reliée à une batterie de 180 volts (6 piles pour appareil de surdité) logée dans un boîtier, et l'ensemble blindé présentant des capacités parasites, c'est pratiquement 10^{-9} A/cm qu'il est possible de mesurer à partir des signaux utilisés. La limite supérieure en fréquence en raison de 100 pF de capacités parasites assure une mesure correcte à l'aide de dents de scie variant jusqu'à 10 V par milliseconde.

Les schémas (fig. 19) donnent le détail de l'appareillage. L'électrode extérieure servant de cathode doit être mise à la masse et de polarité positive. (Impulsion négative sur l'autre électrode).

Résultats : Les clichés en coup par coup N^{os} 2, 4, 5, qui enregistrent $I_e = f(V_T)$ $I_T = f(V_T)$ montrent ceci de remarquable que la région de résistance négative n'affecte absolument pas l'émission électronique malgré la variation importante du courant. Les courbes $I_e = f(I_T)$ montrent ce résultat sans ambiguïté ; elles permettent de voir également l'évolution du coef-

ficient de transfert $\alpha = \frac{I_e}{I_T}$ qui croît avec V .

— généralement pour des sandwiches Al—Al₂O₃—Au, l'émission démarre pour des tensions aux bornes de l'échantillon de l'ordre de 5 volts. Pour des sandwiches Al—Al₂O₃—Platine, c'est autour de 6 volts. Cela est absolument normal puisque d'une part les travaux de sortie de l'Au et du Pt sont respectivement 4,7 et 5,3 volts environ et nous avons vu d'autre part que les électrons d'énergie supérieure à $V - \phi$ pouvaient sortir (fig. 23).

— Il est cependant possible d'observer avec des couches d'Au d'épaisseur inférieure à 100 Å, une émission pour des tensions comprises entre 3 et 4 volts. Cela n'est pas anormal, et peut s'expliquer par le fait que de telles couches métalliques ne sont plus continues et que les trous laissent l'oxyde à découvert. La couche d'or joue le rôle d'une grille et c'est alors l'affinité électronique χ de l'isolant qui intervient dans l'émission, et le terme $V - \chi$ doit être considéré.

— Valeur du courant maximal. Pour des couches extérieures d'or, le courant est sensiblement plus important que pour des couches de platine. On a vu que cela était dû à la valeur du travail de sortie.

Pour l'or, des courants de 40 μ A sont obtenus couramment pour des surfaces de l'ordre du mm².

$$\text{ex : } \left\{ \begin{array}{l} V_{max} = 13 \text{ volts} \\ I_{Tmax} = 150 \text{ mA} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} I_e = 40 \mu \text{ A} \\ J_e = 2 \text{ mA/cm}^2 \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} S = 2 \text{ mm}^2 \\ \text{soit une densité de} \end{array} \right.$$

Le courant de transfert qui est également supérieur à 10^{-4} atteint couramment 10^{-3} pour des épaisseurs d'or plus fines.

Ainsi pour une épaisseur correspondante à 6 $\Omega/\square$

$$\left. \begin{array}{l} V = 10 \text{ V crête} + 4,3 \text{ V continu} \\ I_T = 29 \text{ mA} \end{array} \right\} I_e = 23 \mu \text{ A}$$

Pour le platine on arrive à 2 ou 3 μ A de courant d'émission.

Si la mesure est effectuée avec des impulsions rectangulaires de quelques millisecondes de largeur, on note le caractère bruyant de l'émission, mais aucune fluctuation sensible de l'émission n'apparaît.

— Il n'est pas rare, surtout si les bords de l'échantillon ne sont pas protégés par du SiO, de détruire l'échantillon en cours de mesure par court-circuit ou par évaporation de l'or. Le phénomène est bien connu et c'est pourquoi on est obligé quelquefois d'utiliser le platine dont la température de fusion de 1 773 °C et vraisemblablement sa plus faible tension de vapeur, peuvent éviter ce phénomène. Notons cependant que l'on peut faire disparaître un court-circuit en appliquant une forte impulsion sur l'échantillon.

— Des échantillons ayant subi ces tests sont mesurés à nouveau au pont de capacité à 1 kHz, on note que l'angle de perte mesuré par $\tan \delta$ qui était de 2 % est devenu de l'ordre de 1 à 2. Il y a donc eu une profonde modification de l'espace interélectrode.

Emission en continu

Cette fois on prend beaucoup moins de précautions et une pile de 67 V, convenablement isolée, relie l'anode du tube à l'électromètre General Radio.

Pour des tensions appliquées sur une structure Al-Al₂O₃-Pt, l'émission permanente est, avec

$$\begin{array}{ll} 9 \text{ V } I_T = 12 \text{ mA} & I_e \text{ 2 à } 3 \cdot 10^{-8} \text{ A} \\ 10,5 \text{ V } I_T = 30 \text{ mA} & I_e \text{ 1 à } 2 \cdot 10^{-7} \text{ A} \end{array}$$

Les courants d'émission sont de 10 à 100 fois plus faibles qu'en impulsion. De plus leur valeur baisse continuellement jusqu'à 10^{-9} A pendant que le courant d'émetteur peut monter jusqu'à 100 mA.

Structure $Al-Al_2O_3-Au$. L'évaporation d'au étant plus facile nous avons beaucoup plus de résultats sur ces structures. Il est possible avec 12 V appliqués sur l'échantillon d'émettre des courants de $8 \mu A$, pour des épaisseurs d'or correspondant à des résistivité de 5 à $6 \Omega/\square$. Mais, en dehors du caractère bruyant de cette émission, on note également de grandes fluctuations : le courant passe de 1 à $3 \mu A$ par exemple.

Le courant d'émetteur, lui aussi, est bruyant, et subit dans le temps de brusques changements de valeur. Ces brusques changements n'amènent pas de variation corrélative du courant d'émission.

Exemple. Un échantillon de $5,2 \Omega/\square$ d'or, sous 12 V, donne :

	Courant d'émetteur I_T	Courant d'anode I_e
à la mise en route	200 mA	$3 \mu A$
au bout de plusieurs heures	100 mA	$3 \mu A$
pendant plusieurs jours . .	100 mA	$0,5 \mu A$

Arrêt de 24 heures

	Courant d'émetteur I_T	Courant d'anode I_e
à la mise en route	100 mA	$3 \mu A$
au bout de quelques heures	50 mA	$0,5 \mu A$
régime définitif jusqu'à destruction au bout de plusieurs jours	20 mA	1 à $3 \mu A$

Un point essentiel sur lequel il convient d'insister, c'est la grande dispersion des courants d'émetteur sur une série d'échantillons fabriqués pourtant simultanément. Ainsi, un échantillon de la même plaquette que le précédent, a donné :

$$I_T = 3 \text{ mA} \quad I_e = 1 \text{ à } 3 \mu A$$

I_T croît d'ailleurs au bout de plusieurs heures, jusqu'à 10 mA.

Relation entre courant d'émission et tension d'émetteur
($I_e = f(V_T)$)

Dans la figure 25, le courant émis dépend exponentiellement de la tension appliquée sur la couche isolante. Cela semble montrer que le phénomène provoquant cette émission est avant tout l'effet tunnel, et que les autres effets sont des effets parasites pour l'émission.

Image de la cathode

Il est intéressant de faire l'image agrandie de la cathode pour déterminer quelques caractéristiques de l'émission. En particulier, cette étude nous montre que :

1° Toute la surface participe à l'émission.

2° L'émission est uniforme pour des tensions appliquées de 10 à 12 V. Les fluctuations de courant d'émission se traduisent par un papillotement de l'image.



FIG. 25

Actuellement l'échantillon est placé dans un tube cathodique démontable. L'optique électronique est du type à immersion [27] et composée de deux cylindres. Cette lentille peut se déplacer sur la plaquette pour changer d'échantillon. Le grossissement a été volontairement limité à 10 pour conserver une image suffisamment lumineuse.

Emission de lumière

Dans l'obscurité, sous vide, l'échantillon étant sous tension, on note une émission de lumière. La partie active de l'échantillon est faiblement lumineuse, de couleur bleue très pâle. Des phénomènes lumineux ont déjà été observés dans des structures comportant de fortes épaisseurs d'alumine [28]. L'émission de lumière n'existe que pour les structures où les phénomènes très complexes qui s'y déroulent dépendent des propriétés du matériau lui-même. Dans le cas de l'effet tunnel seul, on n'observe généralement pas de lumière. Cette émission de lumière n'est pas liée à l'émission d'électrons sous vide, comme le montre une inversion de polarité sur l'échantillon.

Aspect des couches après un long fonctionnement

La partie émissive tranche nettement sur le reste de la structure. C'est d'ailleurs celle qui a été géométriquement déterminée par les évaporations de monoxyle de silicium. Toutefois la couleur n'est plus celle de l'or ou du platine mais une couleur grise assez foncée. Une véritable transformation s'est produite en surface. D'ailleurs des transformations s'effectuent également dans l'oxyde car des mesures de capacité peuvent révéler une diminution de cette dernière.

Mesures par potentiel retardateur d'anode

1° *Température électronique des électrons émis* [29] : soit l'équation de RICHARDSON

$$J_0 = A_0 T_e^2 e^{-\frac{e\phi}{KT_e}}$$

où ϕ = travail de sortie de la cathode,

K = constante de Boltzmann,

T_e = température des électrons (qui se confond avec celle du réseau dans le cas d'émission thermoionique),

A_0 = constante universelle,

J_0 = densité de courant,

si l'on applique à l'anode un potentiel retardateur, la densité de courant devient

$$J(V_r) = J_0 e^{-\frac{eV_r}{KT_e}}$$

d'où l'on peut déduire :

$$T_e = -\frac{e}{K} \frac{1}{\frac{d \text{Log } J}{d V_r}} \quad \text{ou} \quad T_e = -\frac{5040}{\frac{d \text{Log}_{10} J}{d V_r}}$$

Mais il faut prendre de grandes précautions dans ce genre de mesures [29]. Il faut en particulier que le courant émis reste constant, que le champ reste constant au niveau de la cathode, et que les électrons repoussés soient collectés. On réalise généralement une structure identique à celle de la figure 26 où une grille positive entre anode et cathode réalise partiellement les conditions ci-dessus.

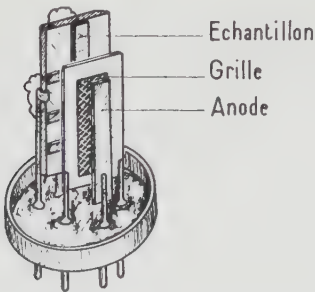


FIG. 26. — Tube de mesure de distribution d'énergie.

2° *Distribution d'énergie des électrons émis* : la courbe $I_e = f(V_r)$ n'est autre que l'intégrale $\int \left(\frac{dN}{dE} \right) dE$ à un facteur près, si N est le nombre d'électrons d'énergie supérieure à E . En dérivant la courbe

$I_e = f(V_r)$ on obtient donc $dN = Be^{-\frac{eV_r}{KT_e}} dV_r$, qui donne la distribution d'énergie des électrons émis. On peut montrer que la structure précédente n'altère pas cette distribution.

3° *Appareillage expérimental* : le tube réalisé comporte une grille de Pt de 1 024 mailles/cm², placée à 3 mm des échantillons, et portée à + 33 V par rapport à l'électrode extérieure de ces derniers. L'anode est une plaque de tantale. Toutes ces électrodes sont recouvertes d'une couche d'or pour diminuer les différences de potentiel de contact dans le tube.

L'anode est reliée à un système fournissant des tensions étalonnées ce qui permet un relevé rapide des caractéristiques. Celles-ci sont relevées point par point à partir des tensions rectangulaires ou triangulaires de 2 à 3 ms appliquées sur l'échantillon, le potentiel retardateur étant changé pour chaque point. Dans le cas de tension rectangulaire, la lecture qui s'effectue à l'oscillographe, sur le palier de l'impulsion recueillie à l'anode, tient compte aisément du bruit, ce qui permet une certaine précision.

4° *Résultats* : les courbes (fig. 27) montrent l'allure de $I_e = f(V_r)$.

a) *Température équivalente de la distribution.*

Par application de :

$$T_e = \frac{-5040}{\frac{d \text{Log}_{10} J}{d V_r}}$$

on trouve, en général, des températures équivalentes très élevées, supérieures à 10 000 °K, pour des tensions V_T appliquées, de l'ordre de 10 V sur l'échantillon. D'autre part, si l'on baisse V_T , on trouve en général des températures encore supérieures : ce paramètre est vraisemblablement mal défini dans ce problème.

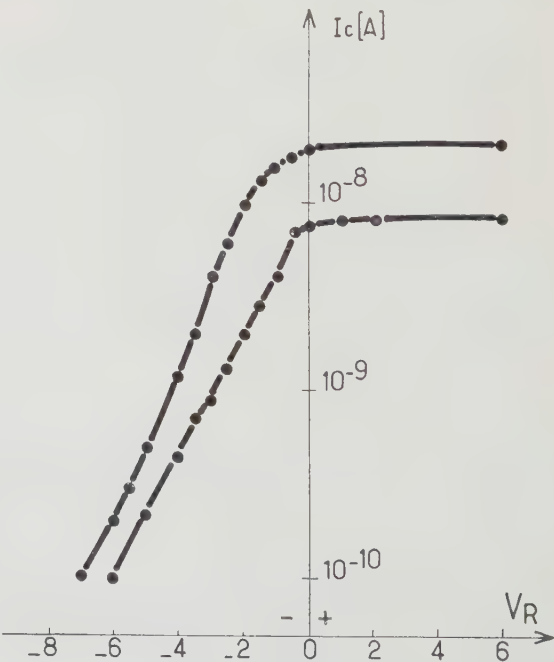


FIG. 27

b) *Distribution d'énergie*

Figure 27, on note la translation vers la gauche (électrons plus énergiques) et vers le haut (électrons plus nombreux) lorsque le potentiel s'accroît sur l'échantillon, ce qui est bien conforme à ce que l'on peut déduire du diagramme d'énergie.

La dérivation donne des courbes telles que celles de la figure 28.

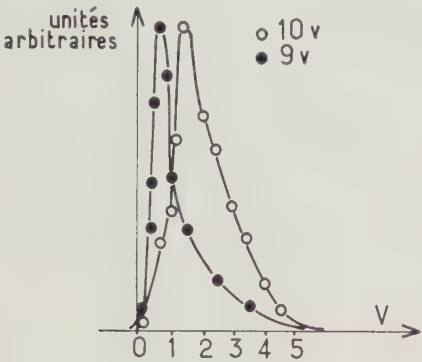


FIG. 28

Pour 10 volts $\left\{ \begin{array}{l} E_{\max} = 1,5 \text{ V et la largeur à mi-hauteur} \\ \frac{L}{2} = 1,8 \text{ V} \end{array} \right.$

Pour 9 volts $\left\{ \begin{array}{l} E_{\max} = 0,8 \text{ V et la largeur à mi-hauteur} \\ \frac{L}{2} = 0,8 \text{ V} \end{array} \right.$

Cependant la prudence est de rigueur dans l'exploitation de tels résultats, les mesures étant entachées d'erreurs difficilement contrôlables. Dans notre cas particulier, il faut mentionner la nécessité d'effectuer des ΔV_r de 0,5 V pour obtenir des ΔI_e significatifs, étant donné le caractère fluctuant du courant émis, I_e .

Cependant, qualitativement, on sait que le pic de la distribution se déplace avec la tension appliquée, et que la largeur à mi-hauteur diminue avec la tension appliquée sur l'échantillon. On peut donc atteindre des valeurs très inférieures à celle donnée par une cathode thermoionique.

La largeur maximum de la distribution, plus accessible, comme nous l'avons vu, doit suivre la relation :

$$L = V - \Phi_{Au}$$

Expérimentalement, nous admettrons que le courant I_e sera nul, lorsqu'il aura la valeur 10^{-10} A. Pour chaque valeur V_T de la tension sur l'échantillon, il faudra une tension retardatrice V_r sur l'anode, pour annuler ce courant d'émission I_e (10^{-10} A).

Les résultats expérimentaux (fig. 29), pour un échantillon de 100 Å d'épaisseur d'alumine, ayant une contre électrode d'or de 5 Ω/□ (200 Å environ) montrent :

1° que les différents points s'alignent sur une droite de pente peu différente de 45°.

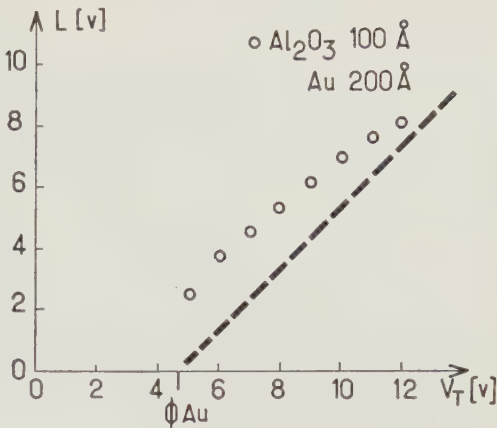


FIG. 29

- 2° que cette droite ne passe pas par le point ϕ_{Au} .
- Cette translation peut résulter, compte tenu des conditions de mesure :
- a) d'un abaissement local du travail de sortie de l'or, dû à une impureté en surface.
 - b) d'une structure poreuse de la couche d'or, mettant l'alumine, d'affinité électronique < 4,7 eV au contact du vide.
 - c) de l'effet Schottky à l'interface :



Toutefois, l'écart ainsi déterminé semble beaucoup trop fort.

Mesure du libre parcours moyen d'électrons rapides dans l'or

A — Principe de la méthode

Pour une épaisseur donnée d , de l'électrode extérieure, on mesure facilement pour des tensions V_i appliquées sur l'échantillon, des courants I_e d'émission sous vide.

Si la mesure est répétée pour toute une série de valeurs de d , sachant que l'absorption est :

$$\sim \exp \frac{-d}{\lambda_E}$$

il est possible de déterminer, pour chaque V_i , le λ_E correspondant en traçant :

$$\alpha(V) = f(d) \text{ avec } \alpha = \frac{I_c}{I_T}$$

Il est préférable de travailler en impulsion, et avec des couches d'oxyde préparées à l'air. On évite, de ce fait, la participation des effets parasites mentionnés.

Nous avons cependant procédé à ces mesures à l'aide de lots d'échantillons préparés par oxydation anodique. Chaque lot possède une électrode extérieure d'or, d'épaisseur déterminée, variant de 200

à 900 Å, les structures restant identiques quant au reste.

Le contrôle de l'épaisseur pendant l'évaporation s'effectue en mesurant la résistance du dépôt sur une plaquette témoin. La mesure est faite après 24 heures de vieillissement à la température ambiante et en adoptant la valeur :

$$R_{\Omega/\square}^{-1/2} = 0,8 \text{ pour } 400 \text{ Å}$$

B — Résultats

La figure 30, où l'on a porté

$$\alpha = \frac{I_e}{I_T} = f(d)$$

pour une tension donnée sur l'échantillon, et une tension donnée positive d'anode, montre le caractère exponentiel de l'absorption.

1° La pente de la droite permet de déterminer $\lambda \simeq 100 \text{ Å}$

Cela est théoriquement valable pour une énergie donnée par $V = 10 \text{ V}$, tension appliquée pour l'échantillon.

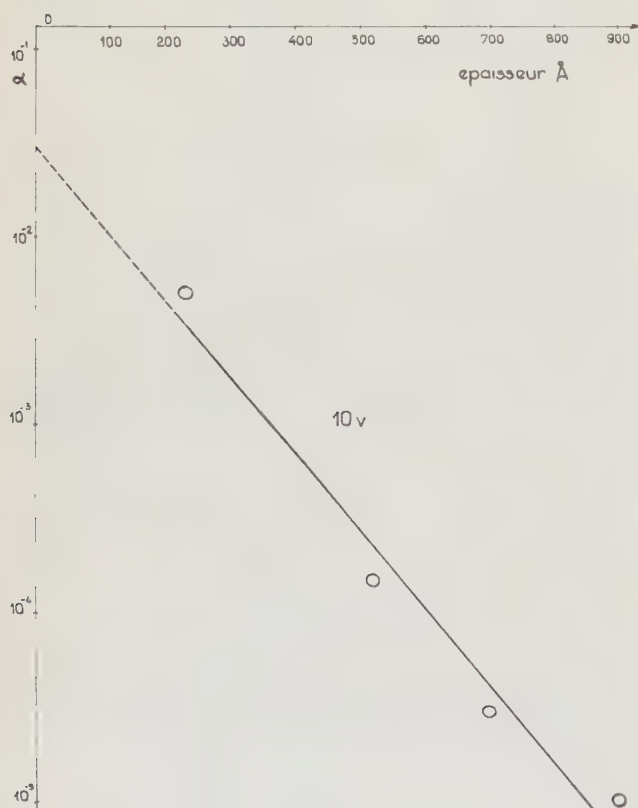


FIG. 30

Mais :

a) nous avons affaire à une distribution d'énergie des électrons, et par conséquent, cette valeur correspond à une moyenne.

b) en faisant varier ce paramètre V , nous avons pu nous rendre compte qu'à la précision près des mesures, ce libre parcours moyen semblait peu varier, pour des énergies allant de 8 à 11 volts.

2° L'extrapolation de cette droite jusqu'à une épaisseur d'or nulle, montre une absorption dans la couche d'oxyde, α prenant des valeurs comprises entre 10^{-1} et 10^{-2} .

4. Conclusions

Les phénomènes complexes mentionnés lors de l'étude des sandwiches, restent pour la plupart inexpliqués valablement ; c'est le cas semble-t-il, pour la résistance négative qui a été signalée par quelques chercheurs, quoique dans des conditions très différentes, et pour cet effet de mémoire. Ce dernier peut être dû à une distribution de pièges.

L'émission électronique reste peut-être l'application pratique la plus en vue, mais la comparaison doit être faite avec les tubes électroniques.

Pour ces derniers, on définit habituellement l'efficacité :

$$\eta = \frac{I_e}{W_{ch}}$$

I_e étant le courant émis en mA

W_{ch} la puissance de chauffage.

Pour une cathode à « effet tunnel », nous avons :

$$\eta = \frac{I_e}{V I_T} = \frac{\alpha}{V} \simeq \frac{10^{-5} \text{ à } 10^{-4}}{10}$$

soit :

$$\eta = 10^{-6} \text{ à } 10^{-5} \text{ A/watt}$$

Dans le cas le plus favorable en continu, nous avons obtenu :

$$\eta = 10^{-4} \text{ A/watt.}$$

Pour augmenter ce rapport, il faut :

a) Augmenter α : donc diminuer l'épaisseur de l'électrode extérieure. Il est difficile de descendre en dessous de 50 Å. De toute façon, le manque de continuité électrique de tels dépôts leur confère une résistance électrique élevée, ce qui se traduit par une chute de tension dans les amenées de courant. Dans notre cas, nous épaississons ces dépôts à l'aide de laque à l'argent, jusqu'à proximité de la partie émissive. Une méthode plus délicate et plus efficace consiste à évaporer une grille épaisse de platine sur la structure précédente. Mais cette grille doit diminuer le moins possible le coefficient α par des espaces pleins.

On peut encore accroître α en accroissant I_e par baisse du travail de sortie de l'électrode extérieure, par dépôt d'une couche monoatomique de métal alcalin. Le césium est le plus intéressant, car $\phi < \text{eV}$. Mais les cathodes réalisées de cette manière sont très instables et leurs caractéristiques évoluent en fonction du temps. Cependant α est multiplié par 100 pour le moins.

Nous pensons utiliser le barium, qui, avec un ϕ de 2 eV donnera un rendement inférieur. Mais la

méthode simple utilisée (à partir d'une cathode de type L) pour l'évaporation de Ba évitera de contaminer tout le tube.

b) Diminuer V . Pour cela, il faut baisser l'épaisseur de la barrière pour conserver à I_e sa valeur. Mais il faut toujours réaliser $V > \phi$ afin d'avoir une émission. Mais si le travail de sortie est abaissé, on a la possibilité de réaliser ces conditions. Bien mieux, puisque le libre parcours moyen des électrons de faible énergie est grand dans les métaux, on gagne encore par une moindre absorption dans le métal extérieur.

En définitive, il faut une couche peu épaisse, 50 Å d'oxyde naturel d'aluminium par exemple, une fine épaisseur d'or ou de platine extérieure, 50 à 100 Å, recouverte d'une grille évaporée ou d'un peigne à fines dents et de forte épaisseur ; cette couche extérieure doit être recouverte d'un dépôt de métal alcalin pour baisser son travail de sortie. C'est tout au moins dans cette voie que nous nous sommes engagés.

Des avantages certains sont liés à ce type de cathode :

- c'est une cathode froide,
- aucun problème d'isolement,
- absence de ronflement,
- démarrage instantané,
- possibilité d'obtenir ces éléments sous toute géométrie.

Nous pensons que c'est là un des aspects les plus intéressants de ces cathodes dites à « effet tunnel ».

Cependant, il ne faut pas oublier que c'est également le seul système connu d'injection d'électrons d'énergie variable dans les métaux, pour la gamme d'énergie considérée, c'est-à-dire quelques eV. C'est, de plus, un dispositif extrêmement simple

Je remercie Monsieur le Professeur AIGRAIN, ainsi que Monsieur le Professeur BOK, pour leurs conseils et encouragements prodigués tout au long de ce travail accompli au LABORATOIRE DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE.

RÉFÉRENCES

- [1] HOLM. — *J.A.P.*, vol. 22, n° 5, May 1951, p. 569.
BOHM. — Quantum theory, p. 275-278.
ROJANSKY. — Introductory quantum Mechanics (Prentice Hall, New York), paragr. 34 et 38.
- [2] SPENKE. — Les semi-conducteurs Electroniques. Dunod, ch. X.
- [3] Voir [1].

- [4] NIFONTOFF. — Publications scientifiques de l'Université d'Alger série B, sciences physiques, Octobre 1956, t. II, n° 2.
- [5] MOTT & GURNEY. — Electronic Process in ionic crystals (Clarendon Press, Oxford 1940), p. 168.
- [6] Solid state Research Lincoln Laboratory (M.I.T.), 1962, n° 2, p. 55.
- [7] BOHM (voir [1]), p. 275 et suivantes.
- [8] Modern theory of Solids (Mc Graw Hill, N. Y.), Seitz, p. 116-8.
- [9] ROSE. — *Phys. Rev.*, **97**, 1538 (1955).
LAMPERT. — *Phys. Rev.*, **103**, 1648 (1956).
- [10] MEAD. — *P.I.R.E.*, 1960, March (p. 359).
MEAD. — *J.A.P.*, vol. 32, n° 4, avril 1961, p. 646.
FISHER & GIAEVER. — *J.A.P.*, vol. 32, n° 2, February 1961, p. 172.
COHEN. — *J.A.P.*, vol. 33, n° 6, June 1962, p. 1992.
- [11] HOLLAND. — Vacuum deposition of thin films, p. 83 à 86, fig. 3-4.
- [12] ROOKAND PLUMB. — *Applied Physics Letters*, vol. 1, n° 1, Sept. 1962, p. 11.
- [13] HASS. — *J. of the Optical Society of America*, vol. 39, n° 7, July 1949, p. 532 et 533.
- [14] AMSEL. — *J. Phys. Chem. Solid.*, Pergamon Press, 1962, vol. 23, p. 1707 à 1718.
- [14²] VAN GEEL. — *Philips R.R.*, **12**, 240-248, 1957.
- [15] MEAD. — *P.R.L.*, vol. 6, n° 10, May 1961 (245).
- [16] Voir [14²], p. 244.
- [17] EMTAGE & TANTRAPORN. — *P.R. letters* V. 8, n° 7, avril 1962 (267).
- [18] En réalité la terminologie d'électrons chauds ne s'applique qu'à des électrons qui d'une part possèdent une énergie supérieure aux électrons thermiques du réseau, et qui, d'autre part, à la suite de chocs avec les phonons, ont une distribution en moment isotrope.
- [19] THOMAS. — *Z. Physik*, 147-395, 1958.
SPITZER. — *P.R.L.*, vol. 8, n° 2, January 1962 (57).
- [20] TOLANSKY. — *J. Sci. Instruments*, **22**, 161 (1945).
VAN GEEL. — *Philips R.R.*, **12**, 1957 (245).
- [21] Brevet C.N.R.S. Lostis.
- [22] KITTEL. — Introduction à la physique de l'état solide, Dunod, p. 237.
FUCHS. — *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **34**, 100, 1938.
- [23] MEAD. — *Phys. R. L.*, vol. 8, n° 2, January 1962 (56).
HOLLAND. — Voir [11], chap. 8, p. 141.
- [25] Fournisseur KEHMET Company, Cleveland Ohio.
- [26] HICKMOTT. — *J.A.P.*, vol. 33, n° 9, Sept. 1962 (p. 2677).
- [27] ZWORYKIN. — Electron Optics and the electron microscope (John Wiley N.Y.), 1945, p. 450.
- [28] W. Ch. VAN GEEL. — *Philips R.R.*, vol. 12, n° 6, 1957.
- [29] BULYGMSKII & DOBRETISOV. — *Soviet Physics*, **1**, n° 5, 1957 (957-963).
- [30] Voir [23].

UTILISATION DES DIODES TUNNEL DANS LES CIRCUITS DE COMMUTATION ÉLECTRONIQUE (*)

PAR

A. JUDEINSTEIN

Ingénieur E.P.C.I.

*Chef de Département au Laboratoire Central
des Télécommunications*

1. Introduction

C'est en étudiant l'émission par champ interne dans une jonction P-N réalisée sur des échantillons de germanium très dopés que Léo ESAKI a découvert en 1958 un phénomène nouveau : l'existence d'une zone à résistance négative dans la caractéristique $I=f(V)$ de certaines de ces diodes polarisées dans le sens direct.

Ce phénomène peut être observé sur des diodes présentant les caractères suivants :

1. Le matériau semi-conducteur peut appartenir à la 4^e colonne de la classification périodique (Ge, Si) ou être un composé intermétallique III-V. Son dopage doit être très élevé (quelques 10^{19} at/cm³). Peuvent être utilisés comme dopants :

- pour le germanium et le silicium des donneurs ou accepteurs de la 5^e ou de la 3^e colonne,
- pour les composés intermétalliques III-V des dopants de la 2^e ou de la 6^e colonne.

2. La jonction doit être abrupte et très mince (50 à 150 Å).

Les densités de courant correspondant à cet effet varient :

- pour le germanium de 10^2 à 10^5 A/cm²
- pour le silicium..... de 10 à 10^3 A/cm²
- pour l'arseniure de gallium de 10^3 à 10^5 A/cm²

1.1. ORIGINE DE L'EFFET ESAKI

La figure 1 représente les caractéristiques $I=f(V)$ de diodes à jonction réalisées par alliage d'un fil d'aluminium sur des échantillons de silicium dopés à l'arsenic.

* Conférence prononcée devant la Société Française des Électroniciens et des Radioélectriciens, le 11 octobre 1962.

Examinons les caractéristiques obtenues pour des polarisations inverses. La naissance du courant se produit à une tension d'autant plus faible que le dopage est plus élevé :

— 6 à 8 V pour l'échantillon de résistivité 0,1 Ω /cm puis successivement

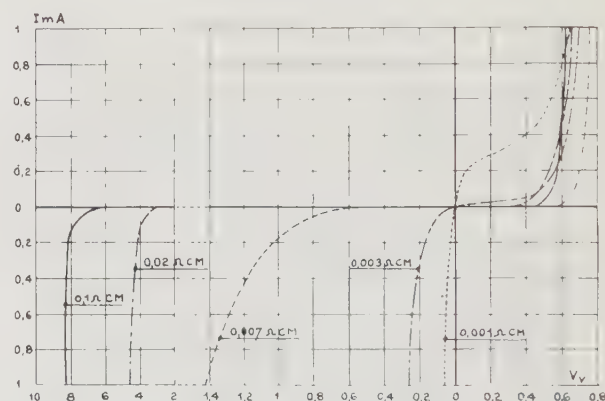


FIG. 1. — Caractéristiques $I=f(v)$ échantillons de silicium diversement dopés (d'après Physical Review, vol. 110, p. 425).

— 2 à 3 V (0,02 Ω /cm), 0,6 à 0,8 V (0,007 Ω /cm), et sensiblement à l'origine pour les deux derniers (0,003 Ω /cm et 0,001 Ω /cm). Le potentiel nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le silicium se situant aux alentours de 2,3 V, on voit que pour les trois dernières courbes le passage du courant ne peut pas être attribué à l'effet Zener ou à l'effet d'avalanche mais à un phénomène nouveau : l'émission par champ interne. On voit enfin s'ébaucher sur la dernière courbe (0,001 Ω /cm) pour des polarisations directes l'amorce d'une courbe en N.

La figure 2 représente les caractéristiques $I=f(V)$ de diodes tunnel au germanium, au silicium et à

l'arseniure de gallium. On a l'habitude de définir, à partir de ces courbes, cinq grandeurs caractéristiques (qui sont les coordonnées de trois points remarquables) :

- le courant et la tension de pic I_p et V_p ,
- le courant et la tension de vallée I_v et V_v ,
- la tension directe (quelquefois appelée isohypse) V_F abscisse du point d'ordonnée I_p de la branche à pente positive.

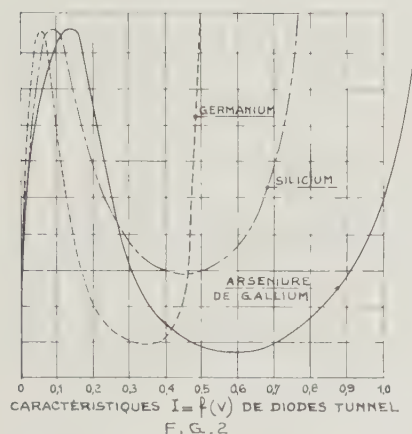


FIG. 2. — Caractéristiques $I = f(v)$ de diodes tunnel.

Ces cinq grandeurs caractéristiques sont affectées de coefficients de température que nous avons évalués par étude statistique sur 100 échantillons de diodes au germanium 1 N 2939 (General Electric). Les valeurs moyennes trouvées entre -40 et $+100$ °C sont :

sur I_p	$-0,13$ %/°C
V_p	$-0,03$ %/°C
I_v	$+0,54$ %/°C
V_v et V_F	$-0,26$ %/°C.

La figure 3 montre les diagrammes de bandes d'une jonction tunnel en absence de polarisation :

— au zéro absolu tous les niveaux énergétiques situés au-dessous du niveau de FERMI sont occupés,

— à température suffisamment élevée, il existe des niveaux occupés au-dessus et des niveaux libres au-dessous du niveau de FERMI, et la mécanique quantique nous apprend qu'il existe une probabilité qui n'est pas nulle, que des porteurs issus d'un niveau énergétique W traversent la bande interdite au niveau de la jonction pour aller occuper le niveau libre W de l'autre côté. Ces transitions ne peuvent toutefois avoir lieu que si on a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Cette règle de sélection fait apparaître deux mécanismes possibles :

— l'effet tunnel direct dans lequel le porteur traverse la jonction à énergie et quantité de mouvement constantes,

— l'effet tunnel indirect à énergie quasi constante, mais avec conservation de la quantité de

mouvement nécessitant la coopération des phonons absorbés ou émis lors de la transition dont l'énergie est très faible, mais le vecteur d'onde élevé.



FIG. 3. — Diagrammes de bandes d'une diode tunnel.

Pour l'effet tunnel direct, si on appelle

$p_N(W)$ la densité d'états dans la région N au niveau d'énergie W ,

$p_P(W)$ celle de la région P ,

f_{nn} et f_{np} la probabilité d'occupation de ces états par des électrons,

le courant circulant de la région P vers la région N .

$$I_{P \rightarrow N} = \int_N Z(W) \rho_N \rho_P f_{np} (1 - f_{nn}) dW \quad (1)$$

$$I_{N \rightarrow P} = \int_N Z(W) \rho_N \rho_P f_{nn} (1 - f_{np}) dW \quad (2)$$

$Z(W)$ est la probabilité de transition.

Pour l'effet tunnel indirect, il faudra en plus tenir compte de la probabilité d'émission ou d'absorption des phonons et de leur densité.

Dans le cas du germanium et de l'arseniure de gallium, le courant semble surtout dû à l'effet tunnel direct. Dans le cas du silicium, c'est l'effet indirect qui est prépondérant, ce qui le rend impropre à l'utilisation en commutation, car l'effet indirect dépend fortement de la température.

La forme des courbes $I = f(v)$ peut facilement se déduire des diagrammes de la figure 4 :

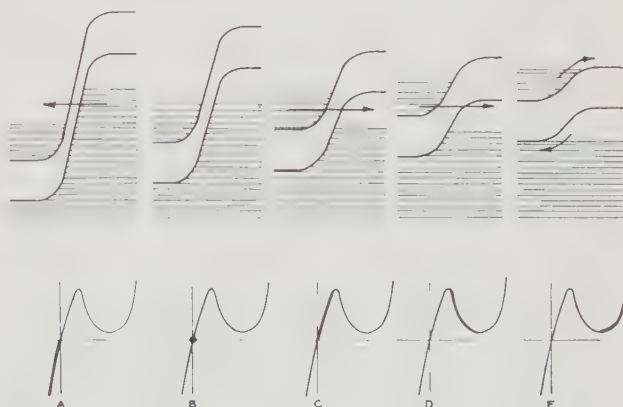


FIG. 4. — Diode tunnel, diagrammes de bandes.

- Pour des polarisations inverses (*A*) les états occupés de la région *P* sont en regard d'états libres de la région *N* $I_{N \rightarrow P} < I_{P \rightarrow N}$ (équation 1) (fig. 5).
- A polarisation nulle (*B*) $I_{P \rightarrow N} = I_{N \rightarrow P}$ et le courant global résultant est nul.
- Pour une faible polarisation directe (*C*), le courant $I_{N \rightarrow P}$ devient prépondérant.
- Si la polarisation continue d'augmenter (*D*), une fraction de plus en plus importante des niveaux occupés de la bande de conduction de la région *N* va se trouver en face de la bande interdite et $I_{N \rightarrow P}$ décroît et devrait s'annuler.
- Pour des polarisations directes suffisantes, on doit enfin assister au processus normal du courant de diffusion (*E*).

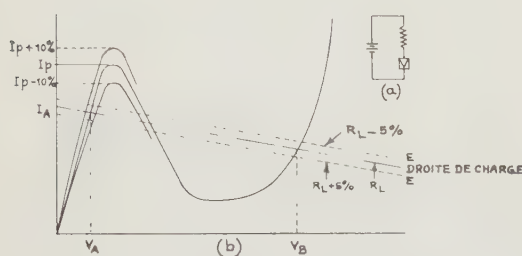


FIG. 5. — Influences des tolérances.

En fait, le courant de vallée n'est pas nul et l'origine du courant d'« excès » observé est encore controversée. Signalons qu'il est particulièrement intense dans le cas du silicium.

1.2. TECHNOLOGIE

1.2.1. Semiconducteur

La densité de courant traversant la jonction par effet tunnel sera d'autant plus élevée que le dopage du semiconducteur de part et d'autre de la jonction sera plus grand et que l'épaisseur de la jonction sera plus faible.

Le degré de dopage du semiconducteur se trouve limité par la solubilité en phase solide de l'impureté. Les deux procédés technologiques qui semblent le plus couramment utilisés sont :

- l'introduction de l'impureté dans le bain en fusion pendant le tirage du cristal,
- la diffusion de l'impureté dans un échantillon peu dopé.

1.2.2. Réalisation de la jonction

Elle est obtenue par le processus normal d'alliage, mais des précautions doivent être prises en vue d'éviter une diffusion d'atomes donneurs et accepteurs qui aurait pour effet d'élargir la jonction. L'alliage devra donc être réalisé à la température la plus basse possible, et la vitesse de refroidissement élevée.

1.2.3. Ajustage du courant de pic

Les densités de courant obtenues sont très variables et on devra amener le courant de pic à la valeur désirée par ajustage de l'aire de la jonction. On pourra procéder par attaque chimique ou électrochimique.

1.2.4. Encapsulation

Elle nécessite des précautions spéciales. En effet, les courants de pic et de vallée sont sensibles à l'action des contraintes mécaniques exercées sur la jonction. Par contre, les diverses causes de contamination qui altèrent notablement les caractéristiques des autres dispositifs à semiconducteurs sont à peu près sans effet.

2. Circuits logiques à diodes tunnel

Dès son apparition, la diode tunnel a soulevé un intérêt considérable, motivé par les particularités suivantes :

— Son fonctionnement étant lié aux porteurs majoritaires et ne mettant pas en jeu de phénomènes de diffusion ne semblait pas devoir subir les mêmes limitations de fréquence que les transistors et la diode tunnel semblait une voie nouvelle ouverte vers les techniques de commutation ultra-rapide et vers l'amplification ou la production de signaux à fréquence très élevée.

— C'est un élément potentiellement bon marché puisque, mise à part l'attaque de la jonction qui sert à ajuster le courant de pic, la fabrication ne diffère pas sensiblement de celle d'une diode normale par alliage.

— C'est un composant de choix pour les applications spatiales ou militaires, en raison de son insensibilité aux radiations atomiques.

Il ne saurait être question de passer en revue ici les milliers de schémas proposés par différents auteurs dans plusieurs centaines d'articles actuellement publiés. Certains de ces montages ne comportent comme éléments actifs que des diodes tunnel, d'autres les combinent avec une grande variété de composants : redresseurs tunnel, diodes, transistors, etc. Nous nous bornerons à analyser quelques-uns des circuits qui ont été étudiés au Laboratoire Central de Télécommunications et qui répondaient à deux préoccupations principales :

- Etude de dispositifs de mémoire à temps d'accès très réduit destinés à être incorporés dans des ensembles logiques à transistors et diodes.
- Etude de circuits logiques ne comportant comme éléments actifs que des dispositifs à effet tunnel (diodes tunnel et backward).

3. Circuits logiques à seuil

3.1. CIRCUIT ISOLÉ

Le circuit bistable le plus simple que l'on puisse réaliser est celui de la figure 5a. On voit (fig. 5b) que

pour une tension E et une résistance de charge R convenablement choisies, la courbe caractéristique de la diode et la droite de charge se coupent en 3 points dont deux représentent des états stables du système.

Différentes variantes de ce circuit permettraient de réaliser des opérations « et » et des opérations « ou » ou même des fonctions plus compliquées basées sur l'existence d'un seuil à franchir pour faire changer l'état du bistable.

Considérons par exemple le circuit de la figure 6. La diode tunnel est parcourue par le courant fourni par n injecteurs, fournissant des courants I_s s'ils représentent la valeur « 1 » de la variable binaire. Ce courant I_s est affecté d'une tolérance i_s et le courant de pic I_p d'une tolérance i_p telles que leurs valeurs seront comprises entre les limites

$$I_s(1 \pm i_s), \quad I_p(1 \pm i_p)$$

Si on désire que le changement d'état du bistable se fasse par franchissement du courant de pic lorsque p des n variables binaires auront la valeur « 1 », il suffira que

$$pI_s(1 - i_s) > I_p(1 + i_p) \tag{3}$$

$$(p - 1)I_s(1 + i_s) < I_p(1 - i_p) \tag{4}$$

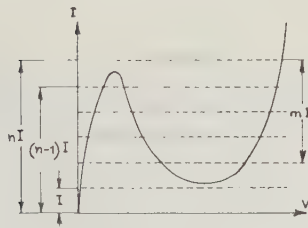
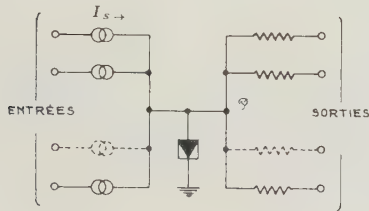


FIG. 6. — Logique à seuil, porte « et ».

On a négligé dans ces formules l'influence de la charge du bistable. La résolution du système (3) (4) conduit à la formule

$$p_{\max} < \frac{(1 + i_s)(1 + i_p)}{2(i_s + i_p)} \tag{5}$$

à partir de laquelle a été tracé le réseau de courbes de la figure 7.

3.2. TEMPS DE COMMUTATION

Si on néglige la résistance et l'inductance série de la diode et si on admet que le basculement est provoqué par une impulsion d'amplitude I à temps de montée

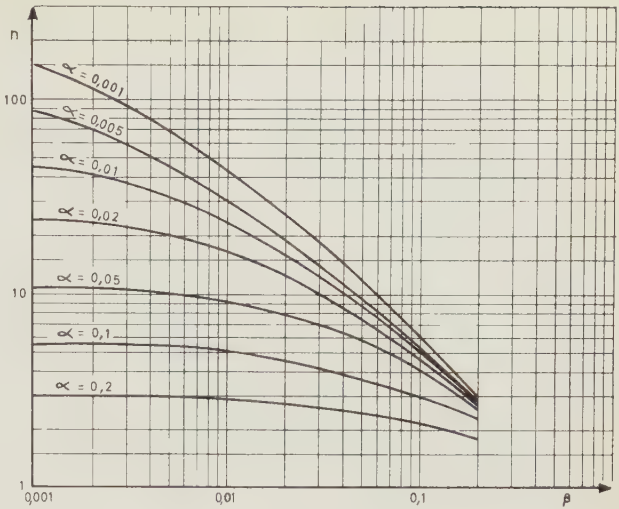


FIG. 7.

infiniment court et dont le palier est plus long que le temps de commutation. Si on appelle I_A le courant de repos et que

$$I = (I_p - I_A) + \Delta I, \quad \Delta I \text{ « surcourant »}$$

En supposant la capacité de jonction C constante et la résistance de charge infinie et en assimilant la courbe de la diode tunnel à une ligne brisée (fig. 8), le temps total de commutation se divise en 5 temps élémentaires correspondant aux segments ab , bc , cd , de , ea' de la droite de charge

$$t_1 = \rho_1 C \text{ Log} \left(1 + \frac{I_p - I_A}{\Delta I} \right)$$

$$t_2 = C \frac{V_{p2} - V_{p1}}{\Delta I}$$

$$t_3 = \rho_3 C \text{ Log} \left(1 + \frac{I_p - I_V}{\Delta I} \right)$$

$$t_4 = C \frac{V_{V2} - V_{V1}}{I_p - I_V + \Delta I}$$

$$t_5 = \rho_5 C \text{ Log} \left(\frac{I_p - I_V + \Delta I}{I_p - I_A + \Delta I} \right)$$

ρ_1, ρ_3, ρ_5 représentent les résistances différentielles de la diode sur les segments AB , CD et EF , t_4 correspond à la plus grande variation de tension aux bornes du bistable et pourra être pris comme temps de commutation. En négligeant I_v et ΔI devant I_p

$$t_4 \sim \frac{C}{I_p} (V_p - V_F)$$

ceci justifie l'utilisation fréquente du coefficient $\frac{C}{I_p}$

comme facteur de mérite de la jonction. La valeur est couramment comprise entre 0,1 et 20 pF/mA.

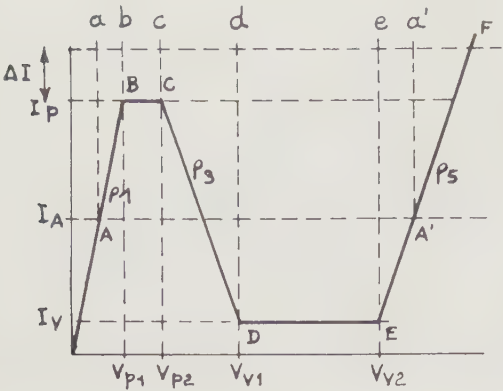


FIG. 8.

3.3. ENCHAÎNEMENT DE CIRCUITS A SEUIL

Pour réaliser avec succès une suite d'opérations logiques, il y aura lieu d'adjoindre au circuit de la figure 6 qui est un dipole, les moyens d'assurer une propagation unidirectionnelle du flot d'informations, et on pourra avoir recours à deux systèmes de base :

3.3.1. Enchaînement asynchrone

On pourrait par exemple intercaler entre les bistables successifs des éléments de couplage unidirectionnels, diodes ou diodes backward, toutefois l'analyse des tolérances montre que malgré son apparente simplicité, ce type d'enchaînement conduit à des exigences irréalisables (fig. 9).

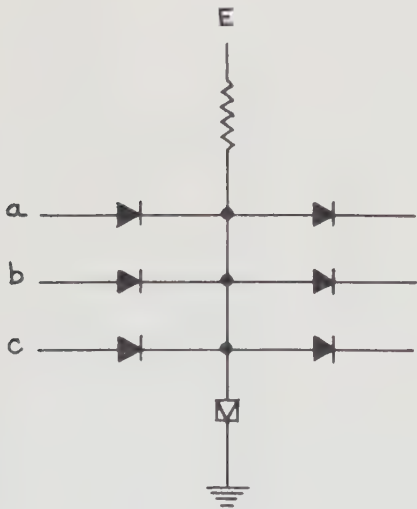


FIG. 9.

Cette situation peut être améliorée en utilisant des transistors (fig. 10) comme éléments de couplage, ce qui fait perdre le bénéfice des avantages spécifiques des dispositifs à effet tunnel.

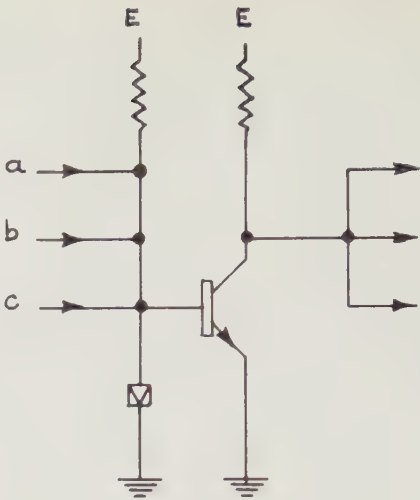


FIG. 10.

3.3.2. Enchaînement synchrone (fig. 11).

On intercalera entre les circuits successifs ou on leur incorporera une condition « et » entre l'information en cours de traitement et des signaux d'horloge décalés.

L'analyse des tolérances de fonctionnement dans ce cas est très complexe et fait intervenir la dispersion des valeurs de I_p , V_p et V_F et, même dans une plage de températures de fonctionnement réduite, il y a peu d'espoir de dépasser $p = 3$. Ceci permettrait de réaliser tout au plus une condition « et » entre deux variables binaires et le signal d'horloge au prix d'extrêmes complications pour la production des

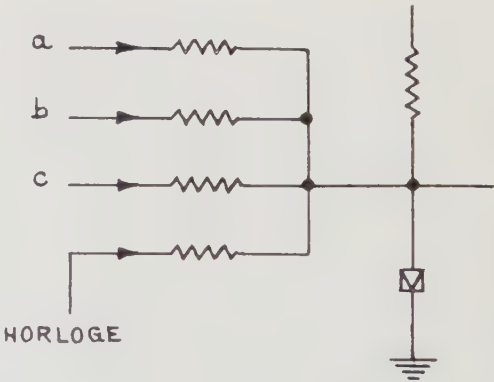


FIG. 11.

signaux de synchronisation et de remise à « 0 ». Par ailleurs, aucun circuit de négation vraiment satisfaisant n'a encore été proposé.

4. Circuits logiques majoritaires

4.1. BISTABLE « GOTO-PAIR »

La figure 12 représente un circuit bistable dû au japonais Eiichi GOTO. Si on considère le dipôle cons-

titué par la source de tension E connectée en série avec une diode tunnel, sa courbe caractéristique $I = f(V)$ sera celle de la diode, décalée parallèlement à l'axe des tensions, d'une abscisse E . Les diagrammes A, B, C montrent la disposition relative des caractéristiques des deux dipôles du circuit pour des valeurs croissantes de E . On voit sur le diagramme B que, pour une valeur de E convenablement choisie, les courbes peuvent présenter trois points d'intersection dont deux représentent des états stables du système. Si on injecte au point M un courant de synchronisation I_s , il aura pour effet de décaler verticalement les courbes et on voit (D, E, F) que le système évoluera vers la caractéristique la plus basse. L'état final ne dépendra que du sens du courant I_s et non de son amplitude si toutefois son intensité dépasse un seuil I_{s0} qui dépend de la dissymétrie des composants, donc de leurs tolérances.

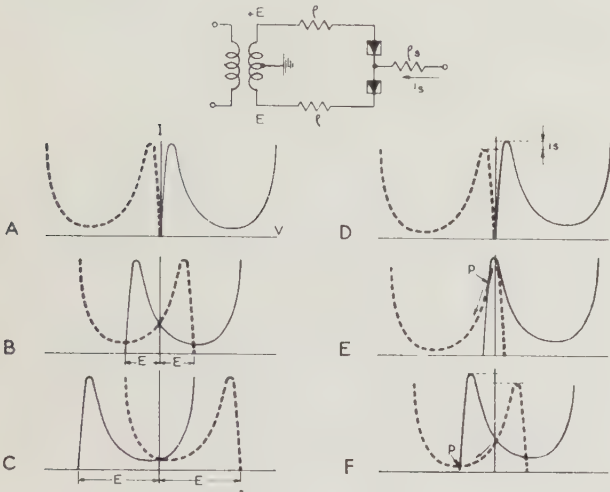


FIG. 12. — Bistable à diode tunnel. Type « Goto Pair »

d'où l'on tire :

$$i_1 = \frac{[2P + R(1 - r - e)]E + R(1 - r)V_s}{R^2 + 2RP}$$

$$i_2 = \frac{[2P + R(1 + r + e)]E - R(1 + r)V_s}{R^2 + 2RP}$$

et la condition à remplir pour que (DT_1) bascule la première est :

$$i_1 = I_{p_1} \quad i_2 < I_{p_2}$$

où I_{p_1} et I_{p_2} représentent les courants de pic correspondants. Le cas le plus défavorable sera :

$$i_1 = I_p(1 + i_p)$$

$$i_2 < I_p(1 - i_p)$$

Ce qui, tous calculs faits, conduit à la condition :

$$V_s > I_p[R(r + e) + (R + 2P)i_p] \tag{8}$$

On remarque que si $2P \gg R$, on aura sensiblement

$$V_s > (R + 2P)I_p i_p \quad \text{ou} \quad I_s > 2I_p i_p$$

Après basculement, le bistable sera équivalent au schéma de la figure 13b. La diode DT_1 ayant commuté deviendra équivalente à son point de vallée à un injecteur de courant I_v et l'ensemble entre le point M et la masse pourra être assimilé à une source de f.é.m. :

$$v_s = \frac{P'(R'I_{V_1} - V)}{P' + R'} \tag{9}$$

et de résistance interne :

$$r_s = \frac{P'R'}{P' + R'} \tag{10}$$

Le courant débité maximal entre le point M et la masse sera $I_{p_2} - I_{v_1}$, ce qui donne pour P' une valeur minimale :

$$P'_{\min} = \frac{V - R'I_{p_2}}{I_{p_2} - I_{v_1}}$$

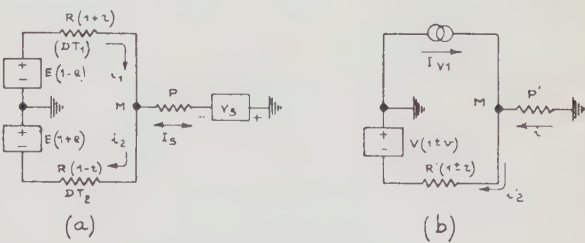


FIG. 13.

4.2.2. Régime dynamique

Supposons la tension d'alimentation E fonction sinusoïdale du temps :

$$E = V \sin(\omega t + \phi)$$

4.2. INCIDENCE DES TOLÉRANCES SUR LE SEUIL DE SYNCHRONISATION

On envisagera deux cas limites :

4.2.1. Régime quasi-statique

On suppose que les tensions E croissent assez lentement pour que tous les états intermédiaires pris par le système puissent être assimilés à des équilibres statiques. Considérons le circuit de la figure 13a où les diodes tunnel ont été assimilées à des résistances pures $\frac{V_p}{I_p}$ et sont comprises dans les résistances R . L'ensemble des $2p + 1$ entrées et des q sorties du bistable a été assimilé à une source de tension de f.é.m. V_s et de résistance interne P qui tend à provoquer le basculement de la diode tunnel (DT_1) avant (DT_2) .

Les différents éléments de circuit ont été affectés de tolérances dont les signes ont été choisis pour représenter le cas le plus défavorable. On peut écrire :

$$E(1 - e) - R(1 + r)i_1 - P(i_1 - i_2) + V_s = 0 \tag{6}$$

$$-E(1 + e) + R(1 - r)i_2 - P(i_1 - i_2) + V_s = 0 \tag{7}$$

La figure 14 représente un circuit équivalent du bistable dans lequel les approximations suivantes ont été faites :

- 1. $C_1 C_2 \rho_1$ et ρ_2 sont des constantes.
- 2. Les inductances des circuits ont été négligées.
- 3. Le bistable n'est pas chargé et le courant de synchronisation est fourni par un injecteur de courant d'intensité I_s .

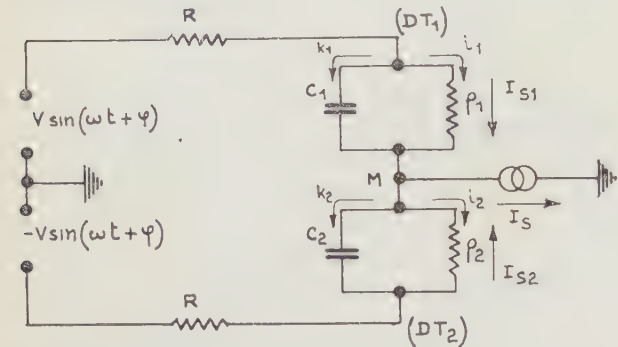


FIG. 14.

Au point M , I_s se divise en deux courants I_{s1} et I_{s2} qui circulent en permanence à travers les jonctions des diodes tunnel et se superposent aux composantes alternatives i_1 et i_2 . Pour que (DT_1) commute la première, il faudra que :

$$i_1 + I_{s1} = I_{p1}$$

$$i_2 - I_{s2} < I_{p2}$$

c'est-à-dire
$$I_s > (i_2 - i_1) + 2I_p i_p \tag{11}$$

On a :

$$i_1 + k_1 = i_2 + k_2$$

$$k_1 = j\omega \rho_1 C_1 i_1$$

$$k_2 = j\omega \rho_2 C_2 i_2$$

il vient
$$i_2 - i_1 = \frac{j\omega (\rho_1 C_1 - \rho_2 C_2)}{1 + j\omega \rho_2 C_2} i_1 \tag{12}$$

Si le terme $j\omega \rho C \ll 1$, le courant $i_2 - i_1$ sera en quadrature avec i_1 et voisin de son maximum pour $i_1 = I_{p1}$. Par ailleurs, si on choisit :

$$V = \frac{V_V}{2}$$

on aura

$$|i_1| \equiv \frac{V_V}{2(R + \rho)}$$

et

$$(i_2 - i_1)_{\max} \equiv \frac{V_V}{2} \frac{\omega(\rho_1 C_1 - \rho_2 C_2)}{R + \rho}$$

En comparant les équations (11) et (13), on voit que la fréquence d'horloge sera davantage limitée par la dissymétrie des capacités de jonction que par le temps de basculement propre du bistable.

4.3. LOGIQUE MAJORITAIRE

On démontre que toutes les opérations de l'algèbre de Boole peuvent être effectuées en ayant seulement recours à deux opérations élémentaires : négation et majorité.

4.3.1. Opération majorité

Soient $2p + 1$ variables binaires $a, b, c, \dots$. On dira que A est le résultat de l'opération majorité et on écrira :

$$A = \text{Maj}(a, b, c, \dots)$$

s'il est égal à au moins $p + 1$ d'entre elles.

4.3.2. Correspondances entre l'algèbre de Boole et l'algèbre majoritaire

Opération « et ». Soient $p + 1$ variables, $a, b, c, \dots$. On pourra obtenir le résultat de l'opération « et » portant sur ces variables en effectuant l'opération majorité sur les $p + 1$ variables accompagnées de p variables supplémentaires prises égales à 0 :

$$\text{ex. : } a.b \neq \text{Maj}(a, b, 0)$$

Opération « ou ». Soient $p + 1$ variables $a, b, c, \dots$. Le résultat de l'opération « ou » sur ces variables sera le même que celui de l'opération majorité sur ces $p + 1$ variables accompagnées de p variables supplémentaires prises égales à 1.

$$\text{ex. } a \vee b \neq \text{Maj}(a, b, 1)$$

4.3.4. Porte « Majorité » (fig. 15)

Le bistable « Goto pair » permet de réaliser l'opération majorité.

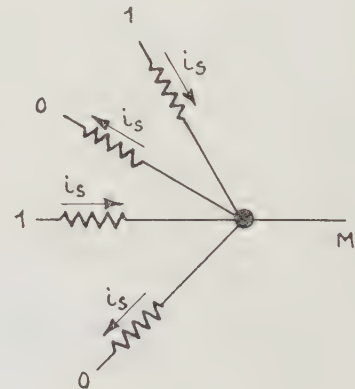


FIG. 15.

En effet, remplaçons par un éventail de $2p + 1$ résistances connectées au point M (fig. 12) à la source V_s et la résistance P et injectons par ces $2p + 1$ résistances des courants de même amplitude i_s se dirigeant vers M s'ils représentent des « 1 » et s'en éloignant s'ils représentent des « 0 ». Le courant de synchronisation total injecté en M sera leur somme algébrique. Si i_s est supérieur au seuil de synchronisation, le sens de basculement du bistable dépendra du résultat de l'opération Majorité effectuée sur les $2p + 1$ variables.

Cas de 3 variables. On vérifie que :

$$\text{Maj}(a, b, c) \equiv a.b \vee b.c \vee c.a \quad (14)$$

Inversement, pour une fonction de 3 variables binaires indépendantes a, b, c pouvant se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} f(a, b, c) &\equiv a[f_1(b, c) \vee f_2(b, c)] \vee \bar{a}f_3(b, c) \cdot f_4(b, c) \\ &\equiv \text{Maj}[a, af_1 \vee \bar{a}f_3, af_2 \vee \bar{a}f_4] \end{aligned}$$

4.3.3. Application : addition de 3 variables binaires

Soient 3 variables binaires a, b, c , S la somme et R la retenue de l'addition de ces 3 variables :

$$R = \text{Maj}(a, b, c) \quad (16)$$

La somme, en algèbre de Boole est donnée par l'expression :

$$\begin{aligned} S &= a, b, c \vee a \cdot \bar{b} \cdot \bar{c} \vee \bar{a} \cdot \bar{b} \cdot c \vee \bar{a} b c \\ &= a[b \cdot c \vee \bar{b} \cdot \bar{c}] \vee \bar{a}[\bar{b} \cdot c \vee b \cdot \bar{c}] \\ &= a[b \cdot c \vee \bar{b} \cdot \bar{c}] \vee \bar{a}[b \vee c] [\bar{b} \vee \bar{c}] \end{aligned}$$

Par application de la formule de conversion (15) :

$$S = \text{Maj}[a, abc \vee \bar{a}(b \vee c), \bar{a}\bar{b}\bar{c} \vee \bar{a}(\bar{b} \vee \bar{c})]$$

deux nouvelles applications de la formule (15) donnent :

$$\begin{aligned} \bar{a}(b \vee c) \vee a b c &= \text{Maj}(\bar{a}, b, c) \\ \bar{a}(\bar{b} \vee \bar{c}) \vee a \bar{b} \bar{c} &= \text{Maj}(\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}) = \bar{R} \end{aligned}$$

$$S = \text{Maj}[a, \text{Maj}(\bar{a}, b, c), \bar{R}] \quad (17)$$

4.4. ENCHAÎNEMENT D'OPÉRATIONS LOGIQUES

La porte élémentaire étant un dipôle, il y aura lieu, en vue d'assurer une propagation unidirectionnelle du flot d'informations, d'alimenter les bistables à l'aide de signaux d'horloge décalés dans le temps. La figure 16 montre un exemple de signaux d'alimentation dit à 3 sous-horloges par lequel le bistable B ne peut recevoir de signal de synchronisation que de A, C de B et A' (alimenté par le même signal que A), seulement de C, etc... Produire des signaux carrés à fréquence très élevée (plusieurs dizaines de MHz) et les acheminer aux points d'utilisation, sans leur faire subir de déformations exagérées, présente certaines difficultés.

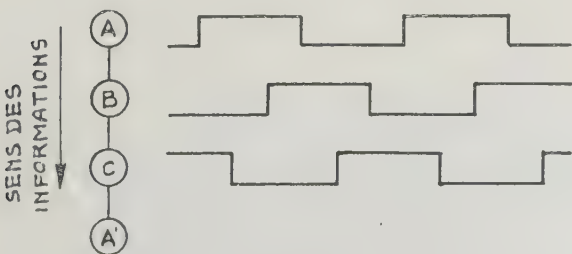


FIG. 16.

On a pu se contenter de signaux sinusoïdaux en adoptant un système à 4 sous horloges qui présente en outre l'avantage d'élargir les tolérances sur la phase, comme on peut le contrôler (fig. 17).

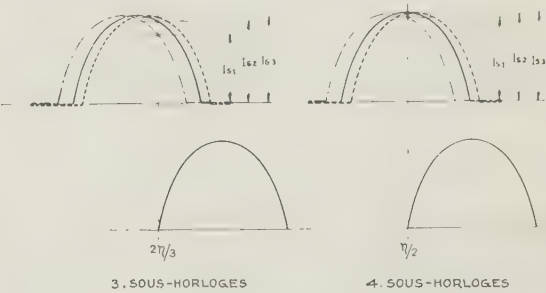


FIG. 17. — Tolérances de phase.

4.5. CONDITIONS DE SYNCHRONISATION

On a vu au paragraphe 4.2. quelles étaient les conditions limites à satisfaire pour assurer la synchronisation d'un bistable. En réalité la source V_s de résistance interne P de la figure 13a est constituée par $2p + 1$ bistables « actifs » qui se comportent comme des sources de f.é.m. v_s et de résistance interne r_s connectés à travers des résistances R et q résistances R connectées à des bistables « passifs » du rang suivant.

La figure 18 montre les interconnexions entre circuits de rang voisin.

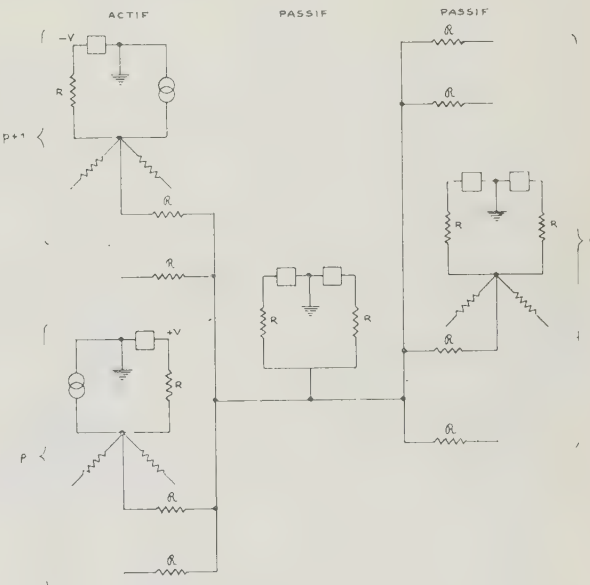


FIG. 18.

Dans tout ce qui suit, on supposera que la résistance R du bistable (diode + résistance de source) est constante et affectée d'une tolérance r et les résistances R d'une tolérance ρ et on se placera dans les cas suivants :

A) tous les bistables ont $2p + 1$ entrées et $2p + 1$ sorties.

B) tous les bistables ont $2p + 1$ entrées et 1 sortie.

La valeur minimale de la charge d'un bistable a été déjà calculée au paragr. 4.2.1. On pourra sans erreur appréciable supposer qu'elle est constituée par un éventail de résistances $\mathcal{R}$ soit :

$$A) \quad \mathcal{R}_{\min} = (4p+2) \frac{V(1+v) - R(1-2)I_p(1-i_p)}{I_p(1-i_p) - I_v(1+i_r)}$$

$$B) \quad \mathcal{R}_{\min} = (2p+2) \frac{V(1+v) - RI_p(1-i_p-r)}{I_p(1-i_p) - I_v(1+i_r)}$$

en affectant les différents termes des tolérances qui rendent $\mathcal{R}$ maximal. Dans les deux cas, les courbes $\mathcal{R}_{\min} = f(i_p)$ pourraient être assimilées à des droites de pente $(4p+2)R$ ou $(2p+2)R$.

Le calcul de $\mathcal{R}_{\max}$ est beaucoup plus compliqué car il doit tenir compte de l'existence

a) des tensions parasites existant aux bornes des bistables des rangs "passifs", par suite de leur défaut de symétrie.

b) des tensions parasites en provenance des autres rangs de bistables « actifs ».

Les courbes $\mathcal{R}_{\max} = f(i_p)$ figure 19 représentent une solution approchée de ce problème dans le cas où on néglige les tensions parasites, où on suppose les tensions $+E$ et $-E$ parfaitement symétriques par rapport à la masse et variant assez lentement pour ne

4.6. COMPLÉMENTATION

Comme dans le cas des circuits logiques à seuil, aucun circuit de complémentation vraiment satisfaisant n'a encore été proposé. La solution la plus simple demeure l'interposition d'un transformateur inverseur suivi d'un bistable assurant la remise en forme des signaux (fig. 20).

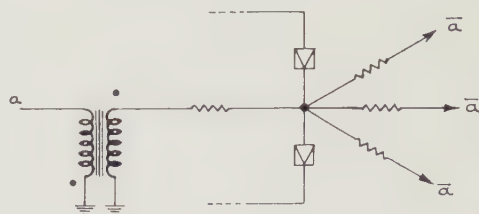


FIG. 20.

4.7. ADDITIONNEUR BINAIRE

Nous avons réalisé au Laboratoire Central de Télécommunications une maquette comportant 32 bistables et effectuant, par application, des formules (16) et (17) établies au paragraphe 4.3.3., l'addition série de deux nombres binaires de 8 chiffres en 225 ns. On voit figure 21 le schéma d'un des bistables et figure 22 le diagramme fonctionnel d'un étage. Pour des raisons de commodité, on a préféré introduire en courant continu les données et leurs compléments.

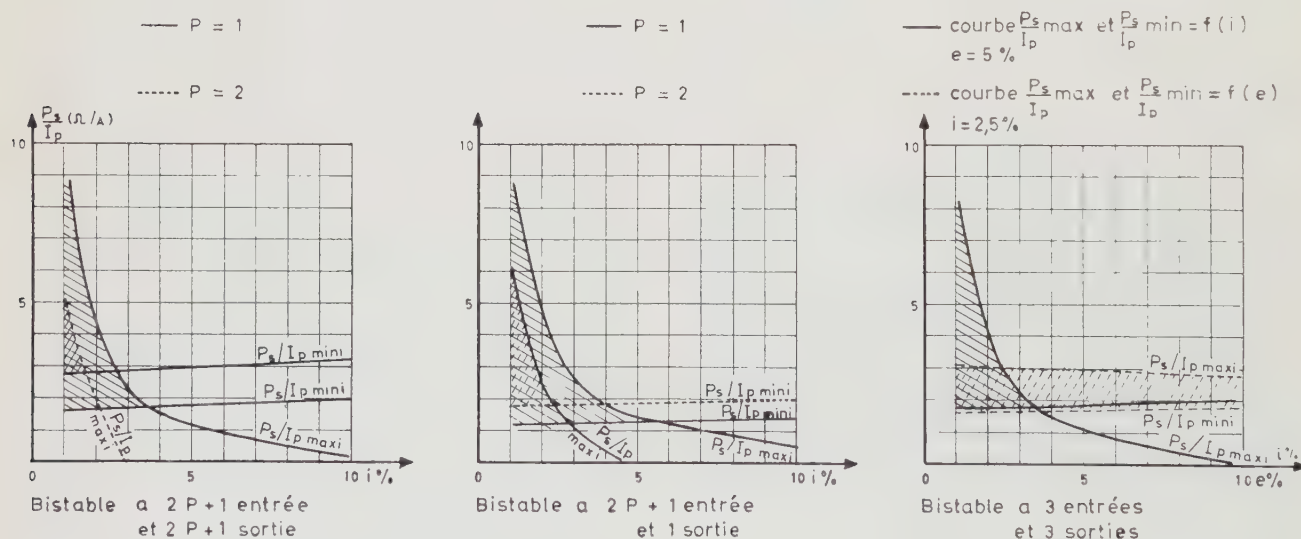


FIG. 19.

pas avoir à tenir compte de la dissymétrie des capacités de jonction.

Ces courbes montrent que, dans toutes ces hypothèses, il n'est déjà pas possible d'atteindre $p = 2$ avec des composants dans les tolérances disponibles commercialement. On devra donc se limiter à des systèmes à 3 entrées et 1 ou 3 sorties.

L'horloge est une source sinusoïdale à 10 MHz qui fournit les phases 1 et 3 par choix du sens de couplage des transformateurs et les phases 2 et 4 de façon identique, mais sur un signal retardé d'1/4 de période par un tronçon de câble coaxial. Le temps requis par chaque opération élémentaire est de 25 ns, ce qui correspondrait à une logique standard à 40 MHz.

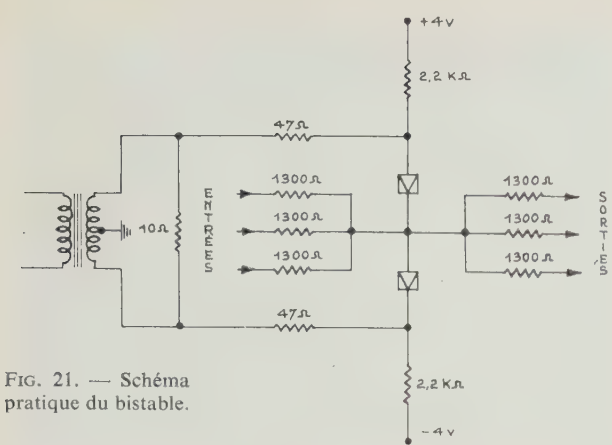


FIG. 21. — Schéma pratique du bistable.

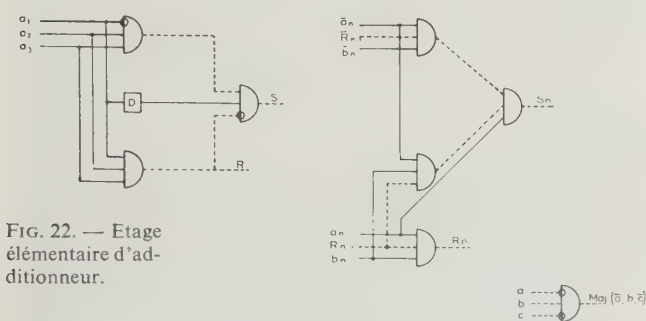


FIG. 22. — Etage élémentaire d'additionneur.

5. Mémoires

5.1. DOMAINES D'APPLICATION

L'amélioration du temps d'accès des mémoires à tores de ferrite n'a pas jusqu'à présent réussi à accompagner l'accroissement des vitesses de travail des circuits logiques et il s'est créé un besoin, soit de dispositifs nouveaux plus rapides permettant des capacités comparables, soit de petites mémoires ultra rapides destinées à être interposées en tampon entre les circuits et une mémoire plus lente à grande capacité.

Il semble que l'utilisation des diodes tunnel à la réalisation de ces mémoires tampons soit un de leurs domaines d'applications les plus prometteurs. Des considérations économiques semblent limiter la capacité de telles mémoires entre quelques centaines et quelques milliers de points.

5.2. MÉMOIRE PARALLÈLE A LECTURE DESTRUCTIVE

5.2.1. Principe

La figure 23 représente les conditions de polarisation et le schéma d'un point de mémoire, dont le principe de fonctionnement est celui de la logique à seuil. Le seuil est constitué par le courant de pic I_p , le paramètre le plus précisément contrôlé d'une diode tunnel. La valeur de la résistance de polarisation est importante, la droite de charge est quasi horizontale, elle coupe la caractéristique statique de la diode tunnel en deux points de fonctionnement stable :

Le basculement de la diode tunnel se fait par l'application d'impulsions de courant :

- deux impulsions positives en coïncidence assurent l'enregistrement, c'est-à-dire le passage de « 0 » à « 1 » ; une seule de ces impulsions n'est pas suffisante pour assurer le basculement ;
- une impulsion négative effectue la lecture destructive parallèle d'un mot entier.

Les trois entrées LY, EY, EX sont connectées en liaison directe avec les collecteurs des trois transistors rapides *p-n-p* en montage EC qui travaillent en régime

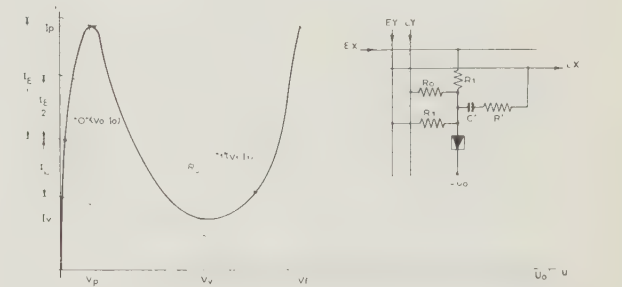


FIG. 23. — Cellule de mémoire à diode tunnel.

de saturation. Le transistor connecté à LY est normalement saturé et porte cette entrée à la tension de saturation $-V_{CE\text{ sat}}$ fournissant ainsi la polarisation de la diode à travers la résistance R_1 .

Les transistors EY et EX sont normalement bloqués ; ils mettent les entrées correspondantes à la tension d'alimentation des collecteurs $-U_{ce}$ (qui peut être choisie égale à $-U_o'$). Le réseau R'C' permet de recueillir sur LX des impulsions provenant de la commutation de la diode.

La figure 24 montre la forme approximative des signaux d'attaque à appliquer sur les entrées (LY, EY et EX), ainsi que le signal de sortie (LX) pour l'inscription et la lecture d'un « 1 » (à gauche) et d'un « 0 » (à droite).

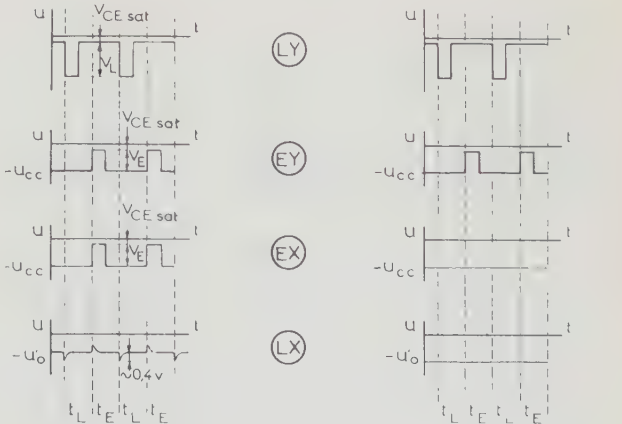


FIG. 24. — Signaux d'attaque de la cellule de mémoire.

Dans le circuit proposé, la lecture destructive assure un signal de lecture important, et un rapport signal utile (lecture d'un « 1 ») à signal parasite (lecture d'un « 0 ») qui dépasse 20 indépendamment des dimensions de la matrice. Les circuits d'accès sont particulièrement simples et sûrs.

Le calcul montre : 1° que seules les tolérances sur 3 grandeurs — tensions, résistances et courant de pic — sont mises en jeu, 2° qu'elles ont la même importance et 3° que — dans le cas le plus défavorable — leur somme peut varier entre $\pm 20\%$ et $\pm 25\%$. Ceci conduit à une réalisation aisée avec des composants courants.

5.2.2. Réalisation

Une maquette de 8 mots de 24 chiffres binaires fonctionne depuis l'automne 1961. Le cycle complet de travail est de 100 ns. Le temps d'accès de la matrice seule est de l'ordre de 10 ns, la vitesse est limitée par des circuits associés à transistors.

On trouvera figure 25 des oscillogrammes des signaux : les impulsions d'enregistrement (en haut) et le basculement d'une diode tunnel (en bas). La vitesse de la base de temps est de 20 ns/div.

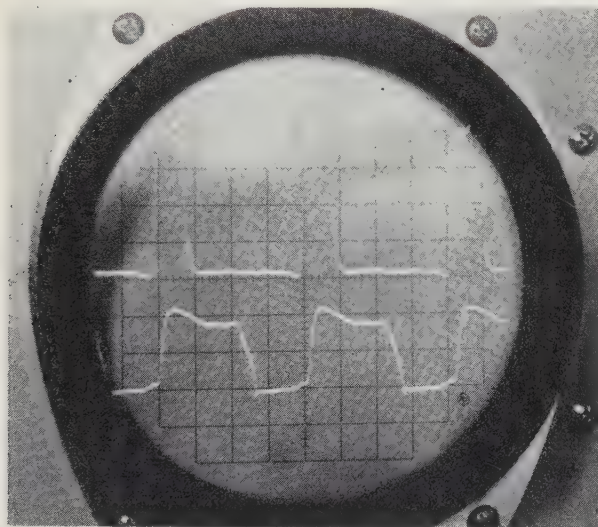


FIG. 25.

La figure 26 montre un exemple de câblage : une plaque imprimée double face contenant 8×8 points de mémoire, 8 générateurs d'attaque, et 8 amplificateurs de lecture. En microcircuits, une densité de 30 points par centimètre cube a été obtenue.

5.3. MÉMOIRE A LECTURE DESTRUCTIVE ET ACCÈS AU HASARD PAR POINT

5.3.1. Principe

La figure 27a montre le schéma du point élémentaire de la matrice de mémoire, et la figure 27b, les conditions de polarisation de la diode tunnel.

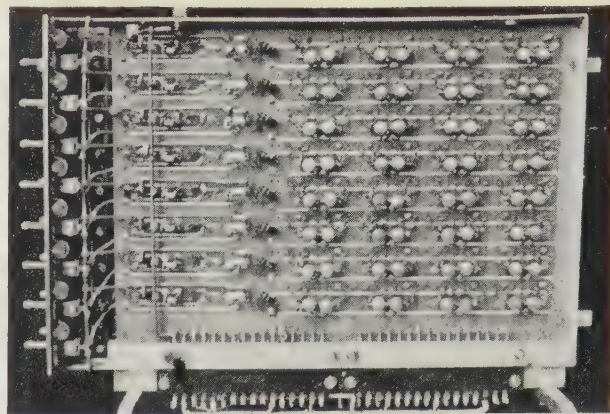


FIG. 26.

Selon le signal envoyé sur le fil x , la droite de charge peut occuper un des deux niveaux I_{IL} , I_{IE} . Le fil Y injecte des impulsions à 3 niveaux : 0, $+I_E$, $-I_L$. L'état « 0 » correspond à une différence de potentiel faible aux bornes de la diode tunnel (V_p), l'état « 1 » — à une différence plus importante (V_v).

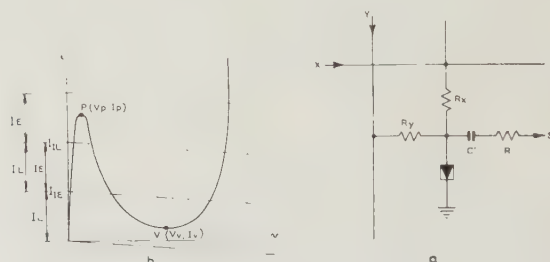


FIG. 27. — Élément de mémoire à inhibition.

Pour enregistrer un « 1 », il suffit de placer la droite de charge au niveau I_{IL} et d'appliquer par Y une impulsion $+I_E$.

Pour faire basculer la diode de « 1 » à « 0 » et effectuer une lecture destructive, il faudra placer la droite de charge au niveau I_{IE} et injecter une impulsion $-I_L$.

Aucun des autres cas possibles ne correspond à un changement d'état du système

Ce principe de fonctionnement permet d'effectuer la sélection au hasard par point pour l'enregistrement et pour la lecture, et de réaliser des mémoires série, avec des tolérances très réalistes sur les éléments.

5.3.2. Réalisation

L'élément décrit a servi à réaliser une mémoire série de 24 mots de 7 chiffres binaires, qui fonctionne avec un temps d'accès de 125 nsec. La capacité et la vitesse de la maquette sont très loin d'atteindre les performances limites, ceci étant lié à l'application particulière pour laquelle la mémoire a été conçue.

La figure 28 représente des oscillogrammes des signaux :

- sur la trace supérieure, le signal à 3 niveaux (Y);
- sur la trace du milieu, le signal qui déplace la droite de charge (X) ;
- sur la trace inférieure, le signal de lecture à la sortie d'un amplificateur.

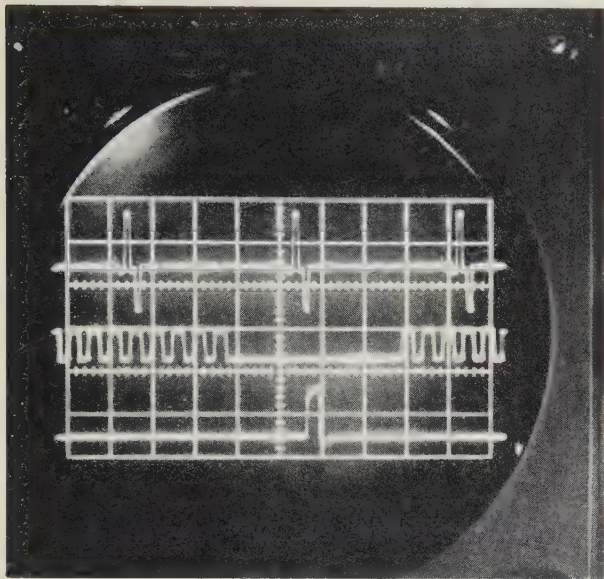


FIG. 28

On peut voir figure 29 une des 12 matrices élémentaires de 2 × 7, ainsi que des circuits d'accès et d'utilisation.

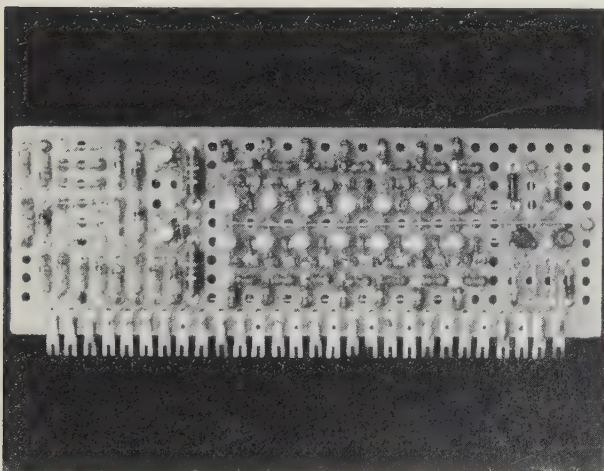


FIG. 29

5.4. MÉMOIRE A LECTURE NON DESTRUCTIVE A ACCÈS SÉRIE

5.4.1. Principe

La figure 30 représente le schéma d'une cellule élémentaire de mémoire entourée de ses amplificateurs d'attaque.

Le transistor T_2 étant bloqué, la diode tunnel DT peut être considérée comme chargée par un réseau non linéaire comportant en parallèle la diode au germanium D et une résistance R_0 .

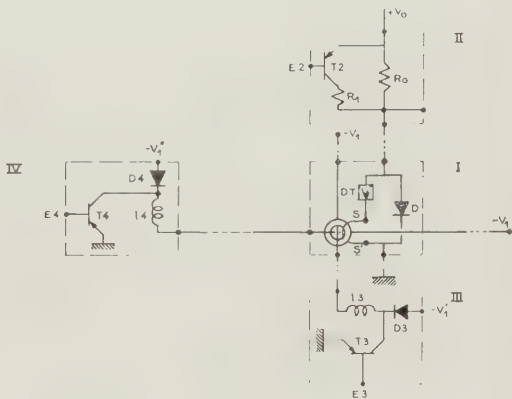


FIG. 30. — Cellule de mémoire à diode et diode tunnel et circuits associés

On voit figure 31a, que, moyennant un choix d'éléments appropriés, la courbe caractéristique de la diode tunnel et celle du réseau de charge peuvent se couper en 3 points dont 2 représentent des états stables.

Inscription d'un « 1 ». Si on applique, par l'intermédiaire du transformateur T une impulsion de tension E en série avec DT , elle aura pour effet de décaler horizontalement la caractéristique de la diode tunnel (fig. 31b), et, à partir d'une certaine valeur seuil E_{SO} (fig. 31c), le système ne présentera plus qu'un seul état stable. Le transformateur T comporte 2 primaires reliés respectivement aux fils de ligne et colonne. On

choisira les valeurs de $\frac{di}{dt}$ dans chacun de ces primaires pour que la force électromotrice induite dans le secondaire SS' ne dépasse le seuil E_{SO} que pour la cellule de mémoire, située au point de croisement de la ligne et de la colonne sélectionnées.

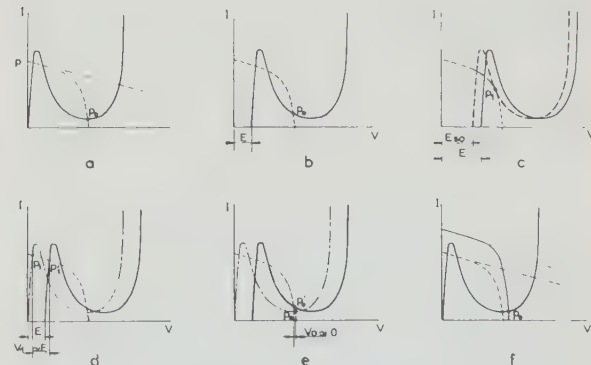


FIG. 31. — Cellule de mémoire à diode et diode tunnel.

Lecture. Si $E < E_{S0}$ l'état du point ne sera pas modifié par le passage de l'impulsion. Toutefois, la différence de potentiel aux bornes de la diode D variera d'une tension $V_1 \neq E$ si le point est dans l'état « 1 » et de $V_0 \neq 0$ si le point est dans l'état 0 (fig. 31d et e).

Remise à « 0 ». Par une diminution suffisante de R_0 , on peut faire disparaître le point d'intersection des courbes correspondant à l'état « 1 » (fig. 31f).

Organisation en matrice. La figure 32 montre l'organisation d'une matrice de 3 mots de 4 chiffres et les signaux à appliquer sur les fils de lignes et de colonnes pour l'enregistrement série du mot 1001. Pour la lecture, on laissera subsister les signaux de balayage des lignes et on recueillera les signaux de lecture aux points $P_1 P_2 P_3$.

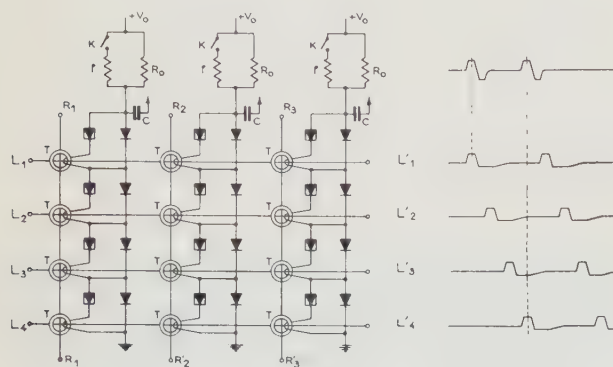


FIG. 32. — Matrice de mémoire.

Remarque. Le seuil de commutation E_S n'est pas forcément égal à E_{S0} en raison de l'inductance du secondaire du transformateur. En effet, si on désigne par r_D , r_{DT} , les résistances différentielles de la diode et de la diode tunnel au voisinage du point d'intersection des courbes par L — l'inductance série et par C la capacité de jonction de la diode tunnel, les conditions de stabilité deviennent

$$-r_{DT} > r_D > -\frac{L}{Cr_{DT}}$$

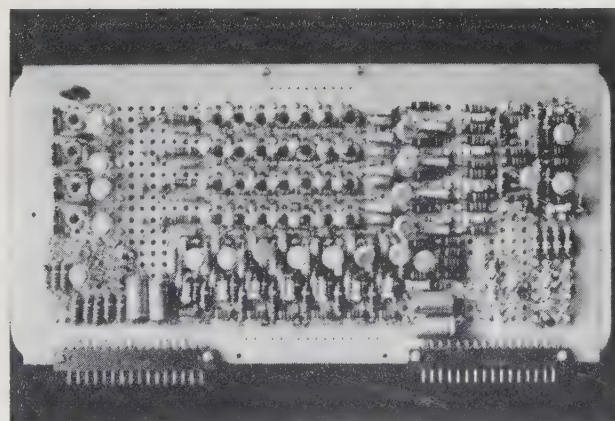


FIG. 33.

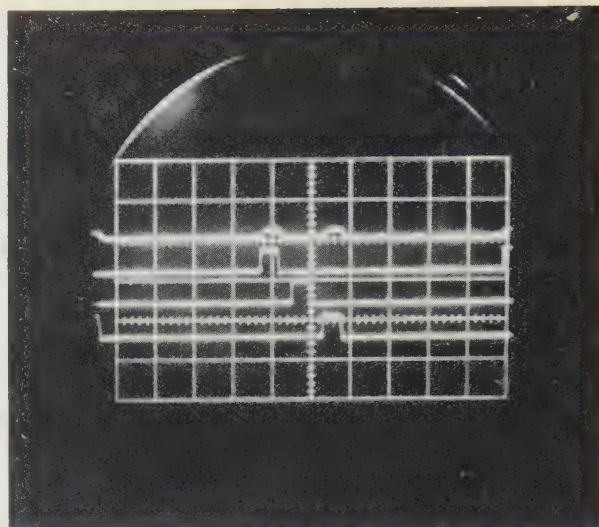


FIG. 34.

5.4.2. *Maquette de démonstration.* La figure 33 montre une mémoire expérimentale de 4 mots de 7 bits qui comporte la matrice de mémoire, ses amplificateurs d'accès, et le registre et les matrices de codage et décodage d'adresse. La fréquence d'horloge de 1,25 MHz ne correspond pas à une limite de vitesse, les points de la matrice fonctionnant encore de façon satisfaisante, avec des impulsions de 20 ns. On notera figure 34 sur la trace supérieure, qui représente le signal de lecture avant amplification, correspondant aux impulsions d'interrogation (3 traces inférieures), le rapport signal/parasite élevé.

6. Conclusions

On pourra d'après la bibliographie très sommaire ci-dessous des articles parus sur les applications des diodes tunnel apprécier l'énorme somme de travail qui a été consacrée à ce sujet. Il ne semble pas malgré cela que l'on soit à la veille d'une révolution technique aussi profonde que celle provoquée par l'apparition des transistors.

BIBLIOGRAPHIE

1. GÉNÉRALITÉS

- [1.1.] ESAKI L. — *Phys. Rev.*, vol. 109, p. 603, 1958.
- [1.2.] YAJITIMA T., ESAKI L. — *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 13, p. 1281, 1958.
- [1.3.] KELDYS L.V.J. — *Exp. Theoret. Phys.*, URSS 34, 962 1958.
- [1.4.] PRICE P.J., RADCLIFFE J.M., ESAKI L. — *IBM Journal*, vol. 3, p. 364, oct. 1959.
- [1.5.] HOLONIAK N. Jr, LESK I.A., HALL R.N. — *Phys. Rev. Lett.* 3, 1959, 167.
- [1.6.] HOLONIAK N. Jr, LESK I.A. — *Proc. I.R.E.*, vol. 48, p. 1405, Aug. 1960.
- [1.7.] *Proc. Int. Conf. on Sem. Cond. Physics*, Prague, 1960.

Communications de :

- HALL R.N., p. 193.
- CHYNOWETH A.C., LOGAN R.A., p. 201.
- KANE E.O., p. 204.

- [1.8.] HALL R.N., RACETTE J.H., EHRENREICH H. — *Phys. Rev. Letters* 4, 1960, p. 456.
 - [1.9.] CHYNOWETH A.G., FELDMAN W.L., LEE C.A., LOGAN R.A., PEARSON G.L., AIGRAIN P. — *Phys. Rev.*, vol. 118, p. 425, 1960.
 - [1.10.] MEAD A.C. — *Proc. I.R.E.*, vol. 48, p. 1478, Aug. 1960.
 - [1.11.] CHYNOWETH A.G., FELDMAN W.L., LOGAN R.A. — *Phys. Rev.*, vol. 121, 2nd ser, p. 684, Feb. 1, 1961.
 - [1.12.] BATES C.W. — *Phys. Rev.*, vol. 121, 2nd ser, p. 1070, Feb. 15, 1961.
 - [1.13.] GIAVER I. — *Electronics*, vol. 34, p. 54, Mar. 17, 1961.
 - [1.14.] Communications de CADY W.R., p. 359, Dr AMER S. et FULOP, p. 369, LECLERC P., p. 388, WAGNERBERGER W., p. 397, GREMMELMAIER R., HENKEL H.J., KLEIN E., BUDER E., p. 402, Dr ROBERTS G.N. et PRZYBYLSKI J., p. 410, MICHELITSCH M., p. 428. *Colloque International sur les dispositifs à Semiconducteur*, Paris, février 1961, vol. 1.
 - [1.15.] MEAD C.A. — *Journ. of App. Physics*, vol. 32, n° 4, Apr. 1961.
 - [1.16.] HARTMANN H.J., MICHELITSCH M. — *S.E.L. Nachrichten*, 1961, n° 1.
 - [1.17.] VUL B.M. — *Soviet Physics Solid State*, vol. 2, n° 11, May 1961.
 - [1.18.] VUL B.M., SHOTOV A.F., GRISHECKINA S.F. — *Soviet Physics Solid State*, vol. 3, N° 2, August 1961.
 - [1.19.] CHYNOWETH A.G., FELDMAN W.L., LOGAN R.A. — *Bell Telephone Syst. Monograph*, n° 3837, April 1961.
 - [1.20.] BELOVA N.A. — *Electronics Express*, vol. 3, n° 10, 1961.
 - [1.21.] SHOTOV A.F., GRISHECKINA S.F. — *Electronics Express*, vol. 3, n° 10, 1961.
 - [1.22.] CHYNOWETH A.G., LOGAN R.A., THOMAS D.E. — *Bell Tel. Syst. Monograph*, n° 4157, July 1962.
- ## 2. APPLICATIONS
- [2.1.] ESAKI L., MIYAHARA Y. — A new device using the tunneling process in narrow p-n junctions. *Solid-State Electronics*, vol. 1, p. 13, March 1960.
 - [2.2.] FUKUI H. — The characteristics on an Esaki diode at microwave frequencies. *Journ. I.E.C.E. Japan*, vol. 43, p. 1351, nov. 1960.
 - [2.3.] FURUKAWA Y. — Electrical Characteristics of Esaki Diodes. *Journ. I.E.C.E. Japan*, vol. 43, p. 1396, déc. 60.
 - [2.4.] FUKUI H. — Microwave figure of merit for tunnel diodes. *Electronics*, vol. 34, p. 62, March 3, 1961.
 - [2.5.] FURUKAWA Y. — Electrical characteristics of Esaki diodes. *Journal of I.E.C.E. of Japan*, vol. 43, n° 12, déc. 1960.
 - [2.6.] TODD C.D. — Measurements on T.D. negative resistance. *Review of Sci. Inst.*, vol. 32, n° 3, March 1961, p. 338.
 - [2.7.] MULLER M. — Betrachtungen zur Grenzfrequenz der Tunneliod. *Nachrichten technische Zeitschrift*, n° 4, 14^e année, Avril 1961.
 - [2.8.] TODD C.D. — Tunnel diode applications. *Electrical Eng.*, vol. 80, n° 4, April 1961.
 - [2.9.] HARTMANN H.J., MICHELITSCH M., STEINHAUSER W. — Die Tunnel diode. *S.E.L. Nachrichten*, 9^e année, n° 1, 1961.
 - [2.10.] EASLEY J.W., BLAIR R.R. — Fast neutron bombardment of silicon T.D. *Bell Tel. Syst. Monograph*, n° 3763, Feb. 1961.
 - [2.11.] LECLERC M. — Principe, Technologie et applications des diodes tunnel. *Onde Electrique*, n° 409, avril 1961.
 - [2.12.] CARD W.H. — Bridge measurements of T.D. Parameters. *I.R.E. Trans.*, vol. ED8, n° 3, May 1961.
 - [2.13.] LOGAN R.A., AUGUSTYNIAK W.M., GILBERT J.F. — Electron bombardment damage in silicon T.D. *Journ. of App. Ph.*, vol. 32, n° 7, July 1961.
 - [2.14.] SMILEN L.I., YOULA D.C. — Stability criteria for T.D. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 7, July 1961.
 - [2.15.] FUKUI H., MATSUSHIMA T. — Switching characteristics of T.D. *Journal of I.E.C.E.*, vol. 44, n° 4, Apr. 1961.
 - [2.16.] BUCHER A. et al. — Temperature dependence of the peak current of T.D. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 9, sept. 1961.
 - [2.17.] BRENNER E. — Frequency Limitations of T.D. *Electronic Design*, vol. 9, n° 23, nov. 8, 1961.
 - [2.18.] FURUKAWA Y. — Effect of neutron irradiation on T.D. *Journal of I.E.C.E. of Japan*, vol. 44, n° 8, Aug. 1961.
- ## 3. CIRCUITS NUMÉRIQUES
- [3.1.] GOTO E. and all. — Esaki diode high-speed logical circuits. *I.R.E. Trans.*, vol. EC-9, p. 25, March 1960.
 - [3.2.] KAUFFMAN M.M. — A tunnel diode tenth-microsecond memory. 1960, *I.R.E. Int. Conv. Rec.*, pt. 2, p. 114, March 1960.
 - [3.3.] CHOW W.F. — Tunnel diode logic circuits. *Electronics*, vol. 33, p. 103, June 24, 1960.
 - [3.4.] CHOW W.F. — Tunnel diode digital circuitry. *I.R.E. Trans.*, vol. EC-9, p. 295, sept. 1960.
 - [3.5.] ZENTTI, HUSIMI, KOSHIBA, NIYAMA. — Unbalance of Esaki diode pair. *Journ. I.E.C.E. Japan*, vol. 43, p. 959, sept. 1960.
 - [3.6.] NEFF G.W., BUTLER S.A., CRITCHLOW D.L. — Esaki diode logic circuits. — *I.R.E. Trans.*, vol. EC-9, p. 423, déc. 1960.
 - [3.7.] BERGMAN R.H. — Tunnel diode logic Circuits. *I.R.E. Trans.*, vol. EC-9, p. 430, déc. 1960.
 - [3.8.] TODD C.D. — A tunnel diode monostable multivibrator. *Semiconductor Products*, vol. 3, déc. 1960.
 - [3.9.] RAJCHMAN J.A. — Computer memories : A survey. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, p. 104, janv. 1961.
 - [3.10.] SIMS R.C., BECK E.R., KAMM V.C. — A survey of tunnel diode digital techniques. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, p. 136, janv. 1961.
 - [3.11.] KAUPP H.R., CORSEY D.R. — Calculated waveforms for tunnel diode locked pair. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, p. 146, janv. 1961.
 - [3.12.] GUMMEL H.K., SMITS F.M. — Margin considerations for an Esaki diode. Resistor OR gate. *Bell Syst. Tech. Journ.*, vol. XL, p. 213, janv. 1961.
 - [3.13.] MAUCH P. — The tunnel diode as a pulse generator. *Electronic Industries*, vol. 20, p. 107, feb. 1961.
 - [3.14.] LADE R.W. — Logic combines tunnel diodes with transistors. *Electronics*, vol. 34, p. 46, March 3, 1961.
 - [3.15.] What's new in Japanese T.D. circuits. — *Electronic Design*, vol. 9, n° 6, March 15, 1961.
 - [3.16.] GUMMEL H.K., SMITS F.M. — Margin considerations for an Esaki diode Resistor OR Gate. — *Bell Syst. Tech. J.*, vol. XL, n° 1, Jan. 1961 et *Bell Syst. Monograph*, n° 3752, Feb. 1961.
 - [3.17.] KAENEL R.A. — Novel adder subtractor circuit utilizing T.D.'s. *Bell Syst. Monograph*, n° 3707, nov. 1960.
 - [3.18.] HERZOG G.B. — Utilisation des diodes tunnel comme élément de calcul à vitesse extrêmement élevée. *Onde Electrique*, n° 409, avril 1961.
 - [3.19.] RABINOVICI B., RENTON C.A. — Full Binary adder with one T.D. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 7, July 1961, p. 1213.
 - [3.20.] HEIMAN F.P. — 100 Mc TD ring counter. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 7, July 1961.
 - [3.21.] HAMILTON D.J., MORGAN M.J. — The T.D. pair. *Semiconductor Products*, vol. 4, n° 7, July 1961.
 - [3.22.] CARLSON R. — T.D. fast step generator. *Electronics*, vol. 24, n° 30, July 28, 1961.
 - [3.23.] MOSER J.K. — Bistable systems of differential equations with applications to TD circuits. *IBM Journal*, vol. 5, n° 3, July 1961.
 - [3.24.] YOURKE H.S. et al. — Esaki diode not or Logic Circuits. *I.R.E. Transactions*, vol. E.C. 10, n° 2, June 1961.
 - [3.25.] KAENEL R.A. — High Speed Analog. Digital converters utilizing T.D. *I.R.E. Trans.*, vol. E.C. 10, n° 2, June 1961.
 - [3.26.] HAMMILL J. — Tunnel diode logic looks good for spaceborne computers. *Space Aeronautics*, vol. 36, n° 1, July 1961.
 - [3.27.] SMAY T.A., POHM A.V. — Design of logic circuits using thin films and T.D. *Electronics*, vol. 34, n° 37, sept. 15, 1961.
 - [3.28.] UZUNOGLU V. — A bistable flip flop using TDs. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 9, sept. 1961.
 - [3.29.] WHETSTONE A.L., KOUNOSU S., KAENEL R.A. — One T.D. Binary. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 9, sept. 1961.
 - [3.30.] MENDER K.S. — A modulo two adder for 3 inputs using a single TD. *I.R.E. Trans. E.C.* 10, n° 3, sept. 1961.
 - [3.31.] LACOUR M.J. — Circuits impulsions fondamentaux à diodes tunnel. *Onde Electrique*, n° 414, sept. 1961.

- [3.32.] SPIEGEL P. — A tunnel diode function generator 1961. *Int'l Conv. Record*, vol. 9, part 2, March 20-23, 1961.
- [3.33.] SARAFIAN G.P. — T.D. threshold logic 1961, *Int'l conv. record*, vol. 9, part 2, March 20-23, 1961.
- [3.34.] TAKAHASHI S., ISHII O. — High Speed Memory uses TD circuit. *Electronics*, vol. 34, n° 42, oct. 20, 1961.
- [3.35.] FUKUI H., IKEDA H. — Switching characteristics of Esaki diode bistable circuits. *Journal of I.E.C.E. Japan*, vol. 44, n° 6, June 1961.
- [3.36.] INFANTE C., PANDARESE F. — T.D. stabilized coincidence circuit. *Electronics*, vol. 34, n° 46, nov. 17, 1961.
- [3.37.] SAMAUN. — TD for low level triggers. *Electronics*, vol. 34, n° 47, nov. 24, 1961.
- [3.38.] GUCKEL H. — One T.D. Flip Flop HF Behavior. *Proc. I.R.E.*, vol. 49, n° 11, nov. 1961.
- [3.39.] FRANZINI P. — T.D. nanosecond coincidence circuit. *Rev. of Sci. Inst.*, vol. 32, n° 11, nov. 1961.
- [3.40.] IWAHASHI E. — Analysis of astable multivibrator with T.D. *Journal of I.E.C.E. of Japan*, vol. 44, n° 8, Aug. 1961.
- [3.41.] BREWSTER A.E. — The T.D. as a solid state circuit element. *Journal of Br I.R.E.*, vol. 22, n° 6, déc. 1961.
- [3.42.] AMODEI J., KOSONOCKY W.F. — High speed logic circuits using common base transistors and TDs. *R.C.A. Review*, vol. XXII, n° 4, déc. 1961.
- [3.43.] FOOTE R.S., HARRISON W.V. — High speed switching circuits using TD. *I.R.E. Trans.* CT8, n° 4, déc. 1961.
- [3.44.] BANZHAF J., KATZENSTEIN H.S. — One T.D. flip flop. *Proc. I.R.E.*, vol. 50, n° 2, Feb. 1962.
- [3.45.] KAUFMAN M.M. — A.T.D. Tunnel rectifier 15 nanosecond memory. *Solid State Design*, vol. 3, n° 2, Feb. 1962.
- [3.46.] Tunnel diode transistor provides fast logic. *Electronics*, vol. 35, n° 11, March 16, 1962.
- [3.47.] AUGER E.P. — A practical T.D. nor circuit. *Electronic Design*, vol. 10, n° 6, March 15, 1962.
- [3.48.] ALEKSANDER I., SCARR R.W.A. — Tunnel devices as switching elements. *Journal of the Br I.R.E.*, vol. 23, n° 3, March 1962.
- [3.49.] HEMEL A. — Study of T.D. for digital electronic circuits. *Solid State Design*, vol. 3, n° 3, March 1962.
- [3.50.] KANTOR F.W. — T.D. Gate has subnanosecond rise time. *Electronics*, vol. 35, n° 15, April 1962.
- [3.51.] URETZSKY C. — Stabilized 5 Mc T.D. Square wave generator. *Solid state design*, vol. 3, n° 4, April 1962.
- [3.52.] RABINOVICI B. — T.D. shift register. *Proc. I.R.E.*, vol. 50, n° 4, April 1962.
- [3.53.] AXELROD M.S. et al. — Some new high speed T.D. logic circuits. *I.B.M. Journal*, vol. 6, n° 2, April 1962.
- [3.54.] RENTON C.A., RABINOVICI B. — T.D. Full binary adder. *I.R.E. Trans.*, vol. E.C. 11, n° 2, April 1962.
- [3.55.] EKEISS J.A., SPIEGEL P. — T.D. coupled transistors circuits for high speed micro energy digital systems. Professional group on military electronics 1962 Conference Proc.
- [3.56.] BERGMAN R.H. et al. — High speed logic circuits using T.D. *R.C.A. Review*, vol. XXIII, n° 2, June 1962.
- [3.57.] HERZOG G.B. — Tunnel diode balanced pair switching analysis. *R.C.A. Review*, vol. XXIII, n° 2, June 1962.
- [3.58.] JUDEINSTEIN A., BÉZAGUET J. — Circuits à diodes tunnel en logique majoritaire. *Revue des Télécommunications*, vol. 37, n° 4, 1962.
- [3.59.] TYSZKA J.M. — Mémoire rapide à diode tunnel. *Revue des Télécommunications*, vol. 37, n° 4, 1962.
- [3.60.] YAMADA S., YAMANAKA K. — High speed pulse generation and coding device using a T.D. and a short ended cable. *Review of the Electrical Communication Laboratory*, vol. 10, nos 5 et 6, May-June 1962.
- [3.61.] TOMARU K. — A diode threshold logic circuit and some applications. *Review of the Electrical Communication Laboratory*, vol. 10, nos 5, 6, May-June 1962.

SUR LA CONTRIBUTION DES ATOMES EXCITÉS D'HYDROGÈNE A LA FORMATION D'UNE IMPULSION LUMINEUSE DE COURTE DURÉE

PAR

J. BERTHELOT

Nous avons mis en évidence le rôle des atomes excités à la formation d'une émission lumineuse de courte durée, de même que l'évolution correspondante des caractéristiques des raies H_δ et H_γ en fonction de la pression, en employant un système de décharge impulsif.

Nous avons également observé l'influence de l'effet Stark dans le cas d'une décharge dans l'hydrogène, sur la durée d'une impulsion lumineuse, ce qui entraîne une certaine importance au type d'observation de l'éclair, soit perpendiculairement, soit parallèlement au champ électrique, les résultats obtenus dans ces deux cas étant différents.

Influence de la durée de vie d'un atome excité

Si nous considérons un grand nombre d'atomes à l'état excité, la durée de vie d'un atome dans cet état peut avoir une valeur entre zéro et l'infini, mais la vie moyenne de l'ensemble des atomes excités est une grandeur bien définie servant à caractériser l'état excité.

La probabilité de désexcitation par unité de temps est :

$$\frac{dN}{N(t)} = -K dt$$

L'intégration de cette équation conduit à l'expression classique donnant le nombre d'atomes excités présents au temps t , $N(t)$, à partir du nombre d'atomes No présents à l'instant $t = 0$.

$$N(t) = Noe^{-Kt}$$

Le nombre d'atomes qui subissent une désexcitation entre les instants t et $t + dt$, est $dN = KN(t) dt$.

Les dN atomes ont donc vécu le temps t .
La vie totale de tous les atomes (No) est donc :

$$\int_0^\infty -KN(t)dt = \int_0^\infty -KNoe^{-Kt}dt$$

La vie moyenne d'un atome sera :

$$\tau = \frac{I}{No} \int_0^\infty -KNoe^{-Kt}dt$$

en intégrant par parties :

$$\tau = \frac{I}{K}$$

La durée de vie d'une transition est fonction de la nature du gaz et de l'état d'excitation, comme le montre le tableau ci-dessous d'après Von ENGEL.

Vie moyenne des états excités pour différents atomes			
He	2 P - 1 S	584 Å	10^{-7}
	2 S - 1 S		10^{-3}
Ne	3 P - 2 S	736 Å	10^{-9}
Na	3 P - 3 S	5 896 Å	$1,5 \cdot 10^{-8}$
	3 P - 3 S	5 890 Å	$1,5 \cdot 10^{-8}$
Cs	6 P - 6 S	8 944 Å	$3,8 \cdot 10^{-8}$
	6 P - 6 S	8 521 Å	$3,3 \cdot 10^{-8}$
Hg	6 P - 6 S	2 537 Å	$1,11 \cdot 10^{-7}$
	6 P - 6 S	1 849 Å	$1,3 \cdot 10^{-9}$

Au bout d'un temps t , l'atome revient à un état d'excitation inférieur (désexcitation) ou bien directement à l'état fondamental (radiation dite de résonance). On peut noter aussi l'existence d'états d'excitation dont le retour direct à un niveau inférieur ou normal est plus ou moins interdit par les « règles de sélection », ces états sont appelés « métastables ».

Par chocs de deuxième espèce un apport d'énergie peut amener l'atome métastable à un état d'excitation supérieur, d'où la désexcitation est possible. Les durées des états métastables sont suivant la nature du gaz, de l'ordre de 10^{-4} s à 10^{-6} s.

Résultats expérimentaux

A l'aide de filtres interférentiels, nous avons isolé le rayonnement d'un niveau d'excitation déterminé, cela dans le cas d'une décharge dans l'hydrogène. Les résultats obtenus, comme nous le montrent les courbes (fig. 1), mettent en évidence la contribution des raies H_δ et H_γ de la série de Balmer, à la formation d'une impulsion lumineuse en fonction de la pression. Il est à noter qu'il s'agit de l'influence de la pression sur la durée de vie moyenne des raies H_δ et H_γ ainsi que de leurs composantes. Sachant que chaque raie de la série de Balmer est constituée d'un doublet et d'un triplet, en réalité la non sélectivité des filtres interférentiels ($\Delta\lambda = 80 \text{ \AA}$) est bien trop importante pour mettre en évidence la durée de vie propre à chaque composante. Dans ce cas cette durée serait bien entendu indépendante de la pression et caractériserait quantitativement la durée de vie de chaque transition.

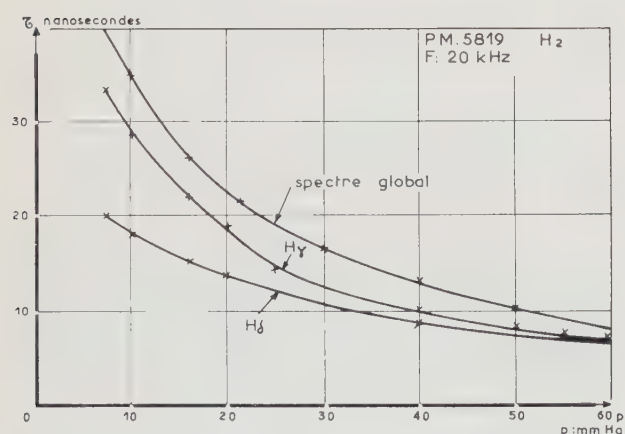


FIG. 1.

On observe expérimentalement que la durée de vie globale des raies H_δ et H_γ décroît lorsque la pression augmente (on entend par durée de vie globale, l'influence de la durée de vie de chaque composante sur celle de la raie correspondante).

On peut interpréter cette décroissance en remarquant que le libre parcours électronique moyen (λ) est :

$$\lambda = \frac{I}{\pi \sqrt{2\sigma^2 n}}$$

Connaissant la valeur de λ on peut déterminer le temps moyen entre deux collisions : $\bar{t} = \frac{\lambda}{V}$

Si ce temps est inférieur à la durée de vie des atomes excités sur un état déterminé, la probabilité d'excitation de cet état est d'autant plus faible. C'est ce qui intervient lorsque la pression augmente, la probabilité d'émission de photons caractérisant un état excité décroît.

La figure 2 indique la variation de l'intensité relative des raies H_δ et H_γ ainsi que de leurs composantes en fonction de la pression. On voit que l'intensité de la raie H_γ varie dans des proportions importantes en fonction de la pression.

De même on remarque que pour une pression de l'ordre de 25 mmHg, une similitude d'allure existe entre les courbes $I = f(P)$ et $\tau = f(P)$, pour la raie H_γ . Ce qui met en évidence une pression caractéristique indiquant un changement important dans la contribution spectrale de la raie H_γ , à la formation de l'impulsion lumineuse.

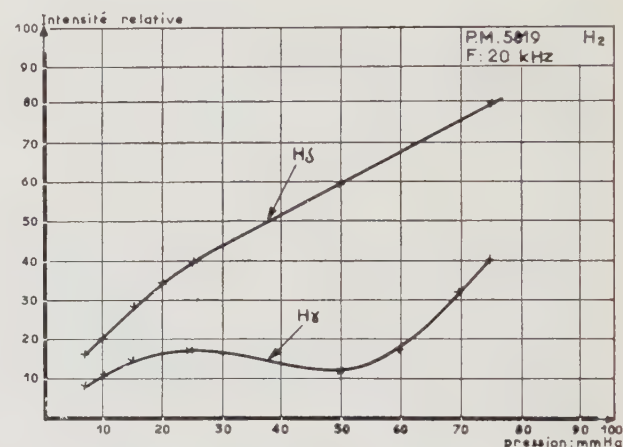


FIG. 2.

Les spectres (fig. 3) enregistrés au spectrographe Huet montrent la contribution des raies H_δ , H_γ et H_β pour deux pressions différentes. Ce qui confirme

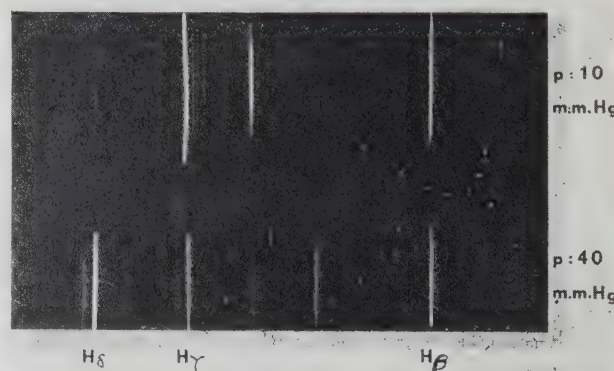


FIG. 3.

en partie l'évolution de l'intensité relative de l'émission lumineuse en fonction de la pression, ainsi que de la durée en fonction de ce même paramètre que montre également sous une autre forme la figure 4 de τ en fonction de λ (Å), compte-tenu qu'une raie peut être à la fois large et peu intense.

Si à présent on compare les résultats obtenus pour les différentes raies de l'hydrogène avec le tableau (fig. 6), on s'aperçoit que les durées de vie des états excités obtenus expérimentalement sont en générale inférieures aux durées calculées par CONDON et SHORTLEY, c'est là qu'intervient l'effet Stark pour interpréter cette différence.

Influence de l'effet Stark

Lorsqu'un atome d'hydrogène se trouve en présence d'un champ électrique très intense, le spectre de l'atome est bien plus compliqué et plus riche que celui que fournit l'atome à l'état normal. Chaque raie de la série de Balmer se trouve décomposée en un certain nombre de composantes, ce nombre croît en fonction du numéro d'ordre de la série. Ces décompositions observées par STARK ont données pour un champ de 4.10^4 V/cm et pour la raie $H\alpha$ ($\lambda = 6\,563$ Å) un intervalle entre composantes de $\Delta\lambda = 1,1$ Å, un spectrographe à pouvoir de résolution ($\lambda/\Delta\lambda = 5\,000$) suffit pour obtenir la séparation. Toujours avec cette même valeur de champ on a pu obtenir pour la décomposition de $H\gamma$ ($\lambda = 4\,340$ Å) un écart de $\Delta\lambda = 18$ Å ce qui est très important (fig. 5). Le champ électrique a modifié de diverses manières les différents orbites pour lesquelles la somme des valeurs des trois quanta est la même, lorsqu'on fait correspondre à ces orbites des valeurs différentes de l'énergie ; les raies qui étaient d'abord superposées, justement parce que l'énergie ne dépendait que de la somme des trois quanta, se divisent maintenant et leur décomposition est d'autant plus complexe que les orbites correspondent à un nombre plus élevé de quanta. Cette complexité croît proportionnellement à l'intensité du champ, les écarts des différentes composantes séparées par le champ électrique seront :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta E_1 - \Delta E_2}{h} = \frac{3Fh}{8\pi^2 mZ_e} [(n_2 - n_1)n - (K_2 - K_1)K]$$

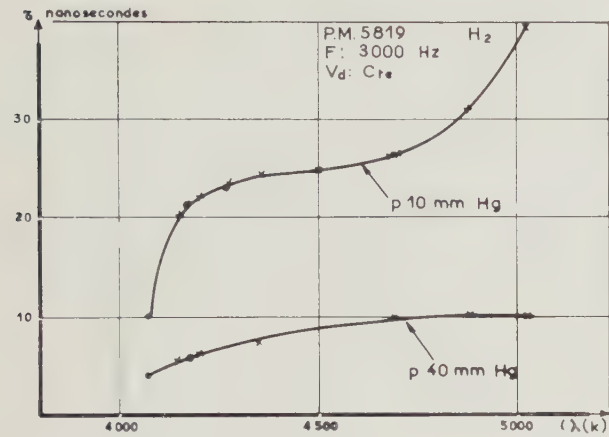


FIG. 4.

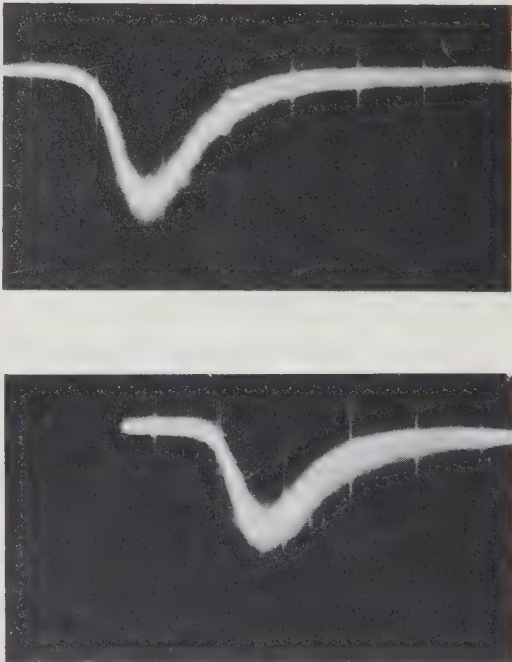
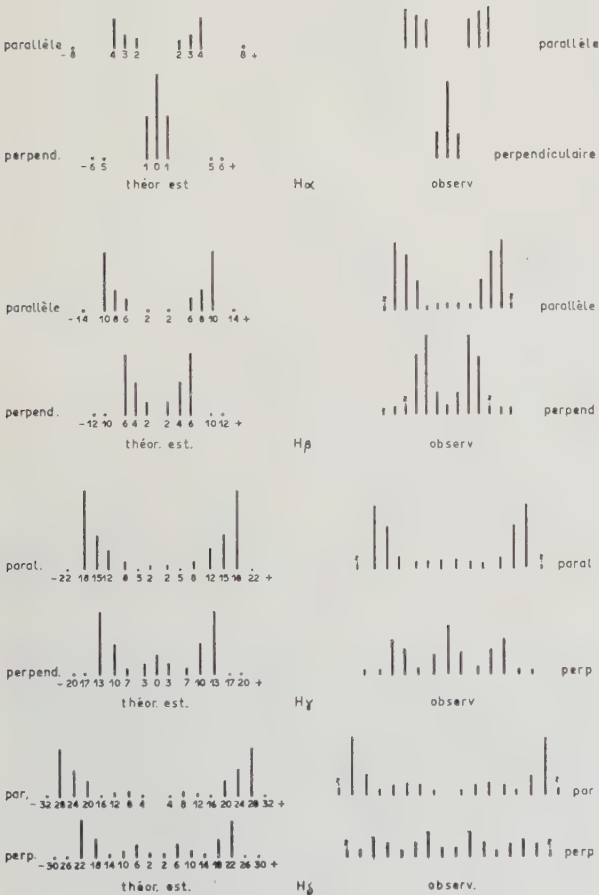


FIG. 5.

Niveau initial	Probabilité $f(n, l)$	Durée de vie	Probabilité de transition au niveau final				
			2p	3p	4p	5p	
2s	0						
3s	0.063	16	0.063				
4s	0.043	23	0.025	0.018			
5s	0.027 ₇	36	0.012 ₇	0.008 ₅	0.006 ₅		
6s	0.0176	57	0.007 ₃	0.0051	0.0035	0.0017	
			1s	2s	3s	4s	5s
					3d	4d	5d
2p	6.25	0.16	6.25				
3p	1.86	0.54	1.64	0.22			
4p	0.81	1.24	0.68	0.095	0.030		
					0.003		
5p	0.415	2.40	0.34	0.049	0.016	0.007 ₅	
					0.001 ₅	0.002	
6p	0.243	4.1	0.195	0.029	0.0096	0.0045	0.0021
					0.0007	0.0009	0.0010
			2p	3p	4p	5p	
					4f	5f	
3d	0.64	1.56	0.64				
4d	0.274	3.65	0.204	0.070			
5d	0.142	7.0	0.094	0.034	0.014		
					0.000 ₅		
6d	0.080	12.6	0.048	0.0187	0.0086	0.0040	
					0.0002	0.0004	
			3d	4d	5d		
					5g		
4	0.137	7.3	0.137				
5f	0.071	14.0	0.045	0.026			
6f	0.0412	24.3	0.0210	0.0129	0.0072		
					0.0001		
			4f	5f			
5g	0.042 ₅	23.5	0.042 ₅				
6g	0.0247	40.5	0.0137	0.0110			
			5g				
6h	0.0164	61	0.0164				

FIG. 6.

Il est à remarquer que suivant que l'observation est perpendiculaire ou parallèle au champ, le nombre et l'intensité des composantes d'une raie obtenues par effet STARK sont différents. Dans toutes nos expériences nous avons utilisé une observation parallèle au champ, mais les oscillogrammes (fig. 5) révèlent deux temps de montée différents suivant le type d'observation. Ce qui a priori semble logique du fait que les valeurs des champs appliqués à la décharge varient

entre 4.10^4 V/cm et 8.10^4 V/cm, ce qui peut entraîner un effet STARK important. Si l'on désire obtenir des résultats expérimentaux reproductibles, il est nécessaire d'effectuer les observations toujours dans le même plan.
Il en résulte que l'effet STARK entraînant un élargissement des raies peut avoir une influence importante sur la durée de vie moyenne d'un niveau excité.
En augmentant la probabilité d'émission d'une raie

et en particulier de ses composantes, l'effet STARK diminue la durée de vie de l'atome sur un niveau excité.

En résumé, il résulte que :

1°) La probabilité d'émission d'un photon par un atome excité est d'autant plus grande que celui-ci perd une grande quantité d'énergie en l'émettant.

2°) On peut donner la durée de vie d'une raie et de ses composantes (structure fine) que pour une pression donnée d'un gaz.

3°) L'influence de l'effet STARK peut modifier grandement la durée de vie d'une transition, plus cet effet est important plus la durée est courte.

4°) La largeur naturelle d'une raie est liée au fait que les photons émis au cours de la transition correspondante peuvent avoir des fréquences légèrement différentes.

5°) La durée de vie d'un état excité est indépendante de la pression, étant liée à des caractéristiques quantiques. Seule varie, en fonction de la pression, la durée de vie moyenne d'un niveau comprenant différents états excités ayant leur propre durée de vie.

En réalité c'est leur contribution (probabilité d'émission) qui diffère suivant la pression ou encore en fonction du rapport E/P .

6°) La probabilité d'une transition interdite n'est pas absolument nulle mais seulement très faible.

7°) Le nombre d'atomes métastables peut-être beaucoup plus élevé que celui des états excités à vie courte, selon la nature du gaz employé.

8°) Le nombre d'atomes à l'état métastable, dans une décharge, décroît sous l'influence d'un champ électrique suffisamment important.

BIBLIOGRAPHIE

BRILLOUIN L. — La Théorie des Quanta et l'atome de Bohr.

CONDON, SHORTLEY — The theory of atomic spectra.

VON ENGEL — Ionised Gases.

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCE

par rapport à l'Atomichron du C.N.E.T. en 10⁻¹⁰

Moyennes journalières pour l'intervalle de 24 heures centré sur 3 h T.U.

Juin 1963	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz	NLK 18,6 kHz	NSS 22,5 kHz
1	127,2	127,2	126,9	128,1	---
2	126,4	127,6	127,7	127,8	---
3	127,3	127,2	128,5	127,9	---
4	126,8	127,5	128,4	127,8	---
5	127,0	126,6	127,8	127,2	125,4
6	127,4	127,5	127,8	127,5	---
7	128,3	129,0	128,2	130,1	---
8	124,9	127,9	127,9	126,8	125,4
9	126,8	127,0	127,8	127,0	127,1
10	126,7	126,4	127,8	125,5	126,5
11	128,8	127,8	128,6	---	125,7
12	125,9	126,3	125,6	---	125,9
13	126,7	127,5	127,9	---	126,0
14	128,0	127,5	127,8	---	126,6
15	126,9	126,6	125,8	---	127,4
16	126,8	125,7	---	126,6	124,3
17	126,3	124,8	---	126,6	124,3
18	125,2	128,6	127,3	129,8	127,1
19	127,6	127,1	128,5	---	127,5
20	126,2	126,5	126,2	---	127,5
21	126,9	127,6	127,9	128,3	127,6
22	127,4	126,7	127,5	127,8	127,3
23	128,3	127,5	128,2	128,5	128,0
24	126,7	125,9	127,9	126,9	127,1
25	128,6	126,7	128,7	---	128,0
26	127,2	125,8	126,5	---	126,7
27	128,0	125,7	125,9	---	126,8
28	128,3	124,2	---	---	---
29	127,4	126,5	127,5	---	126,8
30	126,7	126,5	127,1	---	127,4

Juillet 1963	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz	NSS 22,3 kHz	NLK 24 kHz
1	125,5	126,8	---	127,2	---
2	127,2	127,6	128,7	127,7	---
3	128,2	128,1	127,3	128,2	---
4	128,2	127,2	---	---	---
5	129,2	126,9	127,9	---	---
6	126,7	126,6	126,3	---	---
7	127,5	127,3	128,8	127,9	---
8	128,1	126,8	126,6	128,1	---
9	126,7	127,3	128,1	127,2	---
10	---	127,0	127,3	127,2	---
11	---	128,3	127,9	128,3	---
12	---	125,7	127,6	128,3	---
13	---	127,2	128,7	---	---
14	127,6	126,7	126,2	127,6	---
15	127,9	128,8	127,3	128,9	---
16	128,4	127,9	128,2	128,4	---
17	127,5	126,1	126,0	127,3	---
18	127,0	126,9	125,4	127,4	---
19	126,3	126,4	---	126,9	127,8
20	---	126,6	126,7	127,3	127,9
21	125,6	125,7	126,8	126,0	126,7
22	126,2	127,5	127,4	127,3	127,7
23	127,0	126,1	127,6	128,0	128,8
24	128,6	127,2	128,6	129,0	129,8
25	---	129,1	128,7	129,0	129,8
26	129,9	126,0	127,8	128,2	129,9
27	127,6	126,6	127,1	---	127,6
28	126,8	125,3	126,8	128,3	126,7
29	---	127,7	126,5	127,3	---
30	---	127,7	127,4	128,7	128,3
31	---	127,2	128,0	128,6	129,0

— Une correction de — 74.10⁻¹⁰ est appliquée à la fréquence de l'Atomichron.

— Cf. Onde Electrique, novembre 1960 p. 853 et janvier 1961 p. 81.

BIBLIOGRAPHIE

L'électronique et ses applications - Télécommunications - Electronique Industrielle, par E. GILLON. Un vol. 16 × 25 cm, 374 pages, 372 figures. 3^e édition (Dunod, Paris 1962). Relié : 45 F.

Cet ouvrage est la troisième édition d'un traité qui a pour but d'exposer, sous un volume limité, les notions fondamentales de l'électronique, ainsi que ses principales applications dans les deux secteurs essentiels : les télécommunications et la technique industrielle.

La première partie est consacrée aux phénomènes de base : émission électronique, tubes à vides et tubes à gaz, amplification par tubes et par transistors, détection, alimentation, technologie des tubes et des circuits.

La seconde partie traite plus particulièrement de l'application des notions ainsi exposées à la radioélectricité : principe de différents systèmes de modulation, constitution des émetteurs, antennes téléphonie, courants porteurs.

La fin de l'ouvrage contient les chapitres consacrés à l'électronique industrielle et aux principes fondamentaux de la commande et de la régulation électronique. Un certain nombre d'applications y sont étudiées : chauffage par induction à haute fréquence, chauffage diélectrique, voltmètres électroniques et oscillographes, stroboscopes et tachymètres électroniques, applications industrielles des radiations et ultrasons, microscope électronique, emploi de l'électronique dans la technique nucléaire.

Cet ouvrage constitue donc une excellente introduction à l'électronique et à ses applications. Il s'adresse à un public étendu, qui pourra y trouver un ensemble de connaissances fondamentales utiles à tous les ingénieurs ou une introduction à des études plus complètes d'électronique.

R.O.E.

Cours élémentaires de mathématiques supérieures, Tome VI. Géométrie analytique plane et applications diverses, par J. QUINET. Un vol. 16 × 25 cm, 334 pages, 159 figures (Dunod, Paris 1963). Broché : 16 F.

Ce dernier tome du cours de mathématiques de Monsieur QUINET comprend l'étude et le tracé détaillé des courbes en coordonnées explicites et implicites, en coordonnées polaires et paramétriques. L'ouvrage en est à sa troisième édition et à cette occasion un chapitre consacré à l'inversion, aux poles et aux polaires a été ajouté.

Un résumé détaillé des formules et des règles du 6^e tome, ainsi que 800 exercices et problèmes à résoudre, classés par chapitre facilitent le travail du lecteur.

R.O.E.

Alimentations en énergie électrique. Appareils et Installations, par G. LAEDERICH et R. ESCUDIER. Un vol. 16 × 25 cm, 400 pages, 232 figures (Eyrolles, Paris, 1962). Relié : 48 F.

Ce livre rassemble, sous une forme condensée, toute une documentation éparse dans de nombreux traités spécialisés et notices, et contient des renseignements peu courants, sous une présentation originale.

Une place importante a été faite à l'appareillage de commande, de mesure, de protection et de régulation.

L'étude des machines statiques a été particulièrement développée en raison de la place de plus en plus grande qu'elles occupent dans les installations : transducteurs, redresseurs secs, thyristors, lampes à vapeur de mercure ainsi que leur mise en œuvre dans les « redresseurs » régulés et les « onduleurs ».

Une des parties de l'ouvrage décrit les différents types d'accumulateurs et leur exploitation par des méthodes modernes.

Des exemples typiques d'installations ont été choisis de façon à permettre au lecteur de comprendre facilement le fonctionnement de n'importe quelle installation classique.

Ainsi conçu l'ouvrage doit permettre une bonne compréhension des appareils et installations utilisés pour la transformation, la régulation et éventuellement le stockage.

Un accent particulier a été mis sur l'automatisation de ces installations par les divers procédés électromécaniques et électroniques.

R.O.E.

Dictionnaire Elsevier de physique générale (en six langues : anglais, allemand, espagnol, français, hollandais italien), par W.E. CLASON. Un vol. 16 × 25 cm, 859 pages (Dunod, Paris 1962). Relié : 88 F.

Ce dictionnaire de physique générale de la remarquable série des dictionnaires ELSEVIER reprend la terminologie essentielle des principaux termes pour chaque branche de la science, à l'exception de ceux figurant déjà dans les dictionnaires précédents de la même série orientés vers des domaines beaucoup plus spécialisés.

Le souci de préciser les définitions pour chaque terme et de donner leur équivalent en cinq langues d'une part, le désir de garder à l'ouvrage un caractère d'actualité d'autre part ont amené l'auteur à procéder à une sélection rigoureuse des 3 400 termes de références que traite l'ouvrage.

Suivant la présentation habituelle, la liste alphabétique de base est en anglais, avec différenciation de l'usage et de l'orthographe américain. Une définition anglaise concise est donnée pour chaque terme, leurs équivalents en français, italien, espagnol, hollandais et allemand sont classés alphabétiquement dans cinq sections, réservées respectivement à ces différentes langues et facilement repérables par le jeu d'un index à onglets.

R.O.E.

L'émission photoélectrique et ses applications, par P. VERNIER. Monographie Dunod n° 44 : un vol. 11 × 16 cm, 168 pages, 51 figures (Dunod, Paris 1963). Relié : 16 F.

Dans cette Monographie, le Professeur Vernier, qui dirige à la Faculté des Sciences de Dijon le Laboratoire de physique du solide dont l'activité est essentiellement consacrée à la photoélectricité, traite des lois générales régissant ce phénomène. Les différents faits expérimentaux y sont décrits et interprétés à la lumière des connaissances actuelles sur la physique du solide.

La première partie de l'ouvrage est consacrée à l'étude théorique du phénomène de l'émission photoélectrique. La seconde partie est au contraire consacrée à la description des dispositifs qui utilisent ce phénomène avec en particulier des développements sur les cellules à photomultiplicateurs d'électrons, sur les

amplificateurs de luminances et convertisseurs d'images, et sur les caméras de télévision.

R.O.E.

Publications de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique (Vienne). Collection sécurité : n° 8 Emploi de films détecteurs pour la protection du personnel (un vol. 15 × 21 cm, 92 pages) — n° 9 Normes fondamentales de radioprotection (un vol. 15 × 21 cm, 59 pages) — n° 10 Evacuation des déchets radioactifs en eau douce (un vol. 15 × 21 cm, 112 pages). Chaque volume broché : 6 F.

L'Agence Internationale de l'Energie Atomique a entrepris la rédaction d'un certain nombre de monographies destinées à rassembler l'expérience des laboratoires nationaux des différents pays membres sur des sujets touchant à la sécurité. Chacune de ces monographies représente le rapport final établi par une commission d'experts internationaux sur le sujet qui lui avait été confié. Elle est la synthèse des méthodes et des règles en applications dans diverses régions du monde.

R.O.E.

Aide-mémoire de mathématiques, par I.N. BRONSTEIN et K.A. SEMENDIAEV, traduit du russe par H. LEFORT. Un vol. 12 × 18 cm, 936 pages, 427 figures (Eyrolles, Paris, 1963). Relié : 39 F.

Cet ouvrage met à la disposition des ingénieurs et étudiants sous un volume réduit de maniement commode, l'essentiel des connaissances de base nécessaires en mathématiques. Il est rédigé non comme un traité théorique mais comme un aide-mémoire, permettant à l'utilisateur de trouver rapidement, sous une forme à la fois concise et complète tout ce qui concerne la question sur laquelle il désire obtenir des indications ou des précisions.

Une première partie contient d'une part de nombreuses tables, très complètes, donnant les valeurs numériques des fonctions élémentaires de base et de diverses fonctions spéciales, d'autre part une étude résumée des courbes représentatives.

Les connaissances relatives aux mathématiques élémentaires sont rappelées dans une deuxième partie.

Quatre autres parties ont trait respectivement à la géométrie analytique et différentielle, à l'analyse mathématique, à des compléments d'analyse et à l'exploitation des observations.

Les recherches à effectuer sont réduites à leur minimum par un index alphabétique très détaillé.

R.O.E.

Phénomènes électriques dans les gaz, par R. PAPOULAR. Monographie Dunod n° 41. Un vol. 11 × 16 cm, 264 pages, 125 figures (Dunod, Paris, 1963). Relié : 23 F.

Cette monographie s'adresse aux scientifiques, aux étudiants de 3^e cycle du Certificat d'Electronique supérieure des Facultés des Sciences, aux ingénieurs et techniciens qui abordent l'étude des gaz ionisés ou qui veulent en retrouver un exposé systématique et général, tenant compte des progrès récents effectués sur le plan expérimental.

Ce sujet extrêmement important, qui intéresse depuis longtemps les astrophysiciens connaît un renouveau d'intérêt avec l'apparition des vols spatiaux et avec les problèmes posés par le contrôle de la fusion thermonucléaire et la transformation directe de l'énergie thermique en énergie électrique. Les principaux sujets traités sont les suivants :

généralités sur les phénomènes élémentaires ; les collisions élastiques ; les collisions inélastiques ; les phénomènes superficiels ; les phénomènes de transport et de diffusion ; l'étude des différentes décharges électriques dans les gaz ; la rigidité diélectrique des gaz.

R.O.E.

Etude des circuits à courant alternatif, par A. SCHURE, traduit de l'américain par H. ABERDAM. (Un vol. 14 × 22 cm, 110 pages, 49 figures (Dunod, Paris 1963). Broché : 9 F.

Cet ouvrage présente les notions élémentaires de la théorie des courants alternatifs. L'aspect mathématique de cette étude a été simplifié au maximum, mais les analyses sont suffisamment poussées pour permettre au lecteur de comprendre parfaitement l'exposé théorique correspondant. Par ailleurs, un nombre assez faible de sujets importants ont été choisis pour être traités en détail et toujours en liaison avec des cas concrets. Un soin particulier a été apporté à l'exposé de la notion de nombre complexe et aux applications de cette notion à l'étude des courants alternatifs.

Il s'agit donc d'un ouvrage d'initiation destiné à servir de point de départ à l'acquisition de connaissances plus poussées.

R.O.E.

PETITES ANNONCES

630. Rédaction Onde Électrique recherche
SECRÉTAIRE DE RÉDACTION
Adjoint au Rédacteur en Chef
Emploi à mi-temps
Ecrire avec curriculum vitae à :
Rédaction de l'Onde Électrique
S. F. E. R.
10, Avenue Pierre-Larousse
Malakoff (Seine)

628 C. — POUR LABORATOIRE
BANLIEUE SUD CHEF DE SECTION
RECHERCHE
ÉLECTRONIQUE QUANTIQUE
Formation grandes écoles ou doctorat.
Adresser candidature avec C.V. n° 70.040
CONTESSE PUBLICITÉ, 20 av. de
l'Opéra, PARIS-1^{er} qui transmettra.

629 C. — INGÉNIEUR 30 ans dipl.
électr. + 2 ans d'école électron. Nbreux
stages, 5 ans industrie :
1^o automatisme des ind. Pétroles, Cen-
trale th. E.D.F.

2^o réalisation prototypes mesures trans-
sistors et S.C. + formation sur ordina-
teurs. Italien courant. Anglais lu. Esprit
méthodique et créatif. Souhaiterais région
Sud Est. Ecr. revue qui transmettra.

631 C. — INGÉNIEUR EN ÉLEC-
TRONIQUE ayant plusieurs années d'ex-
périence professionnelle (électronique in-
dustrielle, circuits digitaux et analogiques)
cherche situation stable. Paris ou province.
Ecrire à la S.F.E.R. qui transmettra

632 C. — CENTRE d'Etudes Scien-
tifiques de Grenoble (4, rue Wilfrid Kilian)
recherche technicien électronicien expé-
rimenté.

633 C. — Importante Société de Télé-
communications recherche Ingénieur, Chef
de Service, 35 ans minimum, pour direc-
tion de son laboratoire d'Etudes et de
Recherches. Sérieuse expérience exigée
en électromécanique courants faibles et
en électronique. Résidence ville univer-
sitaire région Est. Logement assuré.
Adresser C.V. manuscrit et détaillé à la
revue qui transmettra.

634 C. — SOCIÉTÉ ÉLECTRONI-
QUE recherche pour poste

**CHEF DE SERVICE
ÉLECTRONIQUE MÉDICALE
INGÉNIEUR**

nanti bonne expérience électronique et si
possible connaissances médicales.

Ecrire av. C.V. et formation n° 79 004.
CONTESSE PUBLICITÉ, 20 av. de
l'Opéra, PARIS-1^{er}, qui transmettra.

635 C. — IMPORTANTE SOCIÉTÉ
EN ÉLECTRONIQUE recherche
INGÉNIEUR de RECHERCHE
Electronique quantique. Supraconducti-
bilité. Formation GRANDES ÉCOLES
ou DOCTORAT. Ecrire à n° 78 444
CONTESSE PUBLICITÉ, 20, av. de
l'Opéra. PARIS-1^{er} qui transmettra.

636 C. — Cadre supérieur habitué con-
tacts tous échelons, parfaite connaissance
anglais-allemand, connaissances électro-
nique, électromécanique cherche poste
commercial Paris, Seine. Ecr. TORVEL,
26, rue Ed.-Nortier, Neuilly (Seine).

VIENT DE PARAÎTRE :

LES TRANSDUCTEURS ÉLECTRO ET MÉCANO-ACOUSTIQUES haut-parleurs et microphones

PAR

R. LEHMANN

*Docteur ès Sciences
Ingénieur au Centre National d'Etudes des Télécommunications*

PRÉFACE

DE

P. CHAVASSE

*Ingénieur en chef des Télécommunications
Chef du Département Acoustique
du Centre National d'Etudes des Télécommunications*

Un ouvrage de 688 pages 15 × 24 cm, 325 figures, relié
pleine toile, fers spéciaux - Prix 78 francs plus port s'il y a lieu

— Editions CHIRON, 40, rue de Seine, Paris-VI^e —

Le présent ouvrage peut être considéré, ainsi que la plupart des ouvrages d'acoustique d'ailleurs, comme un chapitre particulier de la mécanique dans lequel sont étudiés les états vibratoires de corps engendrant ou recueillant des ondes acoustiques et que l'on appelle maintenant transducteurs électromécaniques.

Il y a déjà plus de 2000 ans que Pythagore signalait les premières lois de l'acoustique, mais ce n'est qu'à partir du XVII^e siècle que les travaux de Newton, Bernoulli, Euler, Helmholtz, Kœnig et Lord Rayleigh entre autres, permirent à cette science ancienne et souvent méconnue de faire d'immenses progrès.

Dans cet ouvrage, qui ne traite que d'une partie de l'acoustique et de l'électroacoustique modernes, l'auteur a tout spécialement envisagé les modes de fonctionnement théorique des divers types de haut-parleurs et de microphones actuellement connus ainsi que les méthodes d'étalonnage et de mesure correspondantes. Il a admis que les lois générales de l'acoustique physique étaient connues du lecteur, principalement en ce qui concerne la propagation des ondes planes et sphériques, aussi bien dans les fluides que dans les solides. Par contre, il a rappelé les notions de base relatives aux vibrations des verges, des cordes et des tuyaux, ainsi que celles, moins classiques, relatives aux modes vibratoires des plaques et des membranes. Il a également mis en relief, au début, l'importante notion de l'analogie électro-mécano-acoustique qui permet d'expliquer assez simplement certains phénomènes de rayonnement des systèmes vibrants.

Les trois derniers chapitres, qui forment la partie la plus importante du livre, permettent de comprendre comment les microphones et haut-parleurs (à radiation directe et à pavillon) peuvent respectivement capter et émettre des vibrations acoustiques, problème auquel le grand public est de plus en plus intéressé par le développement croissant de la radiodiffusion, de la télévision, de la haute fidélité et des télécommunications. Le problème des enceintes et écrans acoustiques y est étudié en détail et l'influence du mode de fixation des haut-parleurs sur leurs caractéristiques directionnelles de réponse et de distorsion est expliqué avec de multiples exemples. Le dernier chapitre se rattache à l'électroacoustique pure, spécialité à l'étude de laquelle l'auteur, représentant français au sein des organismes internationaux de normalisation, s'est consacré depuis plus de 15 ans grâce à ses fonctions au Centre National d'Etudes des Télécommunications : il y traite de la mesure des diverses caractéristiques des transducteurs électromécaniques, caractéristiques dont dépendent leur qualité et dont certaines s'expliquent par les théories des analogies et des impédances de radiation et de rayonnement qui font l'objet des premiers chapitres.

Ce livre présente un double aspect pratique et théorique, ce qui devrait lui assurer une grande diffusion, aussi bien auprès des étudiants des Facultés qui ont à s'initier aux problèmes de la mécanique physique, qu'auprès des constructeurs de transducteurs et des ingénieurs qui ont à les utiliser au cours de leurs études et dans leurs réalisations. Il ne fait pas appel à des notions mathématiques trop poussées et lorsqu'une équation à la solution délicate est donnée, seul le résultat pratique est mis en évidence.

Enfin, chaque chapitre se termine par une nombreuses bibliographie à laquelle le lecteur désireux d'approfondir un point particulier pourra aisément se reporter. De plus, la subdivision de chaque chapitre en nombreux paragraphes et sous-paragraphes rend la lecture aisée et, en tout cas, jamais fastidieuse.

* *

ELECTROACOUSTIC AND ELECTROMECHANICAL TRANSDUCERS

BY

R. LEHMANN

Works on the theory and operation of electroacoustic and electromechanical transducers are somewhat rare and Mr. R. Lehmann's book, published by « Editions Chiron », will assuredly fill a gap in the field of physics. The reader will find collected in this work not only the fundamental ideas concerning circuit analogous but also the less obvious and less well known developments relating to the acoustic and radiation impedances of various types of transducers. He will, moreover, find much useful information concerning the working principles of loudspeakers, earphones and microphones as well as information about their principal electroacoustic characteristics (response - efficiency - directivity - distortion . . .). Finally, in the last chapter, measuring methods are reviewed in considerable detail. The author has participated as French representative in a great deal of international standardisation work and is consequently in a position to appreciate the present status of these methods as practised by world experts.

Further, a comprehensive bibliography is appended to each of the eight chapters in each of which the reader will find references to all the most important contributions which have appeared, on the problems discussed, between 1945 and 1961.

— ÉDITIONS CHIRON, PARIS-VI^e —

TABLE DES MATIÈRES

CHAPITRE I^{er} : QUELQUES DÉFINITIONS GÉNÉRALES.

1.1. Les divers types de transducteurs :

Transducteurs actif, passif, linéaire, idéal, réversible, réciproque, symétrique, dissymétrique, équivalent.

1.2. Les impédances électriques des transducteurs :

Impédances conjuguées, images, itérative, de transfert.

1.3. Les transducteurs électroacoustiques :

Coefficient de couplage électroacoustique ; principe de réciprocité relatif à un transducteur électroacoustique ; coefficient de réciprocité d'un transducteur électroacoustique.

1.4. Les transducteurs électromécaniques :

Coefficient de couplage électromécanique ; impédance électrique en circuit ouvert, électrique en court-circuit, mécanique, mécanique en circuit ouvert, mécanique en court-circuit, en charge normale, motionnelle, électrique cinétique ; transducteurs du type électromagnétique, du type électrostatique, du type piézoélectrique, mécano-acoustiques.

1.5. Impédances des transducteurs.

CHAPITRE II : LES ANALOGIES ÉLECTRO-MÉCANO-ACOUSTIQUES.

2.1. Introduction.

2.2. Circuits mécaniques :

Impédance mécanique ; admittance mécanique ; résistance mécanique ; réactance mécanique ; masse mécanique ; raideur ou rigidité mécanique ; représentation des éléments mécaniques ; dimensions des éléments mécaniques ; relations entre impédance mécanique et phase.

2.3. Circuits acoustiques :

La pression acoustique ; le flux de vitesse acoustique ; impédance acoustique ; impédance acoustique intrinsèque ; inertance (ou masse) acoustique ; raideur (ou rigidité) acoustique ; représentation des éléments acoustiques.

CHAPITRE III : LES SYSTÈMES MÉCANIQUES VIBRANTS.

3.1. Introduction.

3.2. Traction et compression.

3.3. Flexion et torsion.

3.4. Vibrations des cordes :

Equation du mouvement d'une corde ; cas d'une corde pincée ; cas d'une corde frappée.

3.5. Vibrations des verges :

Vibrations longitudinales, transversales, de torsion.

3.6. Les tuyaux sonores :

Tuyau cylindrique ouvert aux deux extrémités, ouvert à une extrémité et fermé à l'autre, corrections d'extrémités.

3.7. Les plaques et membranes :

Les membranes tendues, les plaques.

CHAPITRE IV : LES SYSTÈMES ACOUSTIQUES RAYONNANTS.

4.1. Qu'est-ce que la directivité ?

Perte ou gain de déviation angulaire, facteur de directivité.

4.2. Les sources sphériques ponctuelles :

Sources ponctuelles simples, doubles, multiples.

4.3. La radiation acoustique d'un piston :

Piston circulaire dans un écran infini, dans l'espace, à l'extrémité d'un tube infini, carré sur un écran infini, rectangulaire sur un écran infini.

4.4. La radiation acoustique des pavillons :

Pavillons exponentiels, coniques, paraboliques.

CHAPITRE V : L'IMPÉDANCE DE RADIATION DES ÉLÉMENTS ACOUSTIQUES.

5.1. Impédance de radiation d'une sphère pulsante.

5.2. Impédance de radiation d'une sphère oscillante.

5.3. Impédance de radiation d'un cylindre pulsant.

5.4. Impédance de radiation des plaques et membranes :
Plaques libres encastrées, membranes tendues.

5.5. Impédance de radiation du piston :

Piston situé sur un écran infini, dans l'espace, à l'extrémité d'un long tube.

5.6. Impédance de radiation des pavillons :

Rappel de l'équation générale de propagation dans les pavillons ; pavillon cylindrique infini, parabolique infini, conique infini ; connecteur conique ; connection entre deux tuyaux cylindriques ; pavillon exponentiel infini ; hyperbolique infini, cylindrique fini, conique fini, exponentiel fini, connecteur exponentiel.

CHAPITRE VI : LES MICROPHONES.

6.1. Les diverses classes de microphones :

Les microphones à pression, à gradient de pression, mixtes.

6.2. Les conditions diverses d'utilisation :

Le bruit propre ; utilisation dans le vent, utilisation en champ libre, dans les coupleurs.

6.3. Les divers types de microphones :

Microphones à charbon, électrostatiques, à conducteur mobile, à ruban, magnétiques, piézoélectriques, à magnétostriktion, divers, directionnels.

CHAPITRE VII : LES HAUT-PARLEURS.

7.1. Les haut-parleurs à rayonnement direct :

Les haut-parleurs à conducteur mobile, magnétiques, électrostatiques, piézoélectriques.

7.2. Les écrans et enceintes acoustiques :

Rappel sur le fonctionnement du haut-parleur sans écran ; les écrans plans ; les enceintes acoustiques.

7.3. Les haut-parleurs à pavillon :

Retour sur la théorie de la propagation des ondes dans le pavillon ; la chambre de compression ; les ondes d'amplitude finie dans les pavillons ; quelques propriétés acoustiques ; description de quelques systèmes.

CHAPITRE VIII : MÉTHODES DE MESURE DES MICROPHONES ET DES HAUT-PARLEURS.

8.1. Méthode de mesure des microphones :

Les méthodes primaires, secondaires.

8.2. Méthodes de mesure des haut-parleurs :

Les caractéristiques à mesurer ; quelques définitions supplémentaires ; courbe de réponse et efficacité absolue ; caractéristiques directionnelles ; la distorsion ; le rendement ; la courbe d'impédance ; la puissance utilisable ; la réponse en régime transitoire

8.3. Méthode de mesure des écouteurs :

Méthode subjective. Méthodes objectives.

BULLETIN DE COMMANDE

(à découper ou recopier)

NOM (en lettres capitales)

ADRESSE

Veillez m'expédier exemplaires de l'ouvrage R. LEHMANN : LES TRANSDUCTEURS ÉLECTRO et MÉCANO-ACOUSTIQUES, 688 pages, relié pleine toile, au prix de 78 F l'un, port compris, soit au total francs, dont vous trouverez le montant ci-joint :

— par chèque bancaire — par mandat postal — par virement postal au C.C.P. Paris 53.35

(rayer la mention inutile)

à adresser aux ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, Paris-VI^e.

industriels
LA DOCUMENTATION
TECHNIQUE EST LE PLUS
PUISSANT FACTEUR
d'expansion



la 4^e édition

INTERNATIONALE

du **GUIDE** 1963
TECHNIQUE 1964
DE L'ÉLECTRONIQUE
PROFESSIONNELLE



FORMAT
21 x 27

2 VOLUMES
1500 Pages

Couverture
cartonnée
4 couleurs

4 LANGUES

sera entièrement
justifiée *



* Office
de Contrôle
de la
Diffusion
des supports
divers de la
Publicité
C.S.D.
18, Rue
Clairaut
Paris (17^e)

**★ LE SEUL
OUVRAGE**

présentant toute l'industrie
électronique française dans
son ensemble, dans le dé-
tail, dans les 120 pages
illustrées de sa rubrique
des «Grandes réalisations
de l'Électronique française»

TIRAGE ET DISTRIBUTION

EN FRANCE ET DANS LE MONDE...

Les catalogues condensés bilingues, **partie
essentielle** de notre ouvrage, véritables cartes
de visite techniques de l'ENTREPRISE,
représentent l'élément **le plus efficace**
et le **moins cher** pour les premiers contacts
marché intérieur

et **MARCHÉ COMMUN**

• Sans engagement de votre part,
demandez la visite de nos représentants...

ÉDITION - ADMINISTRATION - VENTE

LES GUIDES TECHNIQUES INDUSTRIELS
MEMBRE DE LA CHAMBRE SYNDICALE DES ÉDITEURS D'ANNUAIRES
13, RUE CHARLES-LECOCQ - PARIS 15^e



RÉGIE EXCLUSIVE DE LA PUBLICITÉ

AGENCE PUBLÉDITEC - DOMENACH
13, RUE CHARLES-LECOCQ - PARIS 15^e - BLO. 88-04 et 05.

VENTE EXCLUSIVE DE NOS GUIDES EN LIBRAIRIE : EDITIONS CHIRON - 40, RUE DE SEINE - PARIS (6^e)



embrayages et
freins électromagnétiques

WARNER-FRANCE

contrôle et
coordination des
mouvements des machines,
plus rapide,
plus précis.

liaison plus étroite
entre les
mouvements mécaniques
et les contrôles
électriques
de vos machines.



WARNER-FRANCE
s.a. au capital de 1.150.000 NF
175-179 bd Saint-Denis
Courbevoie (Seine)
Déf. 15-08

Licence
Warner Electric
Brake & Clutch C°
Beloit
Wisconsin

Mesucora - Stand 3227 - Niveau 3