

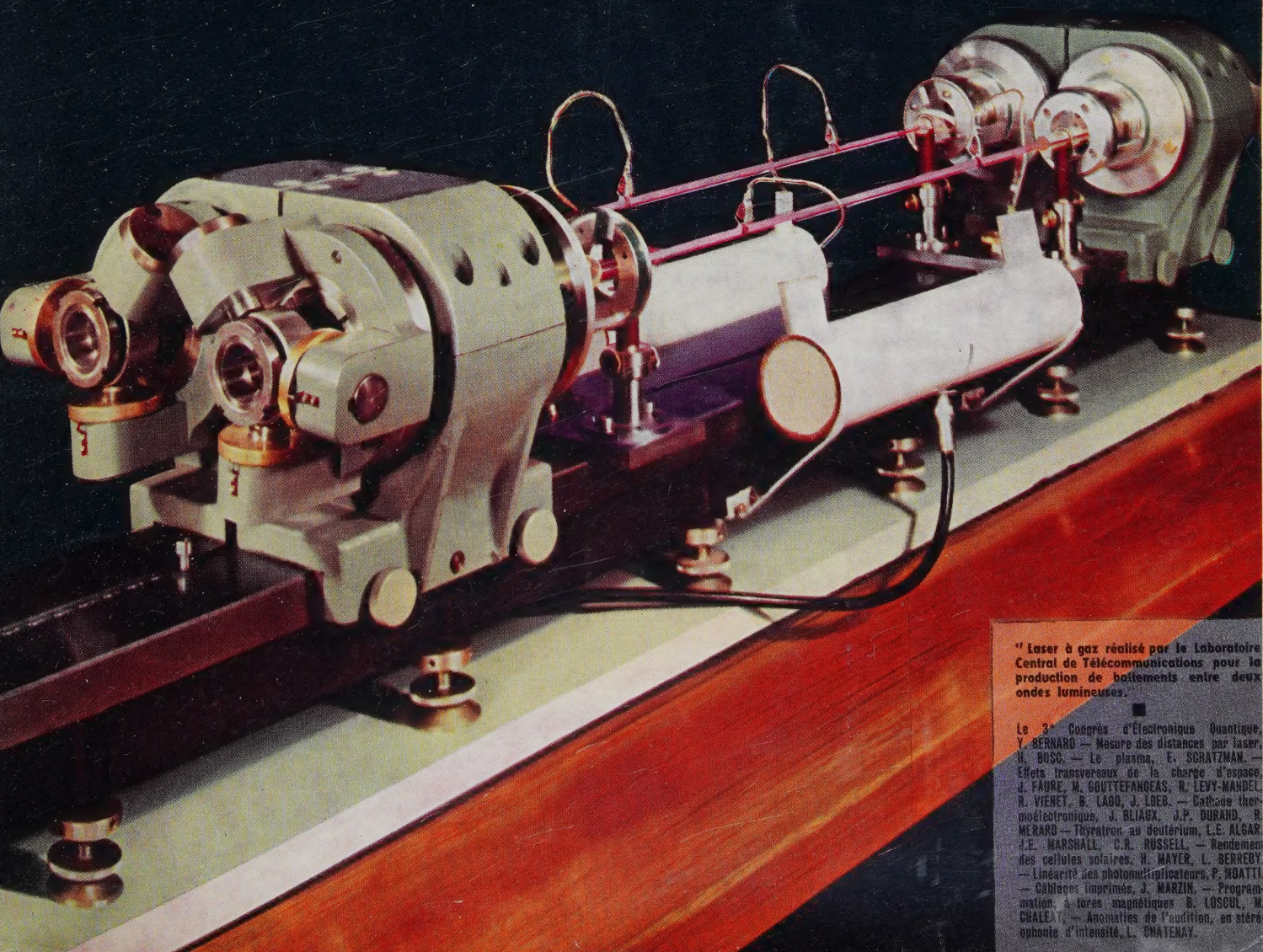
L'ONDE ÉLECTRIQUE

43^e ANNÉE - N° 436-437

JUILLET - AOUT 1963

P R I X : 6 F

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



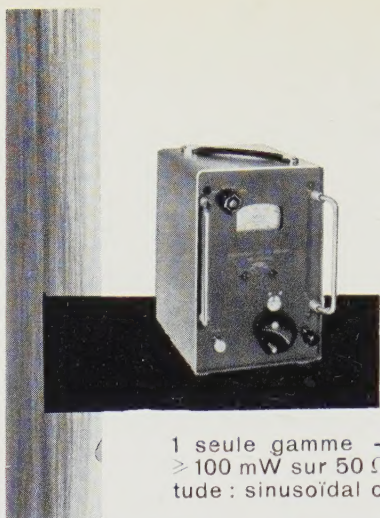
"Laser à gaz réalisé par le Laboratoire Central de Télécommunications pour la production de battements entre deux ondes lumineuses."

Le 3^e Congrès d'Électronique Quantique.
Y. BERNARD — Mesure des distances par laser.
M. BOSCH — Le plasma, E. SCHATZMAN —
Effets transversaux de la charge d'espace.
J. FAURE, M. GOUTTEFANGEAS, R. LEVY-MANDEL.
R. VIENET, B. LABO, J. LOEB — Cathode ther-
modélectronique, J. BLIAUX, J.P. DURAND, R.
MERARD — Thyatron au deutérium, L.E. ALGAR.
J.E. MARSHALL, G.R. RUSSELL — Rendement
des cellules solaires, M. MAYER, L. BERREBY.
— Linéarité des photomultiplicateurs, P. MOATTI.
— Câblages imprimés, J. MARZIN — Program-
mation, à tores magnétiques B. LOISEL, M.
CHALEAT — Anomalies de l'audition, en stéré-
ophonie d'intensité, L. CHATENAY.

UNE GAMME COMPLÈTE D'OSCILLATEURS DE PUISSANCE



de 70 MHz à 11 GHz



OS 101 A

70 à 500 MHz

OS 201 A

250 à 900 MHz

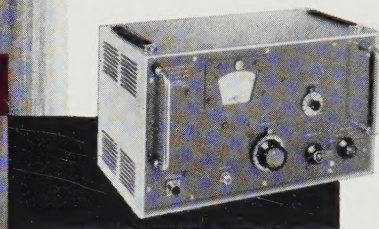
1 seule gamme — Puissance de sortie ≥ 100 mW sur 50Ω . Modulables en amplitude : sinusoïdal ou signaux carrés.

★ ALIMENTATION STABILISÉE TYPE **SCF 200 A**

Pour Oscillateurs types OS 101 A à OS 401.

Fournit :

- 1) Tension cavité : ajustable entre 300 et 325 V - 60 mA
 - 2) Tension réflecteur : réglable entre 30 V et 300 V - 10 μ A (en série avec la précédente, d'où possibilité d'obtenir de -330 V à -625 V si la cavité est à la masse) Ronflement ≤ 5 mV
 - Stabilité $\geq \pm 0,5\%$ pour $\pm 10\%$ secteur.
 - 3) Tension de chauffage : 6,3 V. 2 A.
 - 4) Tension de modulation en signaux carrés ou en dents de scie à 1000 Hz. Tension fixe : 300 V ; 25 mA pour Oscillateurs FERISOL.
- Utilisable également pour l'alimentation des klystrons usuels à faible puissance et cavité incorporée



OS 301

0,8 à 2,4 GHz

OS 401

2 à 4,3 GHz

1 seule gamme — Oscillateurs à klystron reflex et cavité extérieure. Puissance de sortie : 10 à 100 mW pour l'OS 301 - 50 mW pour l'OS 401. Modulables intérieurement en A.M. et F.M. (avec l'alimentation Type SCF 200 A). Modulables extérieurement en impulsions + ou -, de 0,5 μ s jusqu'aux signaux carrés et en F.M., excursion : 0 à $\pm 2,5$ MHz.

★ ALIMENTATION STABILISÉE TYPE **SCF 300**

Pour Oscillateurs types OS 501 et OS 601.

Fournit :

- 1) Tension cavité V_c : réglable entre -325 et -1200 V. I max. 60 mA ; Stabilité : 0,2% - Ronflement < 5 mV eff.
 - 2) Tension réflecteur : Fixe : -700 V par rapport à $-V_c$. I max. : 10 mA. Réglable : 0 à -700 V par rapport à $-V_c$. I max. : 10 μ A. Stabilité : 0,5%. Ronflement < 5 mV eff.
 - 3) Tension grille : Fixe, +105 V. par rapport à $-V_c$. I max. : 25 mA. Ronflement < 5 mV eff.
 - 4) Tension fixe : 350 V par rapport à la masse. I max. : 30 mA. Stabilité : 0,5% Ronflement < 5 mV eff.
 - 5) Tensions filaments isolées : 6,3 V - 2 A (klystron) 6,3 V - 1,2 A - 6,3 V - 1 A
- Modulation intérieure en signaux carrés : 300 Hz à 3 kHz - en dents de scie, synchrone avec le secteur
- Utilisable également pour l'alimentation des klystrons de puissance moyenne à cavité incorporée.



OS 501

4,3 à 7,3 GHz

OS 601

7 à 11 GHz

Oscillateurs à klystron reflex et cavité extérieure, 1 seule gamme. Puissance de sortie : 14 mW à 100 mW pour l'OS 501 et 14 mW à 60 mW pour l'OS 601. Modulables intérieurement en A.M. et F.M. (avec l'alimentation type SCF 300) Modulables extérieurement en impulsions + ou -, de 0,5 μ s jusqu'aux signaux carrés et en F.M. : excursion : 0 $\pm 2,5$ MHz.



ETS GEFFROY ET CIE
S.A. AU CAPITAL DE 3.250.000 F

18, AVENUE PAUL VAILLANT-COUTURIER - TRAPPES
(S.-&-O.) - TÉLÉPHONE 923-08-00 (5 LIGNES GROUP.)

Agence PUBLIÉTEC DOMENACH - 65/T

AUTRES FABRICATIONS - Générateurs de tensions depuis 0,5 Hz jusqu'à 16 GHz. Oscillateurs de puissance de 70 MHz à 11 GHz. Analyseurs de Spectres. Amplificateurs à F.I. Générateurs d'impulsions. Oscilloscopes 1000 MHz. Fréquence-mètres compteurs Automatiques. Fréquence-mètres Hétérodynes. Ondemètres Dynamiques. Q. Mètres. T.O.S. Mètres. Wattmètres Hyperfréquences. Accessoires Coaxiaux. Voltmètres. Millivoltmètres BF, HF, VHF - Alimentation stabilisées pour tubes klystrons, pour tubes carnotrons, pour usage courant, pour transistors. Mégohmmètres, Condensateurs étalons, Wattmètres BF...

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLIII

JUILLET - AOUT 1963

N° 436-437

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

Le troisième Congrès International d'Electronique Quantique	M.Y. BERNARD	721
Utilisation du laser pour la mesure des distances	H. BOSC	738
Le plasma et ses applications	E. SCHATZMAN	748
Les effets transversaux de la charge d'espace dans les faisceaux de particules électrisées. Synchrotron à protons Saturne	J. FAURE M. GOUTTEFANGEAS R. VIENET R. LEVY-MANDEL B. LAGO J. LOEB	752
Cathode thermoélectronique et effet magnétron	J. BLIAUX J.P. DURAND R. MERARD	763
Un thyatron au deutérium de 200 MW de conception nouvelle ...	L.E. ALGAR J.E. MARSHALL C.R. RUSSELL	774
Contribution à l'étude du rendement des cellules solaires photo- voltaïques au silicium	H. MAYER L. BERREBY P. MOATTI	781 787
Linéarité des photomultiplicateurs, effet des courants de dynode ..	J. MARZIN	794
Les câblages imprimés, leur contribution à la fiabilité, leurs possi- bilités dans la miniaturisation	M. CHALEAT B. LOSCUL L. CHATENAY	802 806 813
Programmation par matrice à tores magnétiques d'un appareil de contrôle automatique pour sous-ensembles		
Des anomalies d'audition dans la stéréophonie d'intensité		
Vie de la Société		
Informations		
Documentation technique		815
Communiqués		816
Correspondance		817
Bibliographie		818

Sur notre couverture :

"Laser à gaz à haute stabilité Type PL 600560"

En utilisant les pièces adaptables à cet équipement universel, deux lasers complets ont été disposés sur le même banc d'optique. Une fréquence radioélectrique (150 MHz environ) est obtenue par battement des deux ondes lumineuses issues de chacun des lasers ; l'analyse du battement montre que la stabilité relative est de l'ordre de quelques kHz, soit 10^{-12} environ. Matériel réalisé par le LABORATOIRE CENTRAL DE TÉLÉCOMMUNICATIONS (Service de Recherches Physiques pour Application aux Télécommunications), 46, avenue de Breteuil, Paris 7^e - Tél. SEGur 90.00.

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

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine - PARIS-6^e - 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^e - 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 CLÉJOLUX, 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 Adjointes

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

M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

Tresorier

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	M. R. LEHMANN	M. P. RIETY
8	Télécommunications-Radiodiffusion-Télévision	M. J. FAGOT	M. AFANASSIEFF
9	Radiodétection et localisation. Radionavigation	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
10	Calculateurs électroniques. Automatismes	M. J. CSECH	M. G. ROTH
11	Electronique nucléaire et corpusculaire	M. P. DESNEIGES	Mme KOCH
12	Electronique biologique et médicale	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 Électrique.

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 Électrique.

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

LE TROISIÈME CONGRÈS INTERNATIONAL D'ÉLECTRONIQUE QUANTIQUE, par M.Y. BERNARD, *Professeur au C.N.A.M. et à l'I.N.S.T.N.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 721 à 737).

Le troisième Congrès International d'Electronique Quantique s'est tenu à Paris du 11 au 15 février 1963. Mille scientifiques appartenant à près de trente pays sont venus au Palais de l'UNESCO écouter environ cent communications originales et une cinquantaine d'exposés de mise au point.

Le présent rapport a pour but de faire le point sur les divers aspects de cette importante manifestation scientifique internationale.

UTILISATION DU LASER POUR LA MESURE DES DISTANCES, par H. Bosc, *Laboratoire Central des Télécommunications.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 738 à 747).

La réalisation du premier laser à rubis, et les possibilités nouvelles offertes par la lumière cohérente ont ouvert de nouveaux champs d'application, mais beaucoup d'entre eux ne sont pas encore utilisables pratiquement.

Cependant, le laser permet de résoudre d'une manière simple le problème de la mesure des distances jusqu'à quelques kilomètres, mieux que les télémètres optiques à base ou les télémètres radar.

On décrit dans cet article la constitution d'un télémètre laser dont la réalisation pratique a été effectuée par le Laboratoire Central des Télécommunications.

LE PLASMA ET SES APPLICATIONS, par E. SCHATZMAN, *Professeur à la Faculté des Sciences de Paris.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 748 à 751).

Les propriétés des gaz ionisés commencent maintenant à être assez bien connues et sont d'une étonnante richesse.

L'objet de cet article est d'examiner les principes qui gouvernent l'emploi des plasmas dans ses diverses applications : Conversion d'énergie, production de mouvement, production de l'ordre à partir du désordre, propagation des ondes et phénomènes microscopiques.

LES EFFETS TRANSVERSAUX DE LA CHARGE D'ESPACE DANS LES FAISCEAUX DE PARTICULES ÉLECTRISÉES. SYNCHROTRON A PROTONS SATURNE, par J. FAURE, M. GOUTTEFANGEAS, R. VIENET, *Ingénieurs au SEFS.* R. LEVY-MANDEL, *Chef du Service de l'Entretien et du Fonctionnement de Saturne (SEFS).* B. LAGO, *Ingénieur au Service de Calcul Arithmétique.* J. LOEB, *Ingénieur Conseil à la Compagnie de Géophysique.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 752 à 762).

Les auteurs ont fait porter leur travail sur l'effet très général observé sur les synchrotrons à protons à focalisation faible — effet qui tend à modifier les dimensions transversales d'un faisceau de particules, sous l'action des forces de charge d'espace créée par ses propres particules.

Le problème est d'abord étudié statistiquement, puis à partir du théorème de Boltzmann ; une technique de calcul a été établie.

Puis une technique linéaire approximative permettant de trouver les meilleures données initiales et la définition d'un pinceau stationnaire en l'absence de sections droites a été mise au point.

CATHODE THERMOÉLECTRONIQUE ET EFFET MAGNÉTRON, par J. BLIAUX, J.P. DURAND, R. MERARD, *Département d'Electronique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 763 à 773).

L'étude des diodes thermoélectroniques à plasma pour la conversion directe d'énergie nucléaire en électricité, permet d'entrevoir dans un proche avenir leur utilisation, en particulier dans le domaine spatial.

Le rendement thermodynamique global de ces convertisseurs est limité, entre autres choses, par l'induction magnétique B associée au courant de cathode : Les trajectoires électroniques sont courbées et une fraction $J_0 - J$ du courant J_0 émis, par unité de surface, revient sur la cathode émissive ; il est alors possible

de parler de rendement électrique $\rho \left(\rho = \frac{J}{J_0} \right)$ dû à cet effet « magnétron » parasite.

Dans cet article une étude théorique du rendement électrique a été faite en fonction de la forme géométrique des cathodes, en supposant une relation simple entre le rendement ρ et l'induction associée B .

UN THYRATRON AU DEUTÉRIUM DE 200 MW DE CONCEPTION NOUVELLE, par L.E. ALGAR et J.E. MARSHALL, *The General Electric Company Ltd.* C.R. RUSSEL, *The M-O Valve Company Ltd.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 774 à 780).

La nécessité de commuter de très hautes puissances dans les installations de radar et d'études nucléaires a déterminé la création d'un thyatron de conception entièrement nouvelle, le GHT6.

Ce thyatron peut commuter 40 kV à 10 000 A au moyen d'une impulsion de 10 A à 1 kV ; ce résultat est obtenu par l'emploi du deutérium au lieu d'hydrogène, ce qui pour la même pression permet une tension de blocage supérieure.

Une enveloppe de métal assure le refroidissement complet des électrodes et en particulier empêche les émissions de la grille. La pression du gaz est maintenue constante par un réservoir à fonctionnement complètement automatique.

Le tube présente ainsi une grande sûreté d'opération et sa vie est extrêmement longue, deux qualités essentielles pour les applications actuelles.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU RENDEMENT DES CELLULES SOLAIRES PHOTOVOLTAIQUES AU SILICIUM, par H. MAYER et L. BERREBY, *Collège Scientifique Universitaire de Pau.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 781 à 786).

On étudie directement à l'aide de l'énergie solaire le rendement des cellules solaires photovoltaïques au silicium. On établit d'abord par voie expérimentale les conditions du meilleur rendement d'une cellule en fonction de la résistance de charge puis le rendement des cellules groupées en série et en parallèle. La théorie confirme en général les données expérimentales.

On étudie enfin le rendement en fonction de la longueur d'onde à l'aide de filtres. On décèle pour les cellules étudiées un maximum de rendement vers 7 000 Å et une augmentation considérable du rendement en ultra-violet.

LINÉARITÉ DES PHOTOMULTIPLICATEURS : EFFET DES COURANTS DE DYNODES, par P. MOATTI, *Attaché de recherches au CNRS.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 787 à 793).

L'amplification du courant de cathode d'un photomultiplicateur ne peut être linéaire avec le montage classique, à une seule Haute Tension et avec capacités de découplage, par suite de l'effet des courants de dynodes. On calcule la variation des potentiels en charge des dynodes, et la distorsion de gain qui en résulte.

On propose deux nouveaux montages régulateurs de gain, utilisant deux Hautes Tension. La sortie se fait à l'anode, ou à une dynode déterminée. Ces montages donnent une haute linéarité en amplitude et en fréquence.

THERMIONIC CATHODE AND MAGNETRON EFFECT by J. BLIAUX, J.P. DURAND, R. MÉRARD, *Département d'Electronique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 763 to 773).*

The analysis of plasma thermionic diodes as nuclear energy to electricity direct converters allows particularly their use, in the near future, about the spatial field.

The total thermodynamic efficiency of these converters is limited, from among other parameters, by the magnetic induction B associated to the cathode current : Electronic beams are sent and a part $J_0 - J$ of emitted current density J_0 returns to the emitter ; Therefore, it is possible to introduce an electric efficiency ρ ($\rho = J/J_0$) owing to this parasitic magnetron effect.

In this paper, a theoretical analysis of this electrical efficiency is elaborated according to the geometrical cathode shapes, considering a plain relation between this efficiency ρ and the associated magnetic induction B .

A 200 MW DEUTERIUM THYRATRON OF NEW CONCEPTION, by L.E. ALGAR and J.E. MARSHALL, *The General Electric Company Ltd, C.R. RUSSELL, The M-O Valve Company Ltd. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 774 to 780).*

The GHT6 has been evolved to meet the demand for a high powered switch tube in radar and nuclear research installations.

This thyatron can switch 40 kV at 10,000 A by means of a 10 A, 1 kV trigger pulse ; this is due to the use of deuterium which at a given pressure permits higher hold-off voltages than hydrogen.

A metal envelope ensure proper cooling of the tube electrodes and in particular inhibits grid emission. The tube has a completely automatic replenisher system which keeps the gas pressure constant.

All these points contribute to a reliable longlife tube which is called for by present day applications.

CONTRIBUTION TO THE STUDY IN THE EFFICIENCY OF SILICON PHOTOVOLTAIC SOLAR CELLS, by H. MAYER and L. BERREBY, *Collège Scientifique Universitaire de Pau. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 781 to 786).*

The author studies directly, using solar energy, the efficiency of silicon photovoltaic solar cells. First of all, maximum efficiency conditions in terms of load resistance are established empirically. Then series and parallel grouping are investigated. The theory in general confirms the experimental results.

A study is then made of spectrum efficiency with the help of filters. The author observes in the cells investigated a maximum efficiency around 7 000 Å and a marked efficiency increase in the ultra-violet range.

LINEARITY OF PHOTOMULTIPLIERS : EFFECT OF DYNODE CURRENTS, by P. MOATTI, *Attaché de recherches au CNRS. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 787 to 793).*

The amplification of cathode current of a photomultiplier with the classic circuit, with one High Voltage supply and by pass capacitors, cannot be linear, owing to the effect of dynode currents. The variation of load dynode potentials is calculated, as well as the resulting gain distortion.

Two new gain-regulating designs are proposed, using two High Voltage supplies. Output is made at the anode, or at a definite dynode. Those circuits give a high linearity with respect to amplitude and frequency.

THIRD INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON QUANTUM ELECTRONICS, by M.Y. BERNARD, *Professeur au C.N.A.M. et à l'I.N.S.T.N. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 721 to 737).*

The third International Symposium on Quantum Electronics was held in Paris, 11 to 15 February 1963. One thousand scientists, from about thirty countries, went to the Palais of UNESCO and heard about hundred original communications and about fifty communications to precise a matter.

The present article gives precisions on the various aspects of this important international scientific manifestation.

THE LASER AS A TELEMETER, by H. BOSC, *Laboratoire Central des Télécommunications. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 738 to 747).*

The first ruby lasers and other applications of coherent light have opened many new potential fields. Many among them are not yet practical.

The laser, however, provides a simple solution to the problem of distance measurement up to a few kilometres. In this application it is already better than optical or radar telemeters.

The article describes a laser telemeter whose practical realisation was brought about by the Laboratoire Central des Télécommunications.

PLASMA AND ITS APPLICATIONS, by E. SCHATZMAN, *Professeur à la Faculté des Sciences de Paris. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 748 to 751).*

The properties of ionised gases are beginning to be well understood and are of an astonishing diversity.

The aim of this article is to investigate the basic principles which govern the use of plasma in various applications : energy conversion, generation of movement, production of order out of disorder, wave propagation and microscopic phenomena.

TRANSVERSE SPACE-CHARGE EFFECTS IN A BEAM OF ELECTRIFIED PARTICLES, by J. FAURE, M. GOUTTE-FANGEAS, R. VIENET, *Ingénieurs au SEFS, R. LEVY-MANDEL, Chef du Service de l'Entretien et du Fonctionnement de Saturne (SEFS), B. LAGO, Ingénieur au Service de Calcul Arithmétique, J. LOEB, Ingénieur Conseil à la Compagnie de géophysique. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 752 to 762).*

The authors concentrate on the very general effects observed on weak focus proton synchrotrons : an effect which tends to modify the transverse dimensions of a beam owing to the space-charge between the particles forming the beam in question.

The problem is first studied statistically, then starting from Boltzmann's theorem a method of calculation is developed. A linear method leading to approximate results is then suggested to determine the best starting conditions and the definition of a simple stationary beam.

LES CABLAGES IMPRIMÉS. LEUR CONTRIBUTION A LA FIABILITÉ. LEURS POSSIBILITÉS DANS LA MINIATURISATION, par J. MARZIN, *Laboratoires Circuits Imprimés professionnels COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 794 à 801).

Les circuits imprimés, à l'origine procédé économique de câblages, sont devenus, grâce à leurs perfectionnements, l'auxiliaire indispensable des ensembles complexes à haute performances.

L'auteur décrit plus spécialement les procédés d'obtention de trous métallisés et analyse leurs caractéristiques. Il examine en outre différents traitements susceptibles d'accroître les performances des câblages imprimés.

Les câblages imprimés à haute définition et à couches multiples pourront constituer un moyen de choix pour l'association des sous-ensembles miniatures et microminiatures.

PROGRAMMATION PAR MATRICE A TORES MAGNÉTIQUES D'UN APPAREIL DE CONTRÔLE AUTOMATIQUE POUR SOUS-ENSEMBLES, par M. CHALEAT et B. LOSCUL, *Laboratoires Mémoires COPRIM*. L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 802 à 805).

La sélection des sorties de chacun des composants d'un sous-ensemble en vue de leur contrôle individuel ainsi que l'établissement des circuits de mesure appropriés conduisent à un problème de programmation.

L'article décrit une solution relativement simple utilisant une matrice de tores magnétiques à cycle d'hystérésis rectangulaire. Les différents programmes possibles sont traduits par le passage d'autant de fils à travers des tores déterminés.

La capacité prévue est de 40 groupes de 36 mots de 78 chiffres binaires, soit au total environ 100 000 chiffres binaires.

DES ANOMALIES D'AUDITION DANS LA STÉRÉOPHONIE D'INTENSITÉ, par L. CHATENAY, *Ingénieur en Chef des Télécommunications, Service des Etudes R.T.F.* L'Onde Electrique de juillet-août 1963 (pages 806 à 812).

Il apparaît souvent des anomalies de localisation de certaines sources sonores apparentes dans l'audition stéréophonique à partir de deux haut-parleurs. De nombreuses causes en sont connues, provenant de la salle d'écoute, de la qualité des haut-parleurs ou de la prise de son.

Des expériences ont été faites en chambre sourde dans des conditions étroitement contrôlées pour éliminer dans la mesure du possible ces causes d'erreur. Elles ont montré que la seule coexistence de deux sources réelles dans l'espace sonore de l'auditeur est à l'origine de perturbations localisées dans le spectre de fréquences qui affectent la position et le timbre des sources apparentes.

PROGRAMMING A SUB-ASSEMBLY AUTOMATIC CONTROL APPARATUS BY MEANS OF MAGNETIC MATRICES, by M. CHALEAT and B. LOSCUL, *Laboratoires Mémoires COPRIM*. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 802 to 805).

Selecting each of various components of a sub-assembly, as it is manufactured, checking its individual specifications and setting up an appropriate test circuit lead to a programming problem.

The article describes a relatively simple solution making use of magnetic matrices having a rectangular hysteresis loop. Different possible programmes are expressed by different paths followed by a number of wires through different magnetic circuits.

It is designed for a total capacity of 40 groups of 36 combinations, each one made up of 78 binary numbers : a total of approximately 100,000 binary numbers.

PRINTED CIRCUITS. THEIR CONTRIBUTION TO RELIABLE REALISATIONS THEIR POTENTIALITIES IN MINIATURISATION, by J. MARZIN, *Laboratoires Circuits Imprimés Professionnels COPRIM (Evreux)*. L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 794 to 801).

Printed circuits, used originally mainly for economic reasons, have now become the indispensable adjunct of high performance complex apparatus.

The author describes in detail the methods of obtaining metallised holes and analyses their characteristics. He also considers various methods of manufacture offering the possibility of improved performance.

High definition multi-layer printed circuits will provide an excellent method of realising and connecting together miniature and micro-miniature sub-assemblies.

HEARING ANOMALIES IN STEREOPHONIC LISTENING, by M.L. CHATENAY, *Ingénieur en Chef des Télécommunications, Service des Etudes R.T.F.* L'Onde Electrique, July-August 1963 (pages 806 to 812).

In listening to stereophonic reproduction by means of two loudspeakers, there appear often certain anomalies of location in the sources. There are various reasons for this, concerned with the nature of the listening room, the quality of the loudspeakers and the recording of the sound.

Experiments have been made in a dead chamber under closely controlled conditions in order to eliminate as far as possible these causes of error. These experiments have shown that the mere co-existence of two real sources within the hearing range of the listener is the cause of local disturbances in the frequency spectrum which affect the apparent position and the tone of the sources.

LE TROISIÈME CONGRÈS INTERNATIONAL D'ÉLECTRONIQUE QUANTIQUE*

PAR

M. Y. BERNARD

Professeur au C.N.A.M. et à l'I.N.S.T.N.

Le Troisième Congrès International d'Electronique Quantique vient de se tenir à Paris, du 11 au 15 février 1963. Mille scientifiques appartenant à près de trente pays sont venus au Palais de l'UNESCO écouter environ cent communications originales et une cinquantaine d'exposés de mise au point.

Le présent rapport a pour but de faire le point sur les divers aspects de cette importante manifestation scientifique internationale.

1. Les congrès d'électronique quantique : 1959 - 1961 - 1963

C'est en 1917 que la revue allemande « *Physikalische Zeitschrift* » publia un travail théorique d'un professeur de physique ALBERT EINSTEIN. Cet article mettait en évidence un phénomène quantique jusqu'alors insoupçonné : *l'émission stimulée*. Un système quantique, dans un état excité d'énergie E_1 , peut descendre à l'état d'énergie E_0 en *émettant spontanément* un photon d'énergie :

$$h\nu = E_1 - E_0$$

Un phénomène inverse est bien entendu possible, et correspond à l'absorption d'un photon par le système quantique, qui, de l'état fondamental, monte au niveau excité.

L'article de 1917 montrait que si l'émission pouvait, certes, se faire spontanément, elle pouvait, en outre, être *stimulée* par un autre photon de même fréquence. Dans ce cas, on obtenait deux photons dont les ondes associées étaient en phase.

Il était clair que l'on se trouvait en présence d'un très intéressant mécanisme d'amplification puisqu'un seul photon, traversant un milieu peuplé de systèmes quantiques dans un état excité, pouvait donner lieu à l'émission d'un très grand nombre de photons dont, manifestement, les ondes associées seraient en phase les unes avec les autres. On disposait d'une source de vibrations cohérentes. Si le premier photon provient d'un signal extérieur, on réalise un amplificateur ; si ce premier photon provient d'une perturbation quelconque (par exemple, l'émission spontanée tou-

jours présente), on obtient un auto-oscillateur. Fort heureusement, le système aura des pertes, et l'auto-oscillation ne se manifeste qu'au-dessus d'un seuil critique, ce qui permet à l'appareil de fonctionner en amplificateur stable malgré la présence inévitable de photons de bruit. Encore fallait-il réaliser ce milieu où il y a plus dans l'état excité que dans l'état fondamental car la nature a tendance à établir une répartition opposée.

En 1917, la radioélectricité faisait ses premiers pas. Les longueurs d'ondes utilisées dépassaient le kilomètre ; les quanta d'énergie étaient extrêmement petits et personne ne songeait à appliquer le formalisme quantique à la radioélectricité. Au contraire, dans le domaine de la lumière visible, les quanta pouvaient faire sentir individuellement leur effet, et, tout naturellement, EINSTEIN appliqua sa théorie à un problème de rayonnement lumineux : il démontra fort élégamment la célèbre formule de PLANCK obtenue quelques 15 ans auparavant par une méthode fort différente.

Mais, 30 ans plus tard, vers 1950, l'électronique avait considérablement progressé ; on savait produire des oscillations radioélectriques de longueurs d'ondes inférieures au centimètre. L'optique, elle aussi, progressait, et les spectroscopistes, après s'être intéressés à la région infrarouge, avaient entrepris l'étude de la région hertzienne. Depuis 1945, on connaissait de très nombreuses transitions quantiques, mettant en jeu l'interaction des moments dipolaires magnétiques ou quadripolaires électriques des noyaux avec des champs extérieurs, associées à des ondes dont la longueur d'onde est de l'ordre du centimètre... les domaines de fréquence étudiés par les radioélectriciens d'une part, et par les spectroscopistes d'autre part, sont maintenant les mêmes. Enfin, plusieurs physiciens avaient réalisés des montages permettant d'inverser les populations des divers niveaux ; citons notamment A. KASTLER, qui propose le « pompage optique » en 1950.

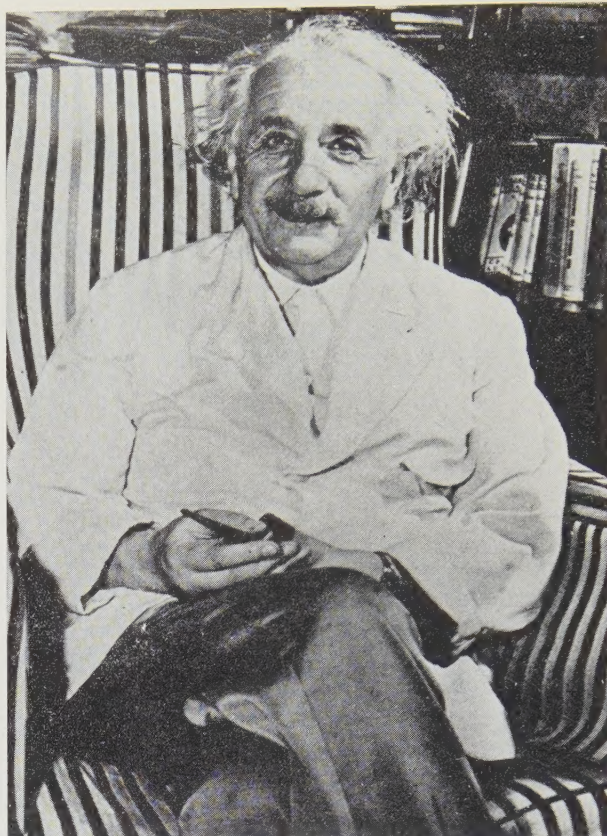
La conjoncture était donc favorable à l'application de raisonnement quantique, telle que la notion d'émission stimulée, à des phénomènes radioélectriques ; le physicien américain C.H. TOWNES a mis le premier en évidence l'auto-oscillation d'un milieu peuplé de systèmes quantiques dans un état excité, en construisant le premier appareil d'électronique quantique,

* Conférence prononcée le 30 mai 1963 devant la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens.

baptisé MASER, acronyme fabriqué avec les initiales du nom anglais : Molecular Amplifier by Stimulated Emission of Radiation. Il s'agissait, en l'occurrence, de molécules d'ammoniac qui oscillaient dans le domaine des hyperfréquences. Peu après, N. BLOEMBERGEN, aux Etats-Unis, et A. PROKHOROV, en URSS, réalisèrent des masers-amplificateurs. Tous ces appareils comportaient une cavité résonnante accordée sur la fréquence à étudier, et contenant un corps dont les atomes ou les molécules pouvaient exister dans deux états quantiques au moins. Une des difficultés qu'il fallait résoudre consistait à « pomper » le système, pour qu'il y ait davantage d'atomes dans l'état excité que dans l'état fondamental. Les techniques de pompage sont nombreuses mais délicates.

En 1959, quatre ans après la naissance de l'électronique quantique, ses spécialistes se réunirent dans l'état de New-York. Ce fut le premier Congrès International traitant de ce sujet. 170 physiciens vinrent écouter une cinquantaine de communications portant sur les masers dans le domaine des hyperfréquences et leurs utilisations. Les comptes rendus de ce premier congrès furent publiés en 1960 par C.H. TOWNES, à Columbia University Press. Mais c'est aussi vers cette époque que deux physiciens américains, T.H. MAIMAN et A. JAVAN, ont révolutionné l'électronique quantique en réalisant un montage fonctionnant dans un domaine des fréquences optiques. La cavité résonnante qu'ils utilisèrent était constituée par un interféromètre à ondes multiples, inventé quelques 50 ans auparavant par les physiciens français PEROT et FABRY ; les corps actifs étaient soit des mélanges gazeux (hélium et néon), soit des solides tels que le rubis. On obtenait ainsi des auto-oscillateurs fonctionnant comme un émetteur de radio et émettant une fréquence du spectre visible ou infrarouge proche. La révolution était considérable puisque, jusqu'à cette découverte, les sources de radiations dans cette région spectrale étaient incohérentes. Au contraire, les masers optiques* fournissaient des sources lumineuses cohérentes dans lesquelles tous les atomes émettaient des vibrations en *phase* les unes avec les autres. Il était évident que l'emploi de ces sources cohérentes allait renouveler l'optique classique, et permettre aux physiciens de réaliser des expériences fort intéressantes, ce qu'ils ne pouvaient faire auparavant qu'à l'aide de montages compliqués comme les diviseurs d'ondes, associés à une source ponctuelle, seule source spatialement cohérente de l'optique « classique ».

En 1961, les spécialistes de l'électronique quantique se réunirent à nouveau, sur le côté ouest des Etats-Unis, à BERKELEY ; 400 physiciens vinrent écouter 80 communications. Une partie de l'auditoire était constituée par des opticiens fort intéressés par les conséquences que les lasers auraient sur le développement de l'optique. Vis-à-vis de l'électronique quantique, le comportement de l'opticien est assez curieux : sous prétexte que cette technique utilise des montages qui lui sont familiers, l'opticien a tendance à la considérer comme sienne. A cet égard, on peut signaler l'image adoptée par A. SILVERMANN lors du



A. Einstein.

congrès de 1961. On assimile l'opticien, qui rencontre l'électronique quantique, à un congressiste qui, dans une manifestation internationale, rencontre un physicien en qui il croit reconnaître un ami d'enfance ; le dialogue suivant s'engage :

« Hello, Boris! que je suis content de te revoir ; cela fait au moins 25 ans que nous ne nous sommes pas rencontrés. Que tu as changé! Tu étais maigre et te voilà imposant ; tu étais pâle et émacié, et te voilà rubicond ; tu avais une abondante chevelure, et te voilà complètement chauve. Je suis vraiment très content de te retrouver ! ».

et comme l'interpellé réplique :

« Mais je ne m'appelle pas Boris ! ».

le congressiste, nullement décontenancé, réplique :

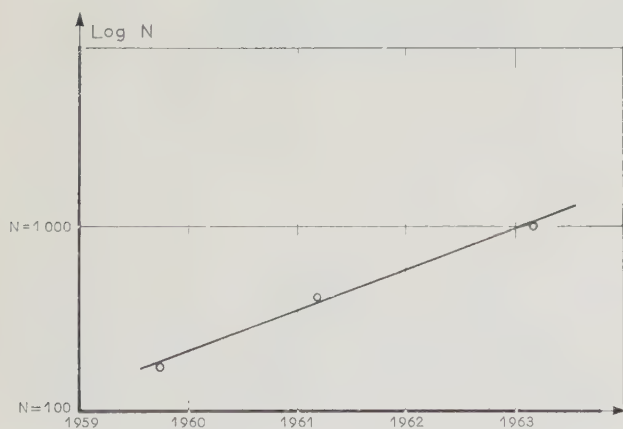
« Dire que tu as même changé de nom... mais cela ne fait rien, je suis vraiment content de te revoir ».

En effet, l'opticien a tendance à croire que l'électronique quantique, malgré de grandes différences de technique, est une partie de l'optique alors que le caractère de cohérence spatiale et temporelle (à cause de la très faible largeur de raie du rayonnement émis) en fait une discipline nouvelle qui se rapproche peut-être plus de la radioélectricité que de l'optique. Le radioélectricien a, certes, du mal à reconnaître dans un laser les aspects classiques des montages de radioélectricité ; mais une fois que l'effort d'adaptation est fait, la transposition est facile, trop facile même. En effet il faut bien reconnaître que les opticiens n'avaient

* ou laser : light apparatus by stimulated emission of radiation.

pas attendu les lasers pour faire de l'optique cohérente : les travaux de ZERNICKE et de VAN CITTERT sont célèbres ; comme les radioélectriciens ignorent parfois ces travaux, ils ont tendance à redécouvrir l'optique cohérente à l'occasion des études portant sur les masers. Après 40 ans de séparation, l'optique et la radioélectricité se retrouvent ; ce mariage de raison ne se fera pas sans heurts de part et d'autre, mais il y a tout lieu de penser que les conséquences en seront fructueuses pour la physique de demain.

Les deux premières manifestations internationales avaient instauré une tradition : celle des congrès qui se tenaient avec une périodicité de 2 ans. Il convenait qu'une société savante prenne le relais en organisant, en 1963, le Troisième Congrès International d'Electronique Quantique. Une conjoncture favorable fut créée en France par la naissance d'une section française de l'I.E.E.E.*, grâce aux efforts du Général J.M. GAVIN, Ambassadeur des Etats-Unis d'Amérique. Cette nouvelle section décida d'unir ses efforts à ceux de la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens pour organiser à Paris le Troisième Congrès International d'Electronique Quantique. P. GRIVET, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, accepta de présider le Comité d'Organisation, tandis que N. BLOEMBERGEN, Professeur à l'Université de Harvard, accepta de mettre sur pied le programme scientifique. 1 000 physiciens se sont réunis à Paris en 1963, et la courbe ci-dessous montre la croissance exponentielle des participants aux Congrès d'Electronique Quantique (3 dB par an).



La croissance exponentielle du nombre des participants aux Congrès d'Electronique Quantique.

2. Le programme scientifique

La séance inaugurale du lundi 11 février 1963 a été consacrée à un exposé de W.E. LAMB, prix Nobel 1955, sur la théorie quantique des masers, et à un exposé de A. KASTLER, sur la statistique des bosons. La séance de clôture du vendredi 15 février 1963 a été consacrée à un exposé de C.H. TOWNES qui a dressé le bilan scientifique du Congrès.

Entre ces deux séances solennelles, le programme avait prévu 16 séances de travail, réparties en deux sessions ; cette division a, bien entendu, créé quelque gêne chez les congressistes, notamment le mercredi matin où la session sur les lasers à gaz venait en concurrence avec la session sur les lasers à semi-conducteurs ; c'est qu'en effet, lors de la mise au point du programme, en juin 1962, l'utilisation de semiconducteurs en électronique quantique n'était qu'un projet... alors que huit mois après, en février 1963, c'est une réalité tellement actuelle qu'il a fallu lui consacrer deux sessions au lieu d'une. Ce fait illustre bien le développement rapide de l'électronique quantique.

Les seize sessions scientifiques couvraient l'ensemble du programme suivant :

— MASERS HYPERFRÉQUENCES

- spectroscopie des métaux de transition, masers à solides, masers à faisceaux moléculaires, applications (horloges, magnétomètres).

— THÉORIE GÉNÉRALE DES LASERS

- théorie quantique du fonctionnement, théorie de la cohérence (où R.J. GLAUBER a présenté pour la première fois une théorie quantique de la cohérence, s'opposant aux théories classiques de WOLF et MANDEL). Bruit quantique et théorie de l'information.

— LASERS A GAZ ET A SOLIDE

- lasers à gaz, techniques et modes optiques, lasers à cristaux, expériences diverses sur l'effet laser.

— OPTIQUE NON LINÉAIRE

— TECHNIQUES AVANCÉES

- lasers à semiconducteurs, lasers à phonons, lasers mettant en œuvre l'effet RAMAN, mécanisme de relaxation en optique.

Chaque session débutait par trois ou quatre exposés de mise au point, présentés par des spécialistes invités. Cinq physiciens français (P. AIGRAIN, J. BROSSEL, P. GRIVET, P. JACQUINOT et J. UEBERSFELD) ont présenté de tels exposés.

Le Comité du Congrès a reçu 188 communications en provenance de 12 pays, au premier rang desquels venaient bien entendu les USA. Si l'on excepte quelques communications qui n'ont pu être retenues car elles étaient en dehors du programme, la quasi totalité de ces propositions ont été retenues et figureront dans les Comptes-Rendus du Congrès, publiés par DUNOD. L'horaire disponible n'a cependant pas permis d'accorder un temps de parole à chaque auteur de communication, et, en réalité, une centaine de communications seulement ont fait l'objet de présentation orale.

Nous allons maintenant dresser un bilan du Congrès en citant les contributions les plus importantes dans quelques domaines particulièrement représentatifs.

(*) Alors I.R.E. (Institute of Radio Engineers).

2.1. L'OPTIQUE NON LINÉAIRE

(ou le détecteur à galène à l'âge de l'électronique quantique).

Nous classerons les communications en trois parties :

1° Interaction entre ondes lumineuses et multiplication de fréquence

2° Modulation et démodulation de la lumière

3° Dispositifs et applications divers.

sur les propriétés non linéaires des plasmas, celles de R.W. TERHUNE d'une part, de R.C. MILLER d'autre part sur la production d'harmoniques dans les cristaux, en particulier les cristaux piezo-électriques.

Il faut mentionner la communication de F. GIRES et G. MAYER étudiant l'influence d'ondes lumineuses intenses sur l'indice de réfraction de diverses substances (quartz, sulfate de glycolle, nitrobenzène, sulfure de carbone), celle de A. PIEKARA et S. KIELICH sur l'orientation des molécules anisotropes sous l'effet de la lumière d'un laser, et celle de P.N. BUTCHER



Séance d'ouverture. De gauche à droite : P. GRIVET, N. BLOEMBERGEN, C.H. TOWNES, G. LEHMANN, P. RINIA (Photo Paris-Match, M. Jarnoux).

P. FRANKEN a passé en revue les effets non linéaires, en discutant les restrictions liées à la symétrie, le problème de la propagation, et décrivant les principales expériences. Parmi celles-ci, il faut citer les expériences dans lesquelles l'harmonique deux est produit ; diverses substances sont comparées du point de vue de cette production : le KDP, l'ADP et le quartz sont les plus efficaces. Les expériences où l'on produit les fréquences somme et différence sont également discutées, et quelques considérations sont données sur les harmoniques de surface, les effets d'ordre supérieur et l'amplification paramétrique optique.

N. BLOEMBERGEN a donné la théorie des interactions entre ondes lumineuses dans les milieux non linéaires. Cette théorie permet de prévoir et de calculer la production des harmoniques et des sous-harmoniques, la conversion de fréquence et l'effet Kerr. P.S. PERSHAM a étudié l'influence des conditions aux limites dans ce problème.

A ces théories générales, il faut ajouter les études de B. LAX et collaborateurs, et celles de K.D. FROOME

et T.P. McLEAN sur le calcul du tenseur de conductivité non linéaire d'un solide.

J. GIORDMAINE a décrit diverses expériences d'optique non linéaire effectuées aux BELL TELEPHONE LABORATORIES.

Un grand nombre de communications ont été présentées sur la modulation et la démodulation de la lumière. Dans ce domaine, il faut citer les travaux de A.E. SIEGMAN et collaborateurs sur les phototubes à ondes progressives, les travaux de P. PARZEN utilisant la dispersion anormale, les travaux de S.E. HARRIS sur les convertisseurs optiques transformant de la lumière modulée en fréquence en lumière modulée en amplitude. Les photomultiplicateurs ont également été étudiés comme dispositifs de démodulation (A.E. SIEGMAN, O.L. GADDY, J. NUSSLI).

En ce qui concerne la modulation de la lumière proprement dite, il faut citer les travaux de C. BUHRER et collaborateurs utilisant les cellules de Pockels, et de D.F. HOLSHOUSER et R. STANFIELD utilisant l'effet Kerr. I.P. KAMINOW a étudié les propriétés du phosphate acide de potassium comme modulateur.

Mentionnons, pour finir, l'utilisation des effets d'interférence pour améliorer les modulateurs optiques, l'utilisation de photodiodes à cristaux pour la réception superhétérodyne et l'étude de l'émission photo-électrique de champ.

2.2. LES LASERS A SEMICONDUCTEURS

Les lasers à semiconducteurs ont constitué l'une des nouveautés du Troisième Congrès d'Electronique Quantique. L'emploi des semiconducteurs, pour obtenir des émissions cohérentes de lumière, avait été suggéré, dès 1957, par P. AIGRAIN, puis réexaminé par B. LAX et par A.N. BASOV lors du Second Congrès d'Electronique Quantique. En 1961, M. BERNARD et G. DURAFFOURG établissent la condition nécessaire pour réaliser l'effet laser dans un semiconducteur. Mais c'est en 1962, il y a quelques mois à peine, que les premiers résultats positifs apparaissent simultanément dans trois laboratoires américains : General Electric, I.B.M. et Lincoln Laboratory.

Les exposés de deux conférenciers invités, P. AIGRAIN et A.N. BASOV, ont été suivis de sept ou huit communications. Les premiers résultats expérimentaux concernent surtout les jonctions p-n à As Ga : à partir d'une certaine valeur de la densité du courant d'injection traversant la diode, on observe un rétrécissement du spectre de lumière de recombinaison, une directivité marquée, puis l'oscillation sur un ou plusieurs modes bien définis ; les résultats prouvent sans équivoque la présence de l'émission stimulée et de l'effet laser.

Pourtant, on ne sait pas encore avec certitude si la transition responsable de cet effet est une transition bande de conduction — bande de valence, ou une transition bande à conduction — niveau accepteur.

Une des caractéristiques les plus remarquables des lasers à semiconducteurs est leur rendement très élevé voisin de l'unité. L'effet laser dans les semiconducteurs n'a été prouvé à ce jour, que sur l'As Ga et sur les alliages Ga As^x P^{1-x} ; pourtant H. BENOIT A LA GUILLAUME et ses collaborateurs de l'Ecole Normale Supérieure ont mis en évidence un coefficient d'absorption négatif dans l'In As. Gageons que, dans un proche avenir, l'effet laser sera mis en évidence dans de nombreux matériaux semiconducteurs.

2.3. FONCTIONNEMENT DES MASERS DANS L'INFRAROUGE

Dans le domaine de l'infrarouge, toute une série de communications décrivent des lasers couvrant la gamme de longueurs d'onde qui s'étend du visible aux ondes millimétriques. A la limite du visible, R.J. KEYES et T.M. QUIST d'une part, M.I. NATHAN d'autre part, ont expérimenté des lasers à semiconducteurs utilisant Ga As, et fournissant un rayonnement continu vers 0,81 μ .

La gamme du proche infrarouge et de l'infrarouge moyen est couverte principalement au moyen de lasers à gaz. Le laser à He Ne est maintenant classique ; sa longueur d'onde normale de fonctionnement est de 1,15 μ . On en trouve une description détaillée dans

la communication de G. HEPNER. D'après J.D. RIGDEN et A.D. WHITE, il peut fonctionner dans le visible à la longueur d'onde de 6 328 Å, et dans l'infrarouge à 6 longueurs d'onde voisine de 1,15 μ . C.K.N. PATEL et R.A. MCFARLANE ont utilisé un laser He Xe comme amplificateur à 2,26 μ et ont obtenu un gain de 4,5 dB par mètre. P. RABINOWITZ a fait fonctionner un laser au césium à 3,20 μ et 7,18 μ . R.A. MCFARLANE, W.L. FAUST, C.K.N. PATEL et G.C.B. GARRETT, poursuivant leurs travaux de spectroscopie, mentionnent des résultats obtenus entre 2,2 et 18,5 μ avec des lasers dans lesquels le néon, le xénon et le krypton sont éventuellement additionnés d'hélium. P. LAURES a entrepris des mesures préliminaires sur un laser à gaz Cd Na qui doit fonctionner à 9,15 μ .

On atteint la zone des ondes millimétriques (0,1 à 1 mm) avec des lasers de constitution classique tels que WO₄Ca, CaF₂, Al₂O₃, MgO dopés par une terre rare, en utilisant comme source de pompage un laser rayonnant dans le proche infrarouge. Les transitions ont lieu entre niveaux très proches obtenus par décomposition des niveaux par le champ cristallin. W.S.C. CHANG et R.F. ROWNTREE donnent les résultats des mesures préliminaires. D'après V. RADHAKRISHNAN, le rutile dopé au fer peut être utilisé à des longueurs d'onde voisine de 3 mm.

On peut même atteindre la gamme des ondes centimétriques ; K.S. YNGVESSON étudie un laser qui utilise le rutile dopé au chrome et qui doit osciller dans la gamme allant de 1 à 15 GHz.

Certaines communications traitent de phénomènes particuliers pouvant être mis à profit pour la production de rayonnement dans l'infrarouge, et notamment dans l'infrarouge lointain :

— R.H. CHRISTIE a obtenu des impulsions à 160 μ par battements dans un laser déclenché contenant une cellule de Faraday et fonctionnant à la température de l'azote liquide.

— J.H. DENNIS, P.R. LONGAKER et R.H. KINGSTON ont montré que le quartz, le phosphate di-hydrogène de potassium et le sulfure de zinc permettent l'oscillation et l'amplification paramétriques dans l'infrarouge et en UHF au moyen des effets non-linéaires.

— B. WINCKE et A. HADNI ont étudié la transparence de matériaux tels que CaF₂, SrF₂, WO₄Ca, Cl₃La, F₃La, ICs à la température de l'hélium liquide. Ces matériaux, opaques dans la bande de 50 à 150 μ à la température ordinaire, deviennent alors transparents. Ils offrent donc la possibilité, dopés avec des terres rares, de présenter l'effet laser dans l'infrarouge très lointain.

— M.W. MULLER, A. SHER, R. SOLOMON et D.G. DOW se proposent d'utiliser les transitions vibrationnelles de molécules. Des mesures spectroscopiques ont confirmé cette possibilité. Une expérience est en cours sur la molécule HD dans la zone des 5 μ .

— H. LYONS et M.L. BHAUMIK ont entrepris sur les chélates de terres rares une expérimentation qui semble prometteuse : facilité de pompage, finesse des raies, grande efficacité quantique. En outre, les applications possibles s'étendent de l'ultraviolet aux ondes millimétriques. Les auteurs mentionnent particulière-

ment le benzoilacétionate d'euporium qui rayonne à 6 130 Å, refroidi à 77 °K.

— D'après L.G. VAN UITTERT, le tungstate de zinc dopé au chrome pourrait être utilisé pour obtenir l'effet laser à des fréquences voisines de 1 500 MHz.

Mentionnons enfin deux communications sur des lasers qui utilisent l'effet Raman et dans lesquels la source de pompage est elle-même un laser. H.J. ZEIGER et P.E. TANNENWALD présentent une étude théorique et analysent divers systèmes parmi lesquels :

- laser à rubis ;
- laser à CaF_2 dopé au U^{3+} ;
- laser à CaF_2 dopé au Nd^{3+} ;

et montrent la possibilité d'obtenir des rayonnements dans la région de l'infrarouge lointain et des ondes millimétriques.

E.J. WOODBURY présente le résultat de quelques-unes de ses expériences sur des liquides du type benzène, toluène. Il compare la fréquence du rayonnement observé avec le déplacement de fréquence dû à l'effet Raman, et trouve, dans la plupart des cas, une concordance satisfaisante.

2.4. LES NOUVEAUX MATÉRIAUX POUR MASERS

La plupart des communications concernent des matériaux éprouvés (ions dopants et supports). Les propriétés de ces matériaux sont déjà connues, mais ces communications confirment et complètent les résultats antérieurement publiés.

Dans le domaine des matériaux solides, il faut noter la communication de G.C.B. GARRETT qui en présente une vue d'ensemble. Nous reproduisons ci-dessous le tableau qu'il a cité :

On peut remarquer que tous les ions dopants sont des terres rares (à part U^{3+}), et que les supports cristallins sont, outre le rubis, des fluorures, tungstates et molybdates. Le verre figure maintenant comme support classique.

Les propriétés de certains matériaux cités par GARRETT sont étudiées plus en détail dans les communications de :

PORTO-YARIV : U^{3+} dans CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 .

NASSAU : Tm^{3+} dans WO_4Ca .

SNITZER : Ho^{3+} , Pr^{3+} , Wd^{3+} dans WO_4Ca .
 Sm^{2+} dans CaF_2 et SrF_2 .

YARIV-KISS : Dy^{2+} dans CaF_2 .

Ces derniers font état d'une puissance de sortie de 2 W, en régime continu, en utilisant des réflecteurs à diélectriques multiples.

SNITZER présente en outre des résultats intéressants obtenus avec des verres dopés au Nd^{3+} . Ces verres permettent la réalisation de lasers de haut rendement (4 %) qui présentent toutefois un seuil d'excitation élevé (200 à 900 J). On peut réaliser ainsi des lasers à impulsions de grandes puissances : impulsions de 140 J (puissance instantanée de 3 MW) pour une excita-

Matériau support	Dopage
Al_2O_3	Cr^{3+}
CaF_2	U^{3+} Nd^{3+} Sm^{2+} Dy^{2+} Tm^{2+}
SrF_2	U^{3+} Nd^{3+} Tm^{3+} Sm^{2+}
BaF_2	U^{3+} Nd^{3+}
LaF_2	Nd^{3+}
CaWO_4	Nd^{3+} Pr^{3+} Tm^{3+} Ho^{3+} Er^{3+}
SrWO_4	Nd^{3+}
CaMoO_4	Nd^{3+}
SrMoO_4	Nd^{3+}
PbMoO_4	Nd^{3+}
Verres	Nd^{3+} Yb^{3+} Gd^{3+} Ru^{3+} Rb^{3+} Eu^{3+}

tion de 6 000 J. Le verre peut être utilisé en fibres isolées ou multiples.

Les autres communications concernent des matériaux qui n'ont pas encore fait leurs preuves définitives, et sur lesquels des mesures sont en cours, ou qui apparaissent comme suffisamment intéressants, après études théoriques, pour devoir être expérimentés prochainement. Comme GARRETT pour les matériaux éprouvés, MAIMAN a dressé une liste de supports cristallins et ions dopants qui lui paraissent utilisables :

— Supports : les saphirs qui constituent de bons matériaux pour l'emmagasiner de l'énergie, les oxydes des groupes 3 et 4 (Be et éléments supérieurs), les silicates et les borates.

— Ions dopants : Cr^{3+}

Mn^{2+} (avec compensation des charges)

Mn^{4+} (spectre analogue à celui du rubis)

Cr^{2+} , Cr^{3+} (avec compensation des charges)

Cd^{2+}

Nb^{2+} , Nb^{3+} , Nb^{4+} , Nb^{5+} .

On trouve :

$$N = 16 \frac{E\lambda}{hc} \cdot \frac{\alpha S}{R^2 \pi \theta_0^2} \cdot \frac{\alpha S_R}{R^2 \pi \theta^2}$$

λ étant la longueur d'onde de la lumière émise par le rubis (6 943 Å).

Dans les conditions de l'expérience, on trouve N de l'ordre de 10^4 , ce qui permet d'utiliser un photomultiplicateur non refroidi. Le bruit d'un tel récepteur est négligeable devant le bruit céleste.

Ce procédé de poursuite consiste à mesurer le temps qui s'écoule entre le départ et l'arrivée du signal. Il est très précis puisqu'il ne fait pas intervenir des mesures angulaires. On évalue à 1,5 m l'incertitude sur la mesure des longueurs. Plusieurs stations américaines sont préparées, et la NASA souhaiterait que des stations analogues soient mises au point en Europe ; elle fournirait, bien entendu, l'éphéméride du satellite et procéderait à un échange de renseignements entre l'Europe et les Etats-Unis.

Au cours de la discussion, le problème de la traversée de l'atmosphère par de la lumière cohérente a été évoqué. Plusieurs physiciens, en particulier TORALDO di FRANCIA, ont émis des doutes quant à la possibilité de maintenir la cohérence dans un faisceau très large. Il semble inutile d'augmenter le diamètre du télescope au-delà de 10 cm, car l'absence de corrélation des fluctuations d'indice de l'atmosphère entre deux points distants de 10 cm supprime l'intérêt de la lumière cohérente. D'autre part, KASTLER a signalé l'intérêt qu'il y aurait à tenter d'éclairer le satellite à l'aide d'une source conventionnelle, ce qui fournirait une intéressante méthode d'étude de l'atmosphère (en particulier une source à vapeur de sodium permettrait d'étudier le sodium de la haute atmosphère).

4. Les cérémonies officielles

Le Comité d'Organisation avait souhaité que ce Congrès international qui avait lieu en France pour la première fois, soit l'occasion de manifestations officielles, permettant à de hautes personnalités françaises et étrangères de prendre la parole devant cette importante réunion de scientifiques.

4.1. LA SÉANCE INAUGURALE

M. Gaston PALEWSKI, Ministre d'Etat chargé de la Recherche Scientifique et des questions atomiques et spatiales, avait accordé son haut patronage au Congrès. Venu personnellement présider la séance inaugurale, le Ministre s'est adressé en ces termes aux Congressistes :

« Messieurs,

C'est avec plaisir que j'ai accepté de présider, au titre de Ministre d'Etat chargé de la Recherche Scien-

tifique, cette séance inaugurale du Troisième Congrès International d'Electronique Quantique.

Le thème de vos travaux, et l'intérêt universel qu'ils suscitent, illustrent de façon frappante l'accélération du progrès scientifique. Le premier « Maser » ne date que de 1955, mais déjà cet appareil est entré dans la voie des applications techniques et industrielles. A peine trois ans plus tard, une nouvelle révolution de la connaissance a conduit au « Laser », dont les utilisations actuelles ou probables sont également fort nombreuses, puisqu'elles vont des télécommunications à la chirurgie. La station de Pleumeur-Bodou a pu recevoir les signaux émis par le satellite « Telstar » grâce à un « Maser », et l'on envisage de suivre prochainement un satellite par le moyen d'un « Laser ».

J'aurai garde, devant un public aussi qualifié, de hasarder la moindre considération relative au fond de vos travaux. Je souhaite cependant y faire part de deux observations :

Les progrès foudroyants de l'électronique quantique démontrent l'étroitesse des liens qui unissent la recherche appliquée à la recherche fondamentale. Le « Laser » et le « Maser » dérivent en droite ligne d'un beau travail théorique d'Einstein sur l'effet de stimulation : une fois de plus les expériences de laboratoire confirment les prévisions du théoricien.

Ces liens restent aujourd'hui nécessaires. L'électronique quantique attend encore beaucoup de la recherche fondamentale. Vous représentez ici, Messieurs, les savants qui s'intéressent particulièrement aux études de base, et votre nombreuse assistance est un témoignage de l'intérêt suscité dans le monde entier par l'électronique quantique. Votre premier congrès en 1959 groupait 167 spécialistes, le second en 1961 en rassemblait 400, et vous êtes réunis ici au nombre de 1000. Ces chiffres sont éloquentes, ils prouvent la vitalité d'un domaine scientifique complètement ignoré huit ans plus tôt.

Ma seconde observation concerne l'universalité de la Science. L'électronique quantique et ses progrès sont le fait d'une intense coopération internationale. Les résultats atteints sont dus, de façon presque indissociable, aux efforts des savants de toutes les nations. Vous me permettrez de vous dire toute ma fierté de voir parmi eux des savants français comme le Professeur KASTLER, pour ne citer que l'un des plus illustres.

C'est pourquoi ce Congrès constitue un événement scientifique d'importance mondiale. Je veux dire à tous les congressistes, et particulièrement aux savants étrangers, la bienvenue du Gouvernement Français. Pendant 5 jours, les savants venus de trente pays vont se pencher sur l'avenir des « Lasers » et des « Masers ». Je souhaite que ces journées de travail en commun contribuent à resserrer les liens entre les pays qu'ils représentent.

Quelles seront dans l'avenir les applications de l'électronique quantique ? Dans un passé très récent, elles ont intéressé surtout le domaine des télécommunications. Pendant des siècles, l'échange indispensable des idées, des connaissances, des informations, s'est heurté à l'obstacle de la distance, et les hommes ont

toujours cherché avec obstination à vaincre cet obstacle. Quel chemin parcouru depuis le télégraphe de Chappe ! Maintenant tout homme peut entendre et voir instantanément ce qui se passe en n'importe quel point du globe. Toutefois, les réseaux de transmission arrivent à saturation, et des appareils nouveaux doivent prendre la relève ; les « Masers » et « Lasers » peuvent jouer ici un rôle décisif. De plus, ils apporteront une solution au difficile problème des télécommunications spatiales en augmentant la portée et la sensibilité de nos appareils de télécommunication. Enfin, la possibilité de concentrer à distance une grande densité d'énergie ouvre, pour ces appareils, des horizons entièrement nouveaux : on a utilisé le faisceau émis par un « Laser » comme un scalpel. Jusqu'où ira-t-on dans cette voie ?

Vous êtes, Messieurs, les artisans de ces prodigieuses réalisations et je vous en félicite.

Vos travaux vont commencer dans quelques instants. Je ne veux pas en retarder davantage l'ouverture et je souhaite le plus grand succès au Troisième Congrès de l'Électronique Quantique. »

Le Congrès était organisé conjointement par deux Sociétés Savantes, la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens et l'Institute of Electrical and Electronics Engineers. C'est tout d'abord Monsieur Gérard LEHMANN, Président de la S.F.E.R., qui a souhaité la bienvenue aux participants :

« Monsieur le Ministre, Mesdames, Messieurs,

Je désire exprimer la gratitude de nos Sociétés Savantes, et plus particulièrement celle de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ÉLECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS, pour la participation que vous avez bien voulu apporter à cette séance, Monsieur le Ministre, et vous, Monsieur le Délégué Général. En acceptant d'honorer cette réunion de votre présence, et en y prenant la parole, vous avez ainsi donné la preuve de votre sollicitude à l'égard de nos Sociétés.

Aussi, n'est-il peut-être pas inutile de rappeler brièvement l'action et le mode de travail de ces Associations. Leur but s'exprime en peu de mots : il consiste à provoquer l'échange des idées et des informations scientifiques et techniques, leur évaluation, et leur diffusion. Le mode de travail de nos Sociétés consiste à tenir colloques et congrès comme celui-ci ; à organiser des séances périodiques, à Paris et en Province, où se succèdent conférences et discussions ; à attribuer des prix destinés à stimuler les jeunes ; enfin, à éditer nos revues périodiques. Les Sociétés scientifiques de tous pays ont une activité considérable, distincte de celle des Universités ou de celles des éditeurs. Leur contribution au maintien à jour des connaissances, au recyclage, suivant le terme à la mode, est très importante. De même, c'est souvent à leurs tribunes ou dans leurs périodiques que sont exposés les travaux les plus marquants de leurs domaines respectifs.

On peut constater que nos Sociétés scientifiques sont des assemblées d'hommes de bonne volonté, agissant en dehors de leur lieu de travail professionnel, de leurs

administrations ou de leurs entreprises. Ils peuvent, de ce fait, sur de nombreux sujets, s'exprimer avec une liberté et une indépendance qui est la source de la vitalité de ces associations. Les hiérarchies de leurs conseils diffèrent de celles des structures administratives et industrielles, et les complètent par le brassage qu'elles provoquent entre individus qui ne se rencontreraient guère autrement.

Tous ces travaux sont bénévoles, et c'est merveille, vraiment, de voir le volume, la qualité et la diffusion de ces revues, telles que l'ONDE ELECTRIQUE, ou les PROCEEDINGS de nos collègues américains, rédigées, mises en pages, éditées et distribuées à des milliers ou dizaines de milliers d'exemplaires, par des équipes qui n'ont pas d'autre mobile que la curiosité scientifique et technique. Les budgets sont des plus modestes : quelques dollars par membre aux U.S.A., trente ou quarante francs, par membre, en France.

Il me semble, justement, que ce caractère bénévole de nos travaux, l'indépendance des jugements de valeur que nous portons, leur découplage, comme disent les électroniciens, d'avec les grandes rivalités industrielles, commerciales, nationales même, donnent à notre action une force et une qualité qu'il nous faut mieux connaître nous-mêmes, pour lui donner toute son utilité.

Certaines de nos Sociétés sont anciennes et vénérables ; la Société d'Encouragement pour l'Industrie Nationale, la Société des Ingénieurs Civils de France, sont bien plus que centenaires. La Société Française de Physique a 90 ans. L'Institute of Radio Engineers fut fondé peu avant la Première Guerre Mondiale, la Société des Radioélectriciens, peu après, par le Général Ferrié. La liste des anciens Présidents de ces Associations est la meilleure illustration de leur vigueur intellectuelle et morale.

Messieurs, le Troisième Congrès International d'Électronique Quantique illustre magnifiquement la vitalité des Sociétés Scientifiques, et plus spécialement celle des Electroniciens. La Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens est particulièrement fière d'en être la marraine, avec l'Institute of Electrical and Electronics Engineers. Cette fierté est encore accrue, quand on constate que la Société Américaine des Radioélectriciens est forte de 90 000 membres, nombre porté à 160 000, par la récente création de l'Institute of Electrical and Electronics Engineers. Notre Société française ne compte que 4 200 membres, mais on peut constater, aujourd'hui, leur action.

La Société Française des Electroniciens, et, je n'en doute pas, les autres Sociétés Scientifiques Françaises, mettent toutes leurs forces à votre disposition, Monsieur le Ministre, Monsieur le Délégué Général, dans le cas où vous jugeriez qu'elles peuvent vous apporter un concours utile à l'œuvre que vous avez entreprise pour le succès de nos recherches et de nos techniques.

En vous remerciant à nouveau du réconfort de votre présence, je voudrais aussi, au nom de la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens, adresser nos remerciements à ceux dont l'action a été déterminante pour le succès de ce Congrès :

— A son Excellence, l'Ambassadeur James GAVIN,

a qui est entièrement due l'initiative de réunir ce Congrès ;

— à l'Office of Naval Research, et à Messieurs SHOSTACK et ROWE qui ont rendu possible la venue en France des conférenciers invités par les organisateurs ;

— à la section Française de l'Institute of Radio Engineers et à son Président, Monsieur PERNICE ;

— à la Fédération Nationale des Industries Electroniques et à son Président, Monsieur DAMELET.

Enfin, à mes prédécesseurs à la Présidence de notre Société, Monsieur le Général GUÉRIN, et Monsieur Bernard DECAUX, que la règle du renouvellement annuel des Présidents n'empêche pas de recevoir la récompense de leurs efforts, que constitue la vue de cette salle de réunion. ».

Puis le Président de la Section Française de l'I.E.E.E., M. J.R. PERNICE s'est exprimé en ces termes :

« Monsieur le Ministre, Mesdames, Messieurs,

C'est pour moi un privilège et un honneur d'avoir cette occasion exceptionnelle de m'adresser à vous, en qualité de Président de la Section Française de l'INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS. J'aimerais exposer brièvement quelques points de vue sur l'action que nous pouvons mener pour obtenir, en matière de transmission et d'électronique ainsi que dans les domaines apparentés, une coopération et une participation qui présentent une importance capitale pour le progrès de la recherche technique et du développement de nouveaux matériels.

Comme vous le savez tous, on a reconnu la valeur considérable, voire la nécessité de la libre circulation et de l'échange des informations, particulièrement dans le domaine scientifique, pour assurer le progrès scientifique, industriel et économique de toutes les nations. Cet échange d'informations est en cours depuis un bon nombre d'années ; dans certains cas il a été très méthodiquement mené à bien mais, dans de nombreuses circonstances, et particulièrement dans certains domaines techniques, il s'est poursuivi de façon sporadique grâce à des initiatives individuelles ou par l'action d'organismes ou de groupes industriels qui n'attachaient d'intérêt qu'à des problèmes particuliers. Les extraordinaires progrès effectués dans le domaine scientifique au cours des dernières décennies ont conduit au développement et à la production d'une telle quantité d'informations techniques qu'il est devenu d'importance primordiale de prendre des dispositions méthodiques en vue de réaliser la plus large diffusion possible de ces informations. J'ai l'impression que si l'on ne fait pas cela, on n'exploitera pas à fond de nombreuses possibilités techniques et qu'il se produira des doubles emplois, qui auront pour conséquence de retarder le progrès dans certains domaines, tout en aboutissant au gaspillage de ressources techniques et économiques.

Vous savez qu'il y avait aux Etats-Unis deux Sociétés qui, pendant de nombreuses années, ont déployé une très grande activité dans les domaines de l'électricité, des transmissions et de l'électronique : ce sont l'AMERICAN INSTITUTE OF ELECTRICAL ENGINEERS et l'INSTITUTE OF RADIO ENGINEERS. Ces dernières années, l'activité technique de ces deux associations

conduisait à des doubles emplois, et, pour éviter cela, elles ont fusionné cette année en une seule société appelée l'INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS. De cette fusion est sortie une association qui compte le nombre énorme de 160 000 membres, ingénieurs et diplômés scientifiques, dont 20 000 membres étudiants. Cet effectif total est réparti entre 99 sections environ aux Etats-Unis, et 12 sections à l'étranger dont 6 en Europe ; je suis particulièrement heureux de pouvoir dire que l'une de ces dernières est la Section Française qui compte, à ce jour, environ 160 membres, ingénieurs et diplômés scientifiques. Je n'ai pas l'intention de vous accabler d'un excès de renseignements statistiques, ni de détails, mais il est important que je souligne que l'activité de l'INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS couvre, très largement, les domaines de l'électricité, des transmissions, de l'électronique, et de nombreux sujets connexes ; ces activités très étendues sont exercées par 28 groupes professionnels spécialisés. Grâce à la création de la Section Française nous espérons développer, le temps venu, des relations étroites avec ces groupes professionnels, et tirer profit de leur activité ainsi que de la quantité d'informations scientifiques et techniques en provenance de ces groupes.

L'idée de fonder une Section Française de l'I.E.E.E. est venue à de nombreuses personnes y compris moi-même, il y a plusieurs années. Mais cette idée a fait l'objet d'accords précis aux cours d'entretiens qui ont eu lieu en juin 1961 entre le Comité International de l'I.E.E.E. et le Bureau de la SOCIÉTÉ FRANÇAISE DES ELECTRONICIENS ET DES RADIOÉLECTRICIENS, et je crois que c'est à la même époque que fut proposée l'idée du Congrès d'Electronique Quantique. La Section Française est devenue une réalité au mois de Janvier 1962, et, quant au Congrès, il tient aujourd'hui sa séance inaugurale. Je voudrais profiter de cette occasion pour féliciter le Bureau de la S.F.E.R. de ses efforts et de son aimable coopération avec le Comité International de l'I.E.E.E. pour mener à bonne fin la mise sur pied de la Section Française et pour assumer la responsabilité de l'organisation du Troisième Congrès International d'Electronique Quantique sous la direction très compétente du Professeur GRIVET. Cela prouve la clairvoyance et la compréhension des membres de ce Bureau en ce qui concerne l'importance de relations de plus en plus étroites entre les Sociétés et Organismes Scientifiques français et américains, ainsi que les avantages réciproques qui résulteront de l'étude des réalisations techniques accomplies dans les deux pays.

A la création de la Section Française de l'I.E.E.E. s'attache, à mon avis, une certaine importance historique parce qu'elle ouvre de nouvelles voies pour instaurer un système d'échange d'informations scientifiques et techniques entre les ETATS-UNIS et la FRANCE ; en particulier, les activités techniques de la Section Française compléteront les très remarquables réalisations de la S.F.E.R. Grâce à la Section Française, il sera possible d'organiser des conférences techniques en séances communes entre la S.F.E.R. et l'I.E.E.E. Française. Ces conférences seront faites par d'éminents scientifiques qui examineront des sujets nouveaux et d'avant-garde. Pour réaliser ce projet, nous espérons attirer

à nous, du sein de l'immense effectif de l'INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS, les autorités les plus éminentes dans les domaines spécialisés des groupes professionnels. Nous espérons élargir le champ de nos activités de façon à réaliser une collaboration plus vaste sur des sujets d'intérêt vital pour l'industrie. Nous espérons faire naître les occasions qui permettront aux ingénieurs et aux diplômés scientifiques français et aussi aux industriels de rencontrer leurs collègues américains, de développer leurs contacts personnels avec eux, de leur rendre visite, en vue de traiter ensemble des sujets théoriques, techniques, industriels et sociaux. Nous espérons suivre une ligne qui nous conduira à organiser d'autres congrès sur des sujets comportant des développements scientifiques nouveaux et d'avant garde, auxquels seront associés d'importantes réunions et des expositions soigneusement préparées de matériaux et d'appareils électroniques.

Nous, membres de la Section Française de l'INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS, nous avons modestement commencé l'accomplissement de certains de ces résultats et j'exprime le ferme espoir que nous ferons beaucoup plus dans les années qui viennent avec la collaboration et l'encouragement de la S.F.E.R. et d'autres associations françaises et américaines qui s'occupent de questions scientifiques et techniques. »

La Délégation Générale à la Recherche Scientifique et Technique a entrepris un effort important pour développer les recherches françaises dans le domaine de l'électronique quantique. Les Organisateurs du Congrès ont été heureux d'accueillir, à la séance inaugurale, M. MARECHAL, Professeur à la Sorbonne et Délégué Général à la Recherche Scientifique et Technique, lequel s'est adressé en ces termes aux congressistes :

« Monsieur le Ministre, Messieurs,

Les progrès de la physique au cours du XX^e siècle ont été jalonnés de quelques grandes étapes : apparition de nouvelles théories fondamentales (relativité, mécanique ondulatoire), découvertes concernant la structure de la matière (physique nucléaire, physique du solide). Il est fort possible que les années 1960 soient profondément marquées par l'apparition des masers. Parmi les opticiens, l'apparition du laser a été saluée avec enthousiasme, et je voudrais tout d'abord exprimer la gratitude de mes collègues à ceux qui ont conçu et mis au point ce merveilleux instrument, plus particulièrement à C.H. TOWNES.

La supériorité du laser sur les sources lumineuses traditionnelles résulte de quelques propriétés remarquables :

— sa directivité : l'énergie lumineuse est émise dans un angle solide très petit, alors que les sources actuelles rayonnent dans tout l'espace ; l'énergie est ainsi concentrée dans une direction d'émission privilégiée et il s'ensuit une bonne cohérence spatiale des vibrations qui traversent la surface de sortie ;

— sa monochromaticité : les trains d'ondes atteignent des centaines de kilomètres alors qu'ils dépassaient péniblement le mètre avec les sources actuelles ;

— sa luminance monochromatique très élevée qui résulte à la fois de la directivité et de la monochromaticité ;

— enfin, le domaine spectral d'application s'étend de jour en jour et il est vraisemblable que l'on pourra bientôt disposer de sources infrarouges puissantes.

Aussi n'est-il pas étonnant que les applications les plus variées soient envisagées ou déjà réalisées : mesure des distances par radar optique, usinage de pièces mécaniques, microchirurgie, etc... sans parler des possibilités d'approfondir nos connaissances dans le domaine des sciences fondamentales, en particulier en ce qui concerne l'effet de champs électriques très élevés.

Une invention aussi extraordinaire n'a été possible qu'en faisant la synthèse d'acquisitions de la physique dans divers domaines : théorie de l'émission stimulée due à EINSTEIN, physique atomique, optique ondulatoire, etc.

A ce rendez-vous, l'optique n'est pas arrivée les mains vides : l'optique instrumentale a tout d'abord apporté la cavité résonnante sous forme de l'interféromètre à ondes multiples dû à PEROT et FABRY ; elle a contribué également aux études sur la cohérence de la lumière, grâce en particulier aux travaux de ZERNICKE, d'HOPKINS, de WOLF et de BLANC-LAPIERRE. Enfin, l'optique quantique a apporté une contribution fondamentale : le pompage optique dû à notre collègue KASTLER et qui a été largement utilisé dans de nombreux dispositifs.

En fait, une réussite de cette importance n'est possible que par suite de l'existence d'échanges internationaux actifs ; en particulier, les réunions entre spécialistes de tous les pays sont un excellent stimulant des progrès de la pensée scientifique et il m'est agréable de signaler parmi les nombreuses réunions concernant les lasers, celle de la Commission Internationale d'Optique qui doit avoir lieu l'année prochaine en Suisse ; elle sera plus particulièrement consacrée aux applications. »

* * *

4.2. LE BANQUET OFFICIEL

400 personnes ont participé au Banquet, organisé dans les salons de l'Hôtel Continental. Monsieur P. GUILLAUMAT, ancien Ministre, a présidé cette manifestation à l'issue de laquelle il a prononcé le discours suivant :

« Messieurs les Présidents, Messieurs,

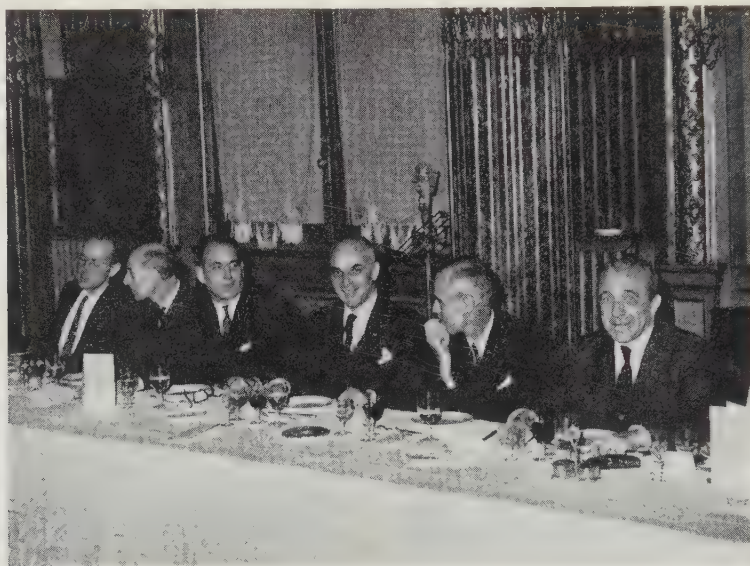
Lorsque le professeur GRIVET m'a demandé de prendre la parole au cours de ce banquet, j'en ai tout d'abord assez mal compris la raison, et ce doute s'est ajouté à un sentiment d'inquiétude : pourquoi et comment, me suis-je demandé, parlerai-je de leur spécialité aux plus éminents spécialistes d'un domaine si moderne ? Evoquer l'Electronique Quantique devant un TOWNES, un BLOEMBERGEN ou un KASTLER ne me paraissait pas une mince affaire et je me sentais plein d'effroi à cette pensée.

A la réflexion je me suis aperçu que j'avais plusieurs raisons de m'intéresser à votre domaine et je vais vous les dire tout simplement :

La première, dans l'ordre chronologique, tient aux années que j'ai passées à administrer ou diriger le Commissariat à l'Energie Atomique. D'éminents Physiciens du Commissariat y travaillaient dans le domaine qui nous intéresse aujourd'hui, et je suis particulièrement heureux que les travaux d'un ABRAHAM ou d'un SOLOMON y aient mis en lumière des phénomènes nouveaux et importants. Je me félicite de ce que ces travaux aient aidé les chercheurs du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble à réaliser un ensemble de magnétomètres remarquables aux-

tées » destinées à donner une impulsion particulière aux domaines scientifiques dont le développement paraissait le plus important pour le pays. Grâce à Monsieur le Ministre Gaston PALEWSKI, ces actions se multiplient et cherchent leur développement fécond vers l'industrie. Je suis heureux que l'une de ces actions, consacrée à l'Electronique, fasse une large place aux développements de l'Electronique Quantique. L'un des bénéfices principaux à attendre de ces actions me paraît être la mise en commun des travaux réalisés dans les différents laboratoires du pays.

Risquerai-je à ce sujet une image ? Il me semble que, dans l'état actuel des choses, la cohérence des



Le banquet. De gauche à droite : C.H. TOWNES, A. KASTLER, A. NIERENBERG, P. GUILLAUMAT, W.E. LAMB, L. NEEL.

quels Monsieur le Professeur GRIVET a fait allusion dans une communication.

Certes, il s'agit là d'une énergie nucléaire bien faible, mais aussi bien intelligente, et l'intérêt que le C.E.A. continue à prendre à votre domaine est souligné aujourd'hui par la présence, à la tête du Comité d'Honneur de votre Congrès, de mon éminent ami Francis PERRIN.

La deuxième raison tient à l'époque où j'étais Ministre responsable de la Recherche Scientifique et de l'Espace. Il me fut particulièrement agréable d'entendre combien ont été essentiels, dans l'évolution de l'Electronique Quantique, les travaux des équipes de l'Ecole Normale avec KASTLER, BROSEL, AIGRAIN et BENOIT A LA GUILLAUME, de la Sorbonne avec GRIVET et SOUTIF, du C.N.R.S. avec JACQUINOT et CONNES, ainsi que du C.N.E.T. avec Maurice BERNARD et DURAFFOURG.

La Délégation Générale à la Recherche Scientifique avait alors créé un certain nombre « d'actions concer-

différentes équipes consacrées à un même domaine est seule capable de leur faire atteindre l'excellence des résultats. Vous savez, Messieurs, combien la pauvre lumière naturelle, entachée de son incohérence fondamentale, était capable de peu de choses : faible portée, capacité infime de transport de l'information ; vos découvertes essentielles, en lui donnant la cohérence, ont tout changé et s'apprentent à la parer de vertus incomparables. Puisse-t-il en être ainsi des recherches menées dans le monde, au fur et à mesure que des contacts plus étroits s'instaurent entre tous les spécialistes d'une même matière ; dans ce sens j'admire le grand rassemblement qu'est le vôtre aujourd'hui, et je suis sûr qu'il aura de profondes résonances dans l'évolution de votre technique. Je crois qu'il convient ici de remercier et de féliciter la grande Société Savante Américaine qu'est l'Institute of Electrical and Electronics Engineers et la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens pour avoir su unir leurs efforts afin d'arriver à un si beau résultat.

Aujourd'hui enfin, je préside auprès du Commissaire Général du Plan un petit groupe de travail où, d'une façon très libre, quelques personnes se demandent quel pourrait être le visage de la société française dans vingt-cinq ans. Les possibilités nouvelles résultant des découvertes scientifiques les plus modernes sont évidemment du plus haut intérêt pour notre groupe : essayant de répéter Jules VERNE avec les mêmes chances de bon succès, nous attendons et cherchons à imaginer notamment les transformations considérables qui découleront de vos découvertes.

Dans le domaine des Télécommunications d'abord, quelle accélération d'information et de circulation viendra de transmettre un jour des messages d'une extrême densité sur une seule onde lumineuse porteuse.

Sans doute aussi de nombreuses applications du Radar seront-elles bouleversées par l'accession à des précisions jusque là inimaginables, aussi bien dans la localisation angulaire que dans la détermination de la distance. Le travail des métaux, l'action sur la matière vivante, l'étude de zones de matière extrêmement réduites, rendus possibles par l'étonnante concentration d'énergie que permettent vos techniques, feront certainement réaliser aussi de grands progrès à la médecine, à la métallurgie, et, d'une manière plus générale, à l'ensemble des sciences. Ces progrès, on ne peut encore tous les imaginer aujourd'hui, mais on peut être sûr qu'une petite facette du monde de 1985 sera due à cette science nouvelle que vous avez fait naître il y a à peine plus de 10 ans.

Tout cela fait, Messieurs, l'intérêt considérable de vos travaux et leur beauté est unie à une simplicité qui me les rend perceptibles. Soyez remerciés, et parmi vous tout particulièrement, le Professeur GRIVET qui m'a transmis votre invitation, pour m'avoir laissé vous en parler quelques instants ce soir. »

Les organisateurs du Congrès avaient souhaité la présence de M. J.M. GAVIN, ancien Ambassadeur des U.S.A. à Paris, dont l'action efficace avait permis la mise sur pied de cette manifestation organisée conjointement par une société française et une société américaine. Retenu aux U.S.A. M. J.M. GAVIN avait prié M. W.E. NIERENBERG Professeur à l'Université de Californie, de le représenter. M. W.E. NIERENBERG s'est adressé en français aux participants.

« Monsieur le Ministre,

Mesdames,

Messieurs,

Je veux, tout d'abord, transmettre les amitiés de mes collègues californiens aux membres de cette conférence. J'ai pris la précaution, pour être le bienvenu, d'apporter avec moi le doux climat de mon pays. Ce n'est qu'un dégel, mais il est arrivé samedi dernier en même temps que mon avion. J'espère qu'il va rester en permanence même après mon départ — auquel je ne veux pas encore penser.

Nous sommes en plein milieu d'un congrès qui vient très à propos, et sur des sujets dont l'avenir nous offre de vastes perspectives. L'un de ces sujets, peut être le plus important, c'est le maser optique ou le laser. Une communication de très

grande importance a été présentée au Palais de l'UNESCO par le Professeur GLAUBER, de Harvard University ; elle s'appelle « photon correlation » et l'auteur y indique, pour la première fois, la méthode correcte et moderne de traiter les faisceaux de lumière. Je ne vais pas discuter ce papier, que je vous recommande d'ailleurs, mais je veux citer un passage qui a une profondeur particulière : « There is ultimately no substitute for the quantum theory in describing quanta », c'est-à-dire « En fin de compte, il n'y a pas de substitut de la théorie des quanta pour faire une description de quanta ». On peut remplacer cette phrase par l'autre expression très courante : « Il faut commencer au commencement » ou « One should begin at the beginning ». Cela veut dire que le premier exposé aurait dû avoir pour base l'Ancien Testament et plus spécialement, la Genèse :

3. Et Dieu dit : Que la lumière soit, et la lumière fût.

4. Et Dieu vit que la lumière était bonne ; et Dieu sépara la lumière des ténèbres... Ce fut le premier jour.

6. Qu'il y ait une étendue entre les eaux d'avec les eaux... Ce fut le second jour.

Mais il ne restait que quatre jours de travail avant de prendre un jour de repos. Il fallait construire le reste de l'univers avec les terres, les corps célestes, la végétation et les animaux. Donc ni l'état de polarisation, ni la cohérence, ni l'amplitude de la lumière ne furent précisés ; bref, il manqua la matrice densité. Il y a quand même des indications dans la Bible sur la manière de procéder. En effet, pour le second jour, la Bible fait mention de l'étendue, qui est un terme fondamental dans la description des appareils optiques, comme je l'ai appris du Professeur KASTLER à la conférence de juin dernier, organisée par le Professeur RAOULT au Puy-de-Dôme. J'ai aussi appris de lui que l'expression anglaise est « Light grasp », ce qui est un peu contraire à sa propre suggestion à notre congrès vis-à-vis du marché commun. En tout cas, je dois admettre que la traduction française de l'Ancien Testament est plus conforme que l'expression anglaise qui lui substitue le mot « VOID ».

Maintenant, nous nous trouvons cinq mille ans plus tard au Palais de l'UNESCO sur le point de préciser pour la première fois une chose aussi simple qu'un faisceau de lumière issu d'une source arbitraire. Une fois le problème résolu, théoriquement et expérimentalement, le nombre d'applications est énorme comme cela se révèle journellement à la conférence. Je veux, donc, me borner à une autre application de la technique du sujet qui est moins sérieuse, et qui aura en outre l'avantage d'offrir une explication laïque de l'idée de la matrice densité à nos invités qui ne sont pas des spécialistes de ces questions.

Le problème que je propose ce soir, c'est la description statistique de l'ensemble des hommes, et je me sers du terme « ensemble » dans le sens de la mécanique statistique. J'offre comme technique, la matrice densité, ce qui est d'ailleurs très à la mode, puisque d'après nos conceptions actuelles, l'univers est réglé par la théorie quantique, il faut définir l'état pur d'un homme. J'ai tiré la définition de la déclaration d'indépendance de l'Amérique révolutionnaire : « All men

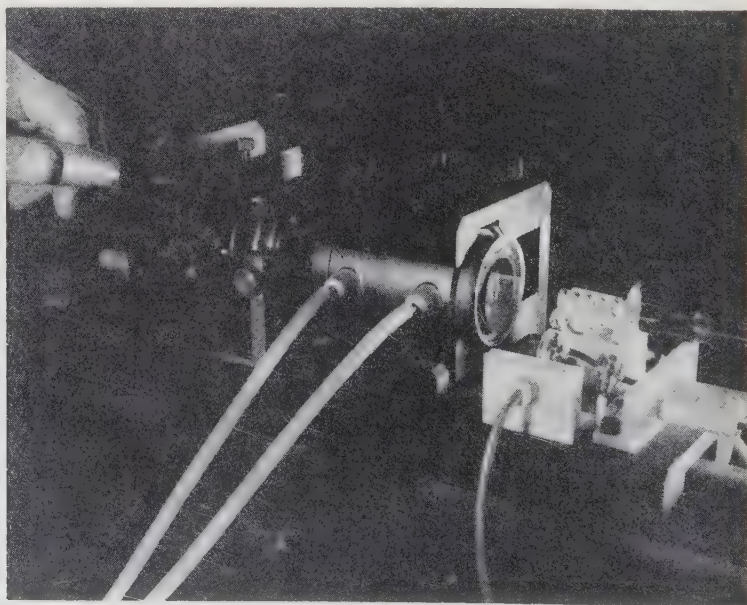


Un maser hyperfréquence (20 dB, 35 MHz de bande passante, 35 °K de température de bruit) présenté par la Compagnie Française Thomson-Houston.

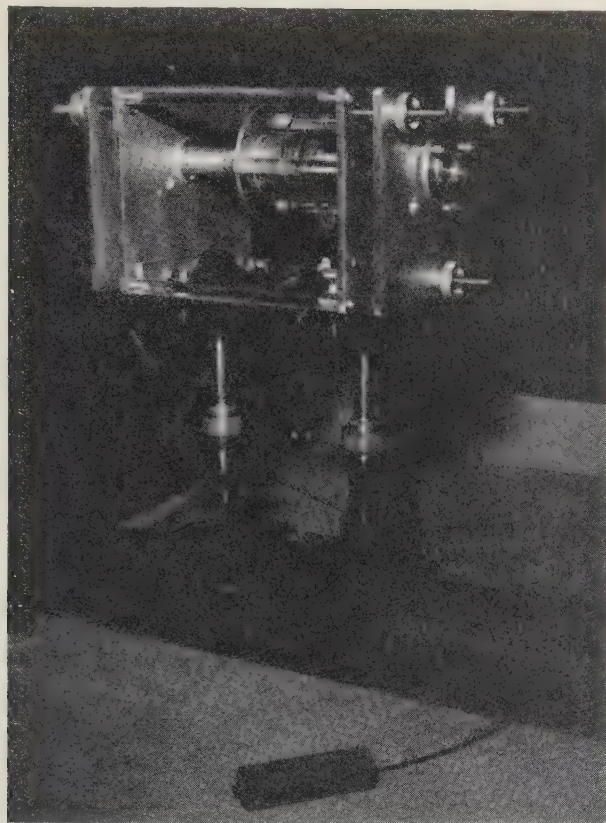
are created free and equal ». Cela devrait suffire même aux plus scrupuleux parmi vous et je note que l'idée d'opérateur de création est déjà entrée dans la théorie générale. Evidemment, il faut assigner un système de nombres quantiques pour compléter la description de l'état d'un homme — comme par exemple les quatre nombres nécessaires pour décrire un photon. Dans le cas d'un homme, ce nombre des nombres quantiques est très grand, je ne veux pas l'estimer, mais comme toujours, il faut les séparer en variables externes et en variables internes ou cachées. Ce sont les variables cachées qui sont les plus intéressantes et peut-être existe-t-il un principe généralisé de PAULI qui agit pour faire de nous les individus que nous sommes ou que nous espérons être. Parmi ces variables cachées, il y a le sexe qui nous offre la plus grande difficulté. On peut essayer la solution ordinaire de deux nombres quantiques — plus un

pour l'homme et moins un pour la femme. Puisque c'est la théorie quantique qui nous gouverne, il faut admettre des états des êtres qui sont des sommes normalisées à une personne des deux états avec des coefficients de mélange arbitraire.

Tout cela m'amène à des considérations que je n'ai pas prévues pour ce soir, donc je laisse de côté un examen plus poussé de ces états craignant d'y trouver des questions encore moins convenables et je reviens au thème principal qui est celui de la cohérence. Si l'on peut construire la matrice de la densité de l'homme on peut dépasser avec exactitude l'examen des actions cohérentes (dans le sens mathématique et non logique) de groupes d'hommes en paix et en guerre. On peut examiner les réactions néfastes des « lynch mobs ». On peut même considérer des cohérences d'une longueur d'onde plus grande qui entre dans les questions de super nationalisme et dont nous souffrons tellement.



Laser à rubis C.S.F.



Maser à monocristal de rubis, capot enlevé. Perforation de lames de rasoir par un faisceau concentré de lumière cohérente, du centre de recherches de la Compagnie Générale d'Electricité (photo J. Willemin).

Mais je ne veux pas vous tenir sur ces questions trop longtemps, puisque vous avez déjà noté un grand nombre d'objections à cette attaque du problème. Il y en a une que j'ai apprise du Professeur ULENBECK ; quand j'étais jeune professeur à ANN ARBOR, il m'a donné le conseil suivant : « Quand vous lisez un article dans *Physical Review* sur la mécanique statistique, si, après deux ou trois pages, vous ne trouvez pas une expression explicite pour la fonction de partition, vous ne devez pas continuer parce que, sans ce

modèle, l'article est sans valeur ». Hélas, pour construire cette fonction, il faut connaître l'hamiltonien, et pour cela il faut connaître les réactions et les interactions humaines individuelles. Si ces interactions étaient connues, nous n'aurions pas d'art graphique nouveau, de romans nouveaux, de musique nouvelle, enfin rien d'intéressant nouveau.

Donc ce problème devient trop difficile, en tout cas, pour l'orateur, et je dois terminer en remerciant le Professeur GRIVET et les autres membres du Comité d'Organisation de nous avoir réunis à Paris, des quatre coins du monde, pour cette conférence importante et utile, et pour les agréments qui l'accompagnent, comme le dîner élégant de ce soir ».

5. Les aspects administratifs du congrès

5.1. LES SALLES

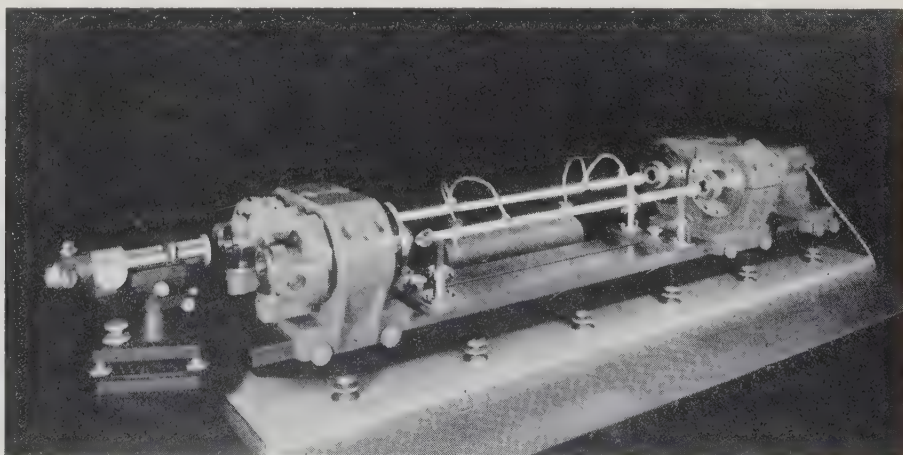
Les séances ont eu lieu au Palais de l'UNESCO, où le Congrès disposait d'une salle de 900 places et d'une salle de 350 places, ainsi que de bureaux (réception des délégués, distribution des documents...). Les installations de traduction simultanée ont bien fonctionné, et les traducteurs ont accompli leur tâche difficile à la satisfaction générale. Les congressistes les en remercient.

Il faut noter que, si les salles sont admirablement conçues au point de vue acoustique, rien n'a été prévu pour visualiser les idées d'un conférencier. Les tableaux disponibles sont ridiculement petits, et la mise en place de Vu-Graph (qu'il faut d'ailleurs importer, l'UNESCO n'en possédant pas), est difficile et donne un résultat médiocre.

Cette remarque mise à part, le Comité d'Organisation se félicite de la collaboration établie avec les Services de l'UNESCO. Il tient à remercier Madame INGALL et ses collaborateurs, notamment Monsieur BAGRATION, pour leur aide efficace.

5.2. LES PARTICIPANTS

La courbe page suivante donne l'évolution des inscriptions au cours du temps.



Ensemble de deux lasers à gaz Hélium-Néon montés sur un même banc. Le montage permet la mise en évidence du battement à fréquence radioélectrique entre les deux lasers (Laboratoire Central de Télécommunications).

Il convient de noter que 12 % seulement des participants étaient inscrits le 1^{er} octobre 1962, date officielle de clôture des inscriptions. Il convient aussi de noter qu'une extrapolation raisonnable, faite au moment du « bon à tirer » des documents à distribuer aux congressistes, donnait 600 congressistes. La brutale remontée de la courbe a bouleversé ces pronostics.

Le tableau ci-dessous indique, par pays, la répartition des congressistes, des conférenciers invités, des communications acceptées et des temps de présentation orale accordés.

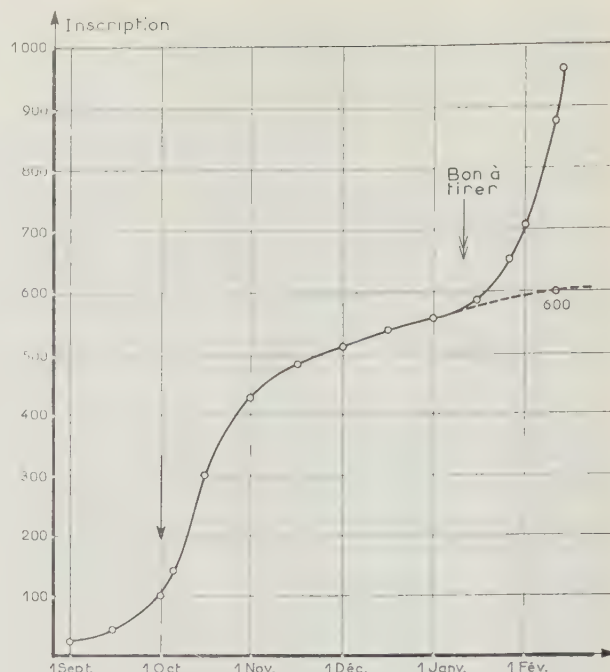
TABLEAU STATISTIQUE DE CONGRÈS

Pays	Participants	Conférenciers invités	Communications acceptées	Présentations orales accordées
Allemagne	79	1	5	2
Autriche	8			
Australie	3		1	
Belgique	24			
Brésil	1			
Canada	7			
Danemark	2			
Espagne	7			
France	382	6	21	12
Grande-Bretagne	87	4	17	13
Grèce	1			
Hongrie	3		1	
Inde	7			
Israël	5	1		
Italie	26		2	1
Japon	4			
Norvège	3			
Pays-Bas	20			
Pologne	9		1	1
Roumanie	1		1	1
Suède	10		1	1
Suisse	18	1	2	1
Tchécoslovaquie	1			
U.R.S.S.	24	2	17	7
U.S.A.	218	34	94	65
Yougoslavie	11			

La brochure bilingue, contenant les résumés des communications, a été préparée par M. E ROUBINE en collaboration avec de nombreux physiciens.

5.4. L'EXPOSITION

Grâce à la Fédération Nationale des Industries Electroniques qui avait bien voulu accorder au Comité d'Organisation la libre disposition d'une superficie de 200 m² à l'intérieur du Salon International des Composants Electroniques, une exposition de matériel d'électronique quantique a pu avoir lieu du 8 au 15 février 1963.



Croissance du nombre des inscriptions pendant la période de préparation du Congrès.

Les exposants se répartissaient ainsi :

Industries françaises

- Compagnie Générale de T.S.F.
- Compagnie Française Thomson-Houston
- Compagnie Générale d'Electricité
- Laboratoire d'Electronique et de Physique appliquée
- Laboratoire Central des Télécommunications
- Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble

Industries étrangères

- Perkin Elmer
- Sylvania
- Jenaer Glasswerk Schott Gen.
- Adolf Meller company
- Phillips Research Laboratories
- Varian A.G.

Parmi le matériel exposé, on peut signaler :

- des télémètres fonctionnant avec des lasers à rubis et affichant directement la distance
- un maser hyperfréquence présenté en fonctionnement donc muni de son cryostat à hélium liquide
- des magnétomètres de haute précision utilisant la résonance nucléaire
- de remarquables échantillons de cristaux destinés aux lasers

Il convient de noter que ce sont les services du Centre National d'Etudes des Télécommunications qui, en collaboration avec ceux de la Fédération Nationale des Industries Electroniques, ont assuré la réalisation de cette exposition.

5.5. RÉCEPTIONS ET DISTRACTIONS

Le banquet officiel devait avoir lieu au Pavillon de l'Elysée. A la suite du grand nombre des inscriptions, le Comité d'Organisation a dû modifier ses plans et organiser rapidement le banquet dans les salons de l'Hôtel Continental. L'agence Havas avait prévu, pour les congressistes, la possibilité d'assister à une soirée de ballet à l'Opéra le mercredi 13 février. De nombreux participants ont profité de cette possibilité. Monsieur le Recteur de l'Université de Paris avait convié les universitaires étrangers à un cocktail, dans les salons de la Sorbonne, le 12 février.

Madame Pierre AIGRAIN avait bien voulu accepter de recevoir les épouses des congressistes. Elle leur a offert le thé, lundi-après midi 11 février, puis les a conduites à une présentation de haute couture chez Nina Ricci, le mardi 12 février ainsi qu'aux studios de cinéma à Joinville, le mercredi 13, où l'on tournait un film. Enfin, le vendredi, le programme des dames prévoyait la visite des petits appartements de Versailles ainsi qu'un déjeuner à Feucherolles. Tout ce programme s'est déroulé avec une parfaite régularité.

5.6. RELATIONS AVEC LA PRESSE

Monsieur J.G. DAVID, chef du service de Presse de la Compagnie Générale de T.S.F. avait bien voulu prendre en main l'organisation du service de Presse du Congrès. Le 18 octobre, une cinquantaine de journalistes de la Presse technique avaient participé à un cocktail organisé à l'UNESCO au cours duquel des lasers en fonctionnement leur avaient été présentés. Le 7 février, un déjeuner avait réuni les principaux journalistes scientifiques de la grande Presse, tandis qu'au cours de la même journée, un cocktail organisé par la F.N.I.E. permettait d'informer l'ensemble de la Presse de l'Exposition et du Congrès. Enfin, tout au long du congrès M. DAVID s'est tenu à l'UNESCO et a reçu de très nombreux journalistes.

Tous ces efforts ont porté leurs fruits puisque un très grand nombre d'articles sont parus dans la presse quotidienne et hebdomadaire, ainsi que dans la presse technique. Une émission de radio et une émission de télévision ont été réalisées par la R.T.F. Enfin plusieurs radios étrangères sont venues recueillir des interviews des savants de leur pays durant le congrès.

5.7. LE SECRÉTARIAT

Le Secrétariat a été assuré par Madame CAUCHY, qui a assuré la responsabilité de l'organisation matérielle depuis le début de l'année 1962 ; le Congrès lui doit beaucoup.

La Compagnie Générale de T.S.F. a bien voulu mettre à la disposition des organisateurs du congrès un local équipé en secrétariat, situé 7 rue de Madrid.

Et, pour faciliter le recrutement temporaire d'une autre secrétaire, elle a accepté de détacher pendant cinq mois Mme DELMON qui appartient au Secrétariat de la Direction Générale.

Au moment du congrès, l'énorme travail du secrétariat n'a pu être assuré que grâce à l'aide bénévole de plusieurs organismes qui ont accepté de détacher leurs secrétaires pendant une ou deux semaines (Centre National d'Etudes Spatiales ; Commissariat à l'Energie Atomique ; Centre National d'Etudes des Télécommunications). Il convient également de ne pas oublier que les secrétaires personnelles du Président du Comité d'Organisation (Mme CHERVIN) et du Vice-Président (Melle PACARY) ont beaucoup travaillé tout au long de l'année de préparation du Congrès, et que bien souvent le Comité d'Organisation a eu recours à ces « secrétariats annexes ».

Enfin des remerciements chaleureux doivent être adressés à Monsieur FLAMBARD, Secrétaire Général de la S.F.E.R., pour la collaboration efficace que lui permet sa longue expérience des Congrès Scientifiques.

UTILISATION DU LASER POUR LA MESURE DES DISTANCES

PAR

H. BOSC

Laboratoire Central de Télécommunications

1. Introduction

Dès la réalisation du premier Laser à rubis par MAIMANN, les possibilités toutes nouvelles offertes par la lumière cohérente, produite à grande puissance, ont ouvert un nouveau champ d'applications.

Malheureusement, pour beaucoup d'entre elles, les éléments nécessaires n'existent pas tous et, si beaucoup d'applications intéressantes sont prévisibles, un grand nombre d'entre elles ne sont pas encore sous forme utilisable pratiquement.

Cependant, le Laser permet de résoudre, de manière simple et satisfaisante, avec le matériel existant actuellement, le problème de la mesure rapide des distances jusqu'à quelques kilomètres, mieux que ne le font les appareils antérieurs, tels que le télémètre optique à base ou le télémètre radar.

En effet, le Laser fournissant une impulsion lumineuse brève de grande puissance permet de réaliser un télémètre du type radar, mais beaucoup plus directif, et donc de mesurer la distance d'un objet de faibles dimensions, sans être gêné par les obstacles environnants. Il faut, bien sûr, que l'objectif soit en vue directe, mais c'est le cas de tous les télémètres.

2. Principe de la mesure des distances

Le principe du télémètre Laser est très simple. Il consiste à envoyer à l'aide d'un système optique approprié, une impulsion lumineuse intense et brève vers l'objectif dont on veut mesurer la distance (fig. 1).

Le départ de l'impulsion lumineuse provoque le démarrage d'un compteur d'impulsions.

Un récepteur détecte la lumière diffusée par l'objectif, et le signal ainsi obtenu referme le compteur. Le

nombre d'impulsions d'horloge, ayant actionné le compteur entre l'instant de l'émission et celui de la réception du signal lumineux donne directement la mesure de la distance cherchée.

Une caractéristique importante d'un tel appareil est que la mesure de distance est obtenue immédiatement après chaque sondage.

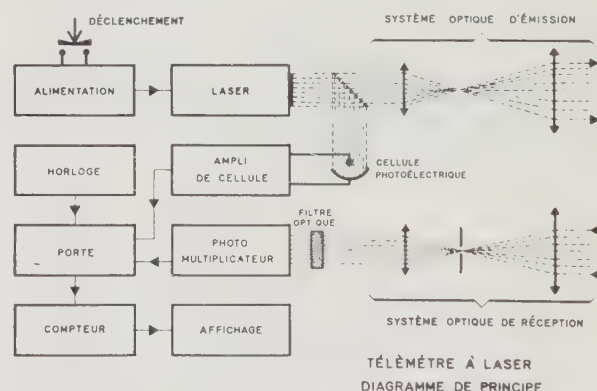


FIG. 1

3. Equation du télémètre

Avant d'examiner un peu plus en détail les éléments d'un tel appareillage, il convient d'écrire l'équation du télémètre.

En admettant que l'objectif intercepte totalement le faisceau (ce qui, étant donné la finesse du faisceau, est généralement vrai) et que ce même objectif diffuse sphériquement l'énergie lumineuse reçue (ce qui est statistiquement une bonne approximation), et en négligeant l'absorption atmosphérique, ce qui n'est

justifié que par temps clair, le rapport entre la puissance reçue et la puissance émise est donné par l'expression (établie dans l'Annexe 1) :

$$\frac{P_r}{P_E} = \frac{\beta A}{4\pi D^2}$$

P_r = puissance du signal reçu

P_E = puissance du signal émis

A = aire du récepteur

D = distance de l'objectif

β = coefficient de réflexion diffuse de l'objectif (albedo moyen).

Il est à remarquer que la puissance reçue ne décroît que comme le carré de la distance, ce qui est une conséquence directe de l'hypothèse de l'interception totale du faisceau par l'objectif.

Tous les termes de cette expression sont aisément mesurables, et il semble ainsi facile de déterminer la portée.

Les questions d'absorption atmosphérique et de diffusion ont été, pour l'instant, volontairement omises, nous y reviendrons plus tard.

Mais il reste à définir le niveau minimum de signal permettant d'effectuer une mesure, et ici les ordres de grandeur deviennent très différents de ceux que l'on rencontre en radar. Cela est dû aux causes suivantes :

1. Les photons lumineux transportent chacun une énergie importante, et la structure discontinue des signaux devient une de leurs caractéristiques prépondérantes.

2. La source de bruit généralement la plus gênante est la lumière ambiante.

3. Le récepteur est du type énergétique, et se comporte en fait comme un compteur de photons, mais un compteur imparfait.

4. La mesure doit être correcte à chaque sondage, les fréquences de répétition étant actuellement trop faibles pour pouvoir intégrer les résultats obtenus après un grand nombre de mesures.

4. Signal minimal détectable

4.1. LIMITATION FONDAMENTALE

Il est bien connu que la limitation fondamentale de la réception d'un signal optique est essentiellement différente de celle gouvernant les fréquences radioélectriques.

En effet, aux fréquences radioélectriques, la limitation fondamentale du signal minimum détectable provient du bruit thermique. L'ordre de grandeur, pour un récepteur ayant un facteur de bruit unité (0 dB) placé derrière une antenne orientée vers des objectifs terrestres (supposés à 290 °K) est de :

$$4 \cdot 10^{-21} \text{ W par Hz.}$$

Par contre, aux fréquences lumineuses, le bruit thermique, dû au rayonnement direct des objectifs est négligeable. Mais un signal ne peut être détecté que si le récepteur capte au moins un photon par intervalle de mesure (c'est-à-dire, en première approximation un intervalle de temps égal à l'inverse de la bande passante).

Donc, la puissance minimale détectable a pour expression :

$$P_{\min} = h\nu\Delta f$$

h Constante de PLANCK

ν fréquence de l'onde porteuse

Δf largeur de bande de l'information transmise.

Pour la longueur d'onde du Laser à rubis, par exemple, qui est de $0,7 \mu$ environ, cette puissance minimum a pour valeur :

$$P_{\min} = 2,8 \cdot 10^{-19} \Delta f$$

ou

$$2,8 \cdot 10^{-19} \text{ W par Hz,}$$

soit un ordre de grandeur 100 fois plus élevé que pour les signaux radioélectriques. Mais ce résultat ne concerne que le signal minimum détectable par un récepteur idéal.

Pour traiter le cas d'un récepteur réel, il faut particulariser ce dernier.

4.2. CONSTITUTION DU RÉCEPTEUR (fig. 2).

Le récepteur comporte :

— Un système optique de surface d'entrée A recevant les signaux provenant des directions comprises dans un cône d'angle au sommet θ_1 , et de celles-là seulement.

— Un filtre optique, de largeur de bande B centré sur la longueur d'onde à recevoir.

— Un détecteur photo-électrique (généralement un photomultiplicateur) suivi d'un amplificateur.

— Un dispositif à seuil qui ne laisse passer que les signaux dépassant un certain niveau.

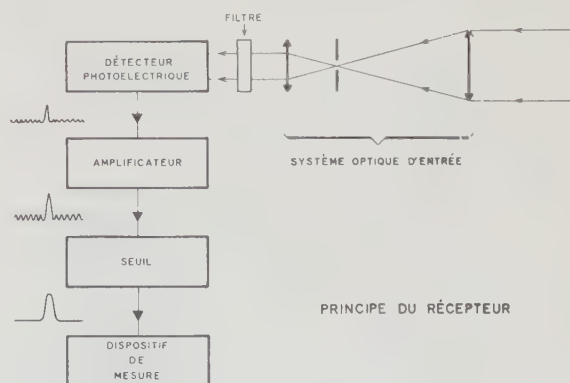


FIG. 2

4.3. SOURCES DE BRUIT

Le terme de bruit sera utilisé pour désigner tous les signaux autres que le signal utile.

Il y a deux sources de bruit principales :

— Bruit d'origine extérieure au récepteur : ce bruit provient de la lumière du jour pénétrant dans le récepteur, par diffusion soit sur l'objectif, soit dans l'atmosphère.

Il s'y ajoute d'ailleurs, particulièrement par temps brumeux, le bruit dû à la rétrodiffusion du faisceau d'émission vers le récepteur.

— Bruit d'origine interne : c'est le bruit fabriqué par le récepteur lui-même, et, dans le cas d'un photomultiplicateur, ce bruit est en pratique entièrement dû à l'émission spontanée d'électrons par la photocathode.

L'ensemble de ces bruits se traduit par une émission d'électrons par la photocathode, avec une densité moyenne donnée. On peut, en tenant compte du rendement quantique de la surface sensible, considérer ce bruit comme provenant d'un flux de photons atteignant le photodétecteur, certains de ces photons existant réellement (ceux provenant de la lumière du jour), d'autres fictifs (ceux qui donneraient le courant d'obscurité de la photocathode).

D'autre part, l'ensemble constitué par le récepteur et le dispositif de mesure a une bande passante limitée, Δf , c'est-à-dire que le système de mesure ne peut être sensible qu'à l'énergie reçue pendant un intervalle de temps τ (τ étant de l'ordre de $\frac{1}{\Delta f}$). Cet intervalle de temps définit la précision en distance du télémètre, et sera appelé temps de résolution du récepteur.

Dans ces conditions, examinons le fonctionnement du récepteur à partir du moment où l'impulsion lumineuse a été émise.

A la sortie du récepteur va apparaître un bruit, constitué d'impulsions de durée τ , correspondant à l'émission des électrons par la photocathode.

Pendant certains intervalles élémentaires τ il n'y aura aucune impulsion, pendant d'autres intervalles des impulsions correspondant à 1 ou plusieurs électrons (fig. 3).

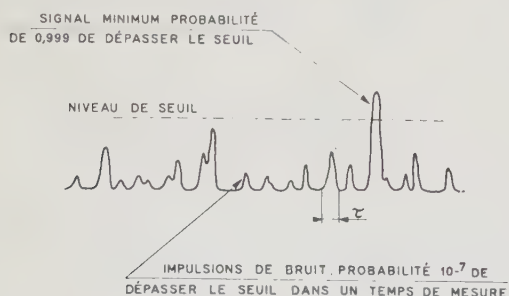


FIG. 3

Il faut déterminer :

1. Le niveau du seuil pour qu'il ne soit pratiquement jamais dépassé.

2. Le niveau minimal d'écho qui franchira presque toujours le seuil.

Si, pendant le temps où le récepteur est sensible, c'est-à-dire celui pendant lequel on espère recevoir un écho, une crête de bruit dépasse le niveau du seuil, le système de mesure sera déclenché et donnera un résultat erroné.

Il faut donc que la probabilité d'un tel dépassement soit extrêmement faible.

Pour donner des ordres de grandeur, supposons que la portée du télémètre soit de 15 km, ce qui correspond à une durée de sensibilisation du récepteur de 10^{-4} s. Si le temps de résolution τ du récepteur est de 10^{-8} s, et pour une probabilité de dépassement du seuil de 10^{-3} à chaque sondage, il faut que la probabilité de dépassement soit inférieure à 10^{-7} pendant un intervalle de 10^{-8} s.

Une si faible probabilité correspond à un seuil très au-dessus de la valeur moyenne du bruit.

Le calcul a été fait (voir Annexe 2), en considérant une émission aléatoire d'électrons, suivant une distribution de Poisson, et les résultats en sont résumés sur la courbe de la figure 4.

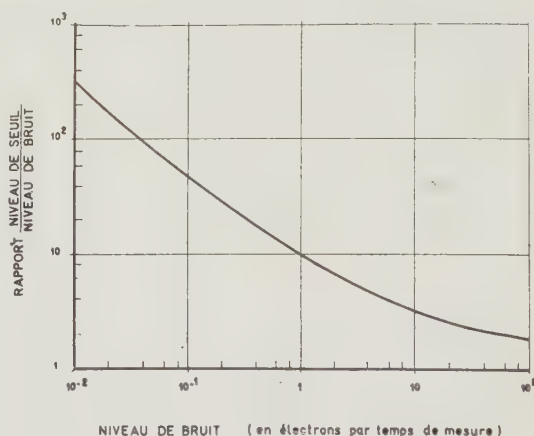


FIG. 4

En abscisse a été porté le nombre moyen m d'électrons sortant de la photocathode pendant l'intervalle élémentaire τ (de 0,01 à 100), et en ordonnée, le rapport entre le niveau N (électrons) auquel il faut régler le seuil pour qu'il n'ait qu'une probabilité de 10^{-7} d'être dépassé, et le niveau moyen du bruit m , c'est-à-dire en fait le rapport seuil minimal/bruit à la sortie de la photocathode. Les courbes analogues pour des probabilités de 10^{-6} ou 10^{-8} sont très voisines de la courbe pour 10^{-7} .

On voit que, pour de très faibles niveaux de bruit (0,01 électron par intervalle τ), le rapport seuil/bruit est de l'ordre de 300, et qu'il décroît très vite lorsque le niveau de bruit augmente.

Aux niveaux de bruit élevés (en pratique pour $m > 3$), le bruit devient gaussien et le niveau de bruit est proportionnel à la racine carrée du courant moyen. Dans ce cas, pour une probabilité de dépassement du seuil de 10^{-7} , il suffit que le seuil soit à 5,3 fois la valeur efficace du bruit (voir Annexe 2).

4.4. DÉTERMINATION DU SIGNAL OPTIQUE MINIMAL DÉTECTABLE

Jusqu'à présent, seul a été considéré le côté électrique de la photocathode.

Du fait que le récepteur comporte un seuil, il faut que le signal écho dépasse ce dernier pour être reçu. Il faut donc que l'écho fournisse à la sortie de la photocathode au moins N électrons pendant le temps τ . Il faut donc déterminer le nombre minimal de photons qu'il est nécessaire de recevoir pour avoir une probabilité de dépasser le seuil, voisine de l'unité.

Si un flux permanent de P photons en τ secondes arrive sur la photocathode, il en sortira en moyenne $N_1 = \rho P$ électrons pendant le temps τ .

Mais pour un intervalle τ particulier, le nombre réel d'électrons émis pourra être très différent de la valeur moyenne N_1 . Il est donc nécessaire de déterminer le nombre minimal de photons à recevoir pour que le nombre d'électrons émis ait 999 chances sur 1 000, par exemple, de dépasser le seuil. Le résultat obtenu, en admettant une distribution de Poisson, est représenté sur la courbe de la figure 5.

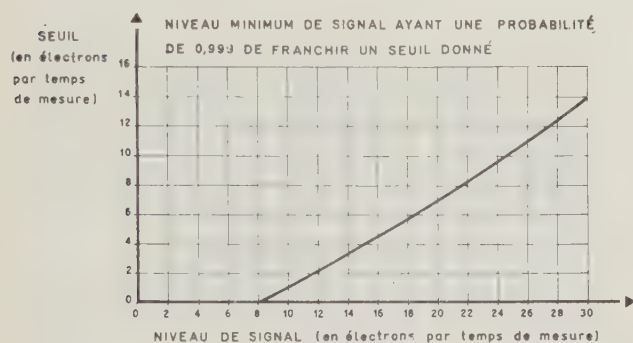


FIG. 5

En abscisse a été porté le nombre moyen d'électrons qui serait reçu pendant l'intervalle τ si la relation entre le nombre de photons et le nombre d'électrons n'était pas aléatoire ($N_0 = \rho P$), c'est-à-dire en fait la puissance du signal reçu, et, en ordonnées le niveau de seuil dépassé, dans 999⁰/₁₀₀₀ des cas. L'unité choisie est l'électron par intervalle élémentaire de temps de mesure.

On voit que, tant que le nombre moyen d'électrons reçu est inférieur à 8 la probabilité d'avoir au moins un électron à la photocathode n'atteint pas 0,999. Rien que pour avoir la quasi-certitude de dépasser un seuil correspondant à un électron, il faut recevoir un nombre de photons donnant en moyenne 10 électrons.

La combinaison des deux résultats précédents, c'est-à-dire :

— La nécessité d'avoir un seuil de réception élevé pour se protéger contre les crêtes de bruit,

— L'obligation de recevoir un niveau élevé de signal pour avoir une probabilité raisonnable de dépasser le seuil,

fait que le signal minimal détectable est considérablement supérieur à la puissance moyenne de bruit. Les résultats obtenus numériquement à partir des courbes précédentes sont condensés sur la courbe de la figure 6 montrant, d'une part, le signal minimal

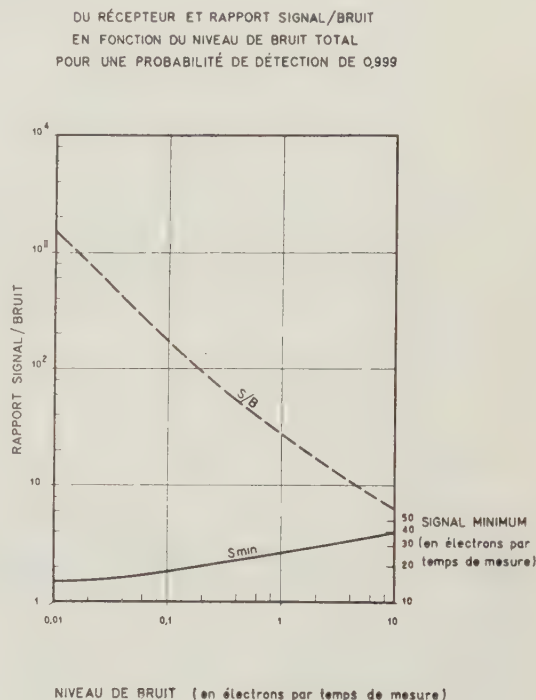


FIG. 6

détectable (en électrons par impulsion), et d'autre part le rapport signal/bruit optique correspondant, en fonction du niveau de bruit.

Il apparaît que, pour des niveaux de bruit très faibles (0,01 électron par impulsion), correspondant au fonctionnement d'un télémètre de nuit, le rapport signal/bruit doit être d'au moins 1 500, et que ce dernier rapport décroît très vite lorsque le bruit augmente, si vite même, qu'en fait le signal minimal détectable dépend très peu du niveau de bruit.

Aux niveaux de bruit élevés ($m > 3$ électrons par temps de résolution) le signal minimal détectable se situe peu au-dessus de 5,3 fois la valeur efficace du bruit.

En pratique, un rapport signal/bruit de 20 dB est suffisant pour assurer une détection sûre dans ce cas.

Ordres de grandeur

Soit un récepteur ayant les caractéristiques suivantes :

- Surface de l'optique d'entrée : 50 cm²
- Angle d'ouverture du faisceau de réception : 1 milliradian.
- Bande passante optique : 10¹⁰ Å.
- Rendement photonique du photomultiplicateur : 0,02 (cathode S. 20).
- Courant d'obscurité du photomultiplicateur : 10⁶ électron/seconde.
- Temps de résolution du récepteur : 10⁻⁸ seconde.

Le courant d'obscurité d'une cathode S. 20 ($\leq 10^6$ électrons par seconde) donne donc en moyenne 0,01 électron par intervalle de temps de mesure ($m = 0,01$).

Si le récepteur est braqué vers un objectif diffusant éclairé par le soleil, par temps très clair, la puissance de lumière du jour reçue par le récepteur est de l'ordre de 10^{-10} W, donnant environ 0,07 électron par intervalle de temps de mesure.

Donc, comme ordre de grandeur, le bruit se situe entre 0,01 et 0,1 électron par temps élémentaire.

La courbe de la figure 6 montre que ces valeurs correspondent à un signal minimal détectable de 15 électrons par impulsion dans le premier cas, et de 18 électrons par impulsion dans le second cas, c'est-à-dire en fait des valeurs très voisines. Il en ressort donc que la portée sera pratiquement la même en plein soleil ou la nuit.

Des résultats précédents on peut tirer un certain nombre de conclusions intéressantes :

— La portée ne dépend que très peu du niveau de lumière ambiante.

— Le seuil de détection du récepteur peut être maintenu constant malgré les grandes variations d'éclairement du paysage, sans détérioration notable des performances.

— Il y a intérêt à utiliser un récepteur ayant une optique d'entrée de grande surface.

En effet, bien que le rapport signal utile/lumière du jour reste constant à l'entrée du récepteur, le rapport signal/bruit électrique s'améliore très vite lorsque les niveaux lumineux augmentent simultanément.

— La largeur de bande du filtre optique est relativement peu importante.

En résumé, il y a intérêt, pour le fonctionnement du récepteur, à augmenter le nombre d'électrons de signal qui sortent de la photocathode, même si le niveau de bruit augmente proportionnellement. Donc les facteurs les plus importants pour améliorer la portée sont :

— La surface de l'optique d'entrée ainsi que son rendement.

— Le rendement quantique du photomultiplicateur.

5. Influence de l'atmosphère

L'atmosphère claire est remarquablement transparente pour tout le spectre visible, et l'épaisseur totale de l'atmosphère n'introduit, pour le rayonnement solaire, qu'un affaiblissement de l'ordre du décibel.

Mais il n'en est pas de même par temps de brume ou de brouillard. Tout d'abord, en présence de brouillard, le faisceau subit une atténuation. La courbe de la figure 7 donne la relation approximative entre l'atténuation (en dB par km) et la distance de visibilité (en km).

Les atténuations dues au brouillard peuvent attein-

dre des valeurs considérables : 200 dB par km pour une visibilité de 100 m, par exemple.

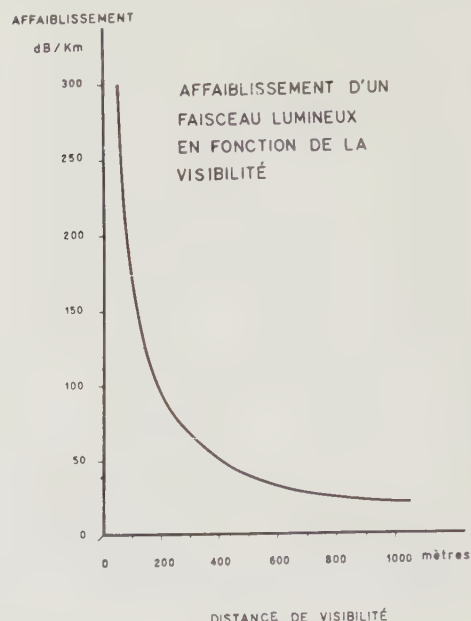


FIG. 7

Mais la presque totalité de la lumière perdue par le faisceau lors de la traversée du brouillard est diffusée par ce dernier. Suivant la nature et la taille des particules, la loi de diffusion varie, mais, en ce qui concerne la rétrodiffusion (diffusion vers la source) la loi isotrope représente la moyenne entre les valeurs extrêmes, et c'est à partir d'une telle loi qu'est calculé l'écho de diffusion dans ce qui suit.

Sur la figure 8 sont représentés le faisceau d'émission et le champ de vision du récepteur. Les deux faisceaux,

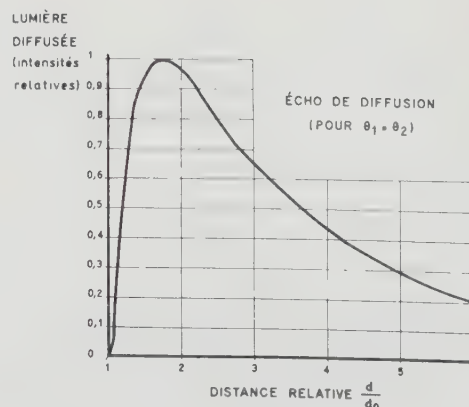
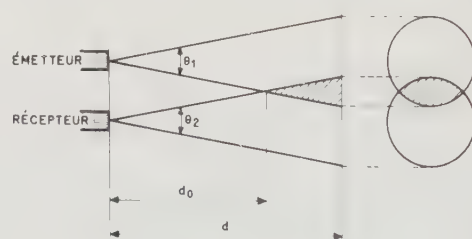


FIG. 8

d'abord séparés à courte distance, commencent à s'interpénétrer à une distance d_0 . A une distance d , la partie commune aux deux faisceaux (surface hachurée), va contribuer à renvoyer de la lumière vers le récepteur. Le calcul du phénomène montre que l'écho de diffusion a l'aspect représenté sur la figure 8 pour un brouillard de densité uniforme. L'intensité maximale de l'écho dépend, bien entendu, de la densité du brouillard et de la distance d'interpénétration des faisceaux.

Comme ce signal se traduit, dans le récepteur, par une augmentation de bruit, et oblige donc à augmenter le seuil, il y a intérêt à bloquer le récepteur jusqu'à une distance un peu supérieure à $2 d_0$ pour éviter le maximum du phénomène. De toutes façons, aucun objectif ne peut être atteint avant la distance d_0 .

Il est intéressant d'examiner le comportement de l'écho de diffusion en fonction de la distance, et pour diverses densités de brouillard, car cet écho joue un rôle primordial dans la détermination du seuil du récepteur, et donc du signal minimal détectable.

La puissance de lumière diffusée reçue par le récepteur P_{RD} , provenant de la tranche d'atmosphère à distance D est donnée par la formule suivante, établie dans l'Annexe : 3.1.

$$\frac{P_{RD}}{P_E} = \frac{0,043}{4\pi} \frac{A c \tau}{D^2} \alpha 10^{-\frac{2\alpha D}{10}}$$

Avec :

- P_E : Puissance émise.
- A : Aire du récepteur.
- c : Vitesse de la lumière.
- τ : Durée de l'impulsion.
- α : Atténuation du faisceau en dB par unité de longueur.
- D : Distance de la tranche d'atmosphère considérée.

L'écho de diffusion peut s'exprimer directement en fonction de la distance de visibilité V :

$$\frac{P_{RD}}{P_E} = \frac{0,86}{4\pi} \frac{A c \tau}{V D^2} 10^{-\frac{4D}{V}}$$

Le premier terme caractérise le télémètre et le second terme montre la variation en fonction de la distance.

Les courbes de la figure 9 donnent le rapport $\frac{P_{RD}}{P_E}$ en fonction de la distance, pour diverses visibilité, avec les valeurs numériques suivantes :

$A = 50 \text{ cm}^2.$
 $\tau = 10^{-8} \text{ s.}$

Le fait intéressant est que toutes les courbes, correspondant aux différentes densités de brouillard, ont une enveloppe commune (représentée par une droite en tirets), correspondant à une variation du niveau

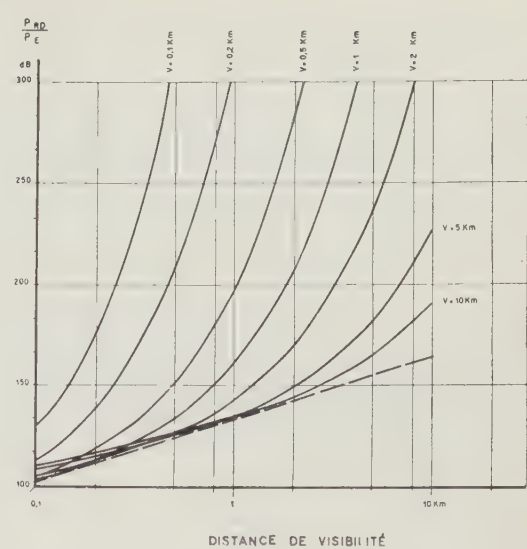


FIG. 9

maximal de l'écho de diffusion, en $\frac{1}{D^3}$. Cette loi de variation est donc indépendante de la densité du brouillard.

L'intensité de l'écho de diffusion détermine le courant de cathode du photomultiplicateur. Sous réserve que le niveau de cet écho soit assez grand (ce qui est le cas lorsqu'il est gênant) le bruit correspondant obéira à une loi de Gauss. Il sera proportionnel à la racine carrée du niveau d'écho de diffusion et variera en $D^{-3/2}$.

Il est donc possible de réaliser un récepteur dont le seuil varie automatiquement en $D^{-3/2}$ en fonction de la distance, et pour lequel aucun ajustage n'aura à être effectué suivant les conditions atmosphériques.

Le rapport du niveau de signal donné par l'écho sur un objectif à la valeur efficace du bruit créé par l'écho de diffusion a pour expression (Annexe 3.2.) :

$$\frac{I_s}{I_{\text{eff}}} = \beta \sqrt{\frac{P_E A \rho}{21,8 \text{ chv}}} \frac{\sqrt{V}}{D} 10^{-\frac{2D}{V}}$$

Avec :

- β : Coefficient de réflexion diffuse de l'objectif.
- P_E : Puissance émise.
- A : Aire du récepteur.
- ρ : Rendement quantique du récepteur.
- c : Vitesse de la lumière.
- h : Constante de Planck.
- v : Fréquence de la radiation utilisée.
- V : Distance de visibilité.
- D : Distance de l'objectif.

Le premier terme (β) définit l'objectif. Le second terme caractérise le télémètre, et le dernier terme re-

présente la variation du rapport signal/écho de diffusion en fonction de la distance.

Il est à remarquer que la durée τ de l'impulsion n'intervient pas. Cela est dû au fait que la durée de l'impulsion a été prise égale au temps de résolution du récepteur. Si la durée de l'impulsion est supérieure au temps de résolution, il y a détérioration du rapport

$$\frac{I_S}{I_{\text{eff}}}$$

Les valeurs de $\frac{I_S}{I_{\text{eff}}}$ en fonction de la distance, avec la visibilité V comme paramètre, sont représentées sur la figure 10, pour les caractéristiques de télémètre déjà utilisées :

$$P_E = 1 \text{ MW.}$$

$$A = 50 \text{ cm}^2.$$

$$\rho = 0,02.$$

$$h = 2,8 \cdot 10^{-19} \text{ joule,}$$

et un coefficient de réflexion diffuse β égal à 1.

En admettant qu'un objectif ne pourra être détecté avec sécurité que si le point représentatif est au-dessus de la ligne horizontale tracée à 20 dB, les courbes de la figure 10 montrent que la portée théorique est de l'ordre de la distance de visibilité, du moins avec les valeurs numériques choisies.

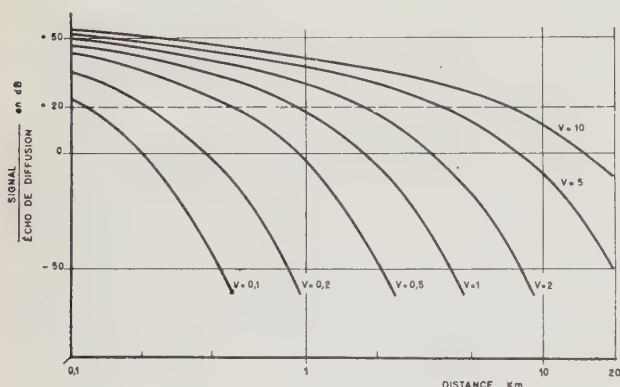


FIG. 10

Pour les distances de visibilité supérieures à 10 km, la limitation pratique de détection provient des bruits d'obscurité et de lumière du jour, dont il n'a pas été tenu compte pour l'établissement des courbes de la figure 10.

6. Émetteur

Les considérations précédentes montrent qu'un fonctionnement sûr ne peut être obtenu qu'en recevant un signal de niveau élevé. Pour avoir des portées intéressantes, il faut donc pouvoir émettre de grandes puissances. D'autre part, pour assurer une mesure précise des distances, il faut que le front de montée de l'impulsion émise soit bref, et comme seul ce front de montée est utilisé, l'impulsion devra elle-même être brève.

Pour ne pas accroître inutilement la gêne due à l'écho de diffusion, la durée de l'impulsion doit rester du même ordre que le temps de résolution du récepteur.

L'émetteur doit donc fournir une impulsion de grande puissance, aussi brève que possible. Ces deux éléments réunis montrent que l'énergie pour chaque impulsion, sera en fait petite.

Il est donc à peu près indispensable d'utiliser comme émetteur un Laser à impulsion unique, du type à modulation de surtension.

Différentes réalisations en ont été essayées, particulièrement en ce qui concerne l'interrupteur optique.

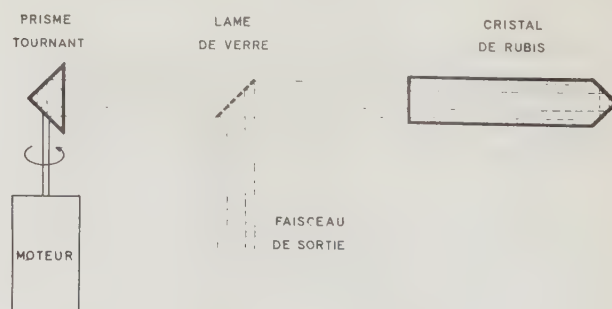
Les modulateurs électro-optiques (cellules de KERR. Cristaux à effet POCKELS), utilisés en interrupteurs, sont intéressants par la rapidité d'ouverture qu'ils permettent (de l'ordre de 10 ns), mais ils nécessitent l'emploi de tensions élevées, ce qui les rend peu pratiques pour des équipements portatifs.

Les interrupteurs mécaniques, particulièrement ceux utilisant un prisme rotatif, sont d'une mise en œuvre très simple, tout en donnant des résultats suffisants dans la majorité des cas (temps de montée de 10 à 20 ns).

L'emploi de prismes comme réflecteurs est d'ailleurs très intéressant car il évite l'utilisation de miroirs argentés, ou à couches diélectriques, qui résistent très mal aux puissances de crêtes élevées. Une couche d'argent est percée après avoir été traversée par une seule impulsion d'une puissance de 1 MW. Les couches diélectriques, si elles résistent beaucoup mieux, s'abîment elles aussi assez rapidement et perdent leurs propriétés.

Aux puissances très élevées, certains prismes en verre subissent à la longue une altération qui leur donne un aspect laiteux, mais ce phénomène reste néanmoins très limité.

La figure 11 représente la disposition d'un émetteur n'utilisant ni miroir argenté, ni couches diélectriques, et donc particulièrement robuste. Le rubis est taillé à une extrémité en prisme à réflexion totale, et l'interféromètre est complété par un prisme tournant à 18 000 tr/mn.



ÉMETTEUR LASER

FIG. 11

Une partie de l'énergie présente dans l'interféromètre est prélevée par une lame de verre à faces parallèles, et constitue le faisceau de sortie.

7. Réalisation pratique

Une maquette de télémètre a été réalisée au Laboratoire Central de Télécommunications.

L'appareil est constitué par :

- un coffret émetteur récepteur orientable ;
- un petit coffret contenant les circuits de réception et d'affichage numérique ;
- un coffret d'alimentation.

Cet ensemble étant destiné à effectuer des essais sur le terrain, aucun effort de miniaturisation n'a été fait, et le poids de l'ensemble est d'environ 40 kg.

L'alimentation peut en être assurée, au choix, à partir du réseau 50 Hz ou d'une batterie 24 V.

L'aspect de l'appareil est représenté sur la figure 12.



FIG. 12

8. Caractéristiques principales

Les caractéristiques principales du télémètre sont les suivantes :

8.1. ÉMETTEUR

Puissance de crête : 1 MW.

Durée d'impulsion : 50 ns.

Front de montée : < 20 ns.

Période de répétition : 20 s.

Ouverture angulaire du faisceau de sortie : 0,5 milliradian.

Longueur d'onde : 6 943 Å.

8.2. RÉCEPTEUR

Surface de l'optique d'entrée : 50 cm².

Ouverture angulaire : ≤ 1 milliradian.

Largeur de bande optique : 40 Å.

Rendement quantique : 0,02 environ.

Courant d'obscurité : $6 \cdot 10^7$ photons/seconde.

Largeur de bande électrique : 25 MHz.

8.3. DISPOSITIF DE COMPTAGE

Fréquence de l'horloge : 29,970 MHz.

Affichage de 0, à 9 995 m (de 5 en 5 m).

9. Résultats obtenus

9.1. PORTÉE

De nombreux essais ont été effectués dans la région parisienne, dans des conditions atmosphériques variées, en prenant pour cibles des murs aveugles, des toits et divers monuments aisés à identifier.

Par temps clair, la portée atteint 7 km. Avec une visibilité réduite, la portée mesurée est de l'ordre de la distance de visibilité comme prévu par la théorie. Il faut d'ailleurs remarquer qu'il est très difficile de viser un objectif au-delà de la limite de visibilité.

Le récepteur utilisé a un seuil de détection fixe, ce qui fait en principe perdre de la sensibilité par rapport au cas théorique du seuil toujours optimal traité précédemment. En fait, la diminution de la portée mesurée par rapport à la portée théorique n'est pas appréciable.

Les précipitations atmosphériques, telles que la pluie ou la neige, tant qu'elles ne sont pas trop abondantes, diminuent peu la portée, du moment que la visibilité est suffisante.

La réflectivité des objectifs est généralement comprise entre 0,1 et 0,5 sauf pour certains toits d'ardoise, quelquefois difficiles à détecter.

En résumé, et assez grossièrement, un tel télémètre permet de mesurer la distance des objectifs que l'on peut viser, jusque vers 7 km.

9.2. PRÉCISION

La précision obtenue est de ± 5 m pour un seul sondage. Elle est d'ailleurs surtout limitée par le dispositif de comptage.

Si l'on répète plusieurs fois la mesure sur un même objectif, on constate que les résultats diffèrent de

5 m et donc que l'on encadre la valeur vraie, la distance est donc connue dans ce cas à $\pm 2,5$ m.

Un phénomène curieux, non totalement élucidé, a été constaté : les distances mesurées sont légèrement plus élevées (par exemple de 5 m sur 2 ou 3 km) par temps de brouillard que par temps clair. Il est possible que ce phénomène soit dû à la détérioration du rapport signal/bruit, mais cela n'est pas prouvé.

10. Conclusion

Les considérations précédentes ont montré qu'en somme, le fonctionnement du télémètre était dû à un concours de circonstances heureux. En effet, des résultats intéressants et utilisables peuvent être obtenus avec les ordres de grandeurs de puissance, d'énergie, de systèmes optiques, réalisables sans acrobaties, permettant de construire des appareils de dimensions raisonnables répondant à des besoins non satisfaits antérieurement, et c'est probablement la meilleure justification de l'intérêt porté au télémètre à Laser.

ANNEXE

1. Equation du télémètre

L'émetteur fournit un faisceau conique d'ouverture angulaire θ_1 entièrement intercepté par l'objectif situé à la distance D , donc toute la puissance émise P_E est reçue par l'objectif, qui diffuse la lumière. La loi de diffusion de l'objectif peut être quelconque, mais statistiquement, en considérant un grand nombre d'objectifs différents, une loi de diffusion isotrope peut être considérée comme une bonne moyenne. Cependant, une partie de l'énergie reçue est absorbée par l'objectif et ce dernier n'en diffuse qu'une fraction β , β étant le coefficient de réflexion diffuse.

En adoptant cette hypothèse, la puissance lumineuse βP_E renvoyée par l'objectif est rayonnée sphériquement par l'objectif visé, et l'optique d'entrée du récepteur, d'aire A , reçoit une puissance P_R donnée par :

$$\frac{P_R}{P_E} = \frac{\beta A}{4\pi D^2}$$

2. Bruit dû à une émission aléatoire d'électrons

Soit une cathode émettant des électrons de manière aléatoire au rythme moyen de n électrons par seconde.

Si l'on mesure le nombre d'électrons émis pendant un intervalle de temps τ les valeurs trouvées seront très différentes d'une mesure à l'autre, mais leur valeur moyenne sera $m = n\tau$.

La probabilité π_k pour qu'il y ait exactement k électrons émis pendant le temps τ est donnée par la loi de Poisson :

$$\pi_k = \frac{m^k}{k!} e^{-m}$$

et donc la probabilité pour que, pendant un intervalle τ le nombre N d'électrons émis soit supérieur à un nombre donné N_0 s'écrit :

$$\pi_{N > N_0} = \sum_{k=N_0+1}^{\infty} \frac{m^k}{k!} e^{-m}$$

La courbe de la figure 4 représente les valeurs du rapport $\frac{N_0}{m}$ (considéré comme variant de façon conti-

nue) donnant à $\pi_{N > N_0}$ la valeur de 10^{-7} , en fonction des valeurs de m , et donc aussi le niveau auquel il faut placer le seuil du récepteur pour qu'il n'ait qu'une chance sur 10^7 d'être dépassé pendant un intervalle.

Remarque. — Pour les grandes valeurs de m , la distribution des amplitudes peut être obtenue par la loi de Gauss.

En effet, tant que m est beaucoup plus petit que l'unité, le bruit apparaît comme formé d'impulsions nettement séparées, telles que celles représentées sur la figure 3.

Lorsque la densité d'émission électronique augmente, et que m devient supérieur à 1, les impulsions se superposent et le bruit change totalement d'aspect : le courant comporte une composante moyenne I_0 à laquelle se superpose une fluctuation, dont la valeur efficace est :

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2eI_0}{\tau}}$$

et dont la distribution est donnée par la loi de Gauss.

En fait, la distribution de Poisson reste toujours valable, mais elle correspond à la valeur totale de courant instantané, y compris la composante moyenne.

Comme il n'y a aucun intérêt à transmettre cette dernière dans le récepteur, seule la valeur efficace est en fait à retenir.

Les tables numériques de la loi de Gauss montrent qu'elle est pratiquement utilisable à partir de $m = 3$, et que dans ce cas, le seuil doit être situé à 5,3 fois la valeur efficace du bruit pour avoir une probabilité de 10^{-7} d'être dépassé.

3. Bruit dû à l'écho de diffusion

3.1. PUISSANCE DIFFUSÉE VERS LE RÉCEPTEUR

A grande distance, les faisceaux d'émission et de réception peuvent être considérés comme confondus.

D'autre part, lorsqu'un faisceau lumineux traverse une tranche élémentaire de brouillard, seule une infime partie de l'énergie lumineuse est dissipée. La partie non transmise est, en pratique, entièrement diffusée par le brouillard.

La loi de diffusion varie suivant la nature du brouillard ⁽¹⁾, mais une bonne approximation moyen-

⁽¹⁾ Transmission du rayonnement infrarouge dans l'atmosphère A. ARNULF et J. BRICARD. *Acta Electronica*, Vol. 5, n° 4, octobre 1961, p. 409.

ne consiste à considérer que la puissance diffusée dans la direction de l'émetteur est la même que si la diffusion était isotrope.

Dans ces conditions, soit une tranche élémentaire de brouillard, d'épaisseur dD , à distance D , normale au faisceau, il y rentre une puissance P_1 et la puissance transmise P_2 vaut :

$$P_2 = P_1 - kP_1 dD$$

k étant une constante caractérisant le brouillard, donc, si P_E est la puissance émise, à distance D la puissance du faisceau sera :

$$P_D = P_E e^{-kD} = P_E 10^{-\frac{\alpha D}{10}} \text{ avec } k = 0,043 \alpha$$

α étant l'affaiblissement en décibels par unité de longueur.

La puissance diffusée vers le récepteur peut être considérée comme provenant, à chaque instant, de la partie d'atmosphère d'épaisseur $c\tau$ éclairée par l'impulsion de durée τ .

La puissance diffusée par une telle tranche à distance D vaut donc :

$$kP_D c\tau$$

et, dans le cas d'une diffusion isotrope, la puissance renvoyée vers le récepteur d'aire A a pour valeur :

$$\frac{kP_D c\tau A}{4\pi D^2} = \frac{kP_E c\tau A}{4\pi D^2} 10^{-\frac{\alpha D}{10}}$$

Avant d'atteindre le récepteur, la lumière diffusée va de nouveau être affaiblie par la traversée d'une épaisseur D de brouillard, et donc la puissance P_{RD} reçue par diffusion de la distance D vaut :

$$\frac{P_{RD}}{P_E} = \frac{k c\tau A}{4\pi D^2} 10^{-\frac{2\alpha D}{10}}$$

k est lié à l'affaiblissement en décibels α par $k = 0,043 \alpha$ d'où l'expression de P_{RD} en fonction de α :

$$\frac{P_{RD}}{P_E} = \frac{0,043 A c\tau}{4\pi D^2} \alpha 10^{-\frac{2\alpha D}{10}}$$

D'autre part, α peut s'exprimer approximativement en fonction de la distance de visibilité V par ⁽²⁾ :

⁽²⁾ Etablie d'après les valeurs numériques données dans la référence page 746.

$$\alpha = \frac{20}{V}$$

ce qui permet d'exprimer P_{RD} en fonction de V :

$$\frac{P_{RD}}{P_E} = \frac{0,86 A c\tau}{4\pi} \frac{1}{VD^2} 10^{-\frac{4D}{V}}$$

3.2. RAPPORT DU SIGNAL ÉCHO SUR BRUIT DU A LA DIFFUSION

L'écho de diffusion envoie dans le récepteur une puissance lumineuse P_{RD} donnant un courant moyen de photocathode :

$$I_{RD} = \frac{P_{RD}}{h\nu} \rho e$$

Le bruit correspondant n'est gênant que lorsqu'il est nettement supérieur au bruit dû à la lumière du jour, et dans ce cas, il est décrit par la loi de Gauss. Le courant efficace de bruit produit par l'écho de diffusion a alors pour valeur :

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{2eI_{RD}}{\tau}} = \sqrt{\frac{2e^2 \rho P_{RD}}{h\nu \tau}}$$

ou, en tenant compte de l'expression de P_{RD} :

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{P_E \frac{2e^2 \rho}{h\nu} \frac{0,86 A c}{\pi} \frac{1}{V} \frac{1}{D} 10^{-\frac{2D}{V}}}$$

De son côté, le signal utile, en tenant compte de l'absorption atmosphérique, a pour expression :

$$\frac{P_R}{P_E} = \frac{\beta A}{4\pi D^2} 10^{-\frac{4D}{V}}$$

et provoque un courant de photocathode I_R :

$$I_R = \frac{P_R}{h\nu} \rho e = P_E \frac{\beta A \rho e}{4\pi h\nu D^2} 10^{-\frac{4D}{V}}$$

Le rapport du courant de photocathode dû au signal utile au courant efficace de bruit dû à l'écho de diffusion au même instant a pour valeur :

$$\frac{I_R}{I_{\text{eff}}} = \beta \sqrt{\frac{P_E A \rho}{21,8 ch\nu}} \frac{\sqrt{V}}{D} 10^{-\frac{2D}{V}}$$

LE PLASMA ET SES APPLICATIONS*

PAR

E. SCHATZMAN

Professeur à la Faculté des Sciences de Paris

Les propriétés des gaz ionisés commencent maintenant à être assez bien connues pour pouvoir être peu à peu maîtrisées. Il n'est pas déraisonnable de désigner avec TELLER sous le nom de *Quatrième état de la matière* l'état des gaz ionisés. La présence des charges électriques libres, leur interaction, leur réaction sur les champs électriques et magnétiques, leur couplage avec les ondes électromagnétiques, en font réellement un milieu nouveau, d'une étonnante richesse de propriétés.

Utiliser la flexibilité du plasma pour réaliser l'impossible est une façon pittoresque d'exprimer ce que l'on fait, ce que l'on peut faire et ce que l'on peut espérer faire, avec les gaz ionisés.

Essayons de décrire de façon systématique les propriétés d'un plasma. Un gaz ionisé est un conducteur gazeux, de conductibilité électrique élevée. En présence d'un champ magnétique, il est fortement anisotrope et présente, en conséquence, toutes les propriétés optiques des milieux anisotropes. En mouvement dans un champ magnétique, il est le siège de courants et de forces qui sont décrits par une dynamique nouvelle, la magnétohydrodynamique. Il est en général hors de l'équilibre thermodynamique, ce qui permet d'engendrer, si l'on peut dire, l'ordre à partir du désordre, qu'il s'agisse d'amplification de micro-ondes, d'amplification optique ou de jets de particules. Le champ magnétique peut le confiner, ce qui permet de substituer une paroi électromagnétique à une paroi solide et de produire des gaz à très haute température. L'importance du plasma est très grande. La plus grande partie de la matière de l'univers est de la matière ionisée : une foule de phénomènes naturels, électricité atmosphérique, ionosphère, éruptions solaires, rayons cosmiques, zones de Van Allen, etc., ne peuvent s'expliquer qu'au moyen des propriétés spécifiques des milieux ionisés. Mais, de plus, il est

possible de se servir de ces propriétés pour transformer l'énergie et produire du mouvement sous diverses formes.

L'objet de cet exposé est d'examiner les principes essentiels qui gouvernent l'emploi des plasmas dans ses diverses applications.

1. — Conversion d'énergie

Augmenter le rendement des machines thermiques, convertir l'énergie solaire en énergie électrique sont des problèmes à l'ordre du jour. Il faut alimenter les véhicules spatiaux en énergie et la meilleure méthode paraît être d'utiliser l'énergie solaire.

On peut ainsi alimenter les appareils portés par le véhicule pendant une durée pratiquement illimitée.

Dans les machines thermiques, à l'exception des moteurs à explosion, la chaleur produite par les réactions chimiques sert à chauffer un fluide, si bien qu'il y a des limitations pratiques aux températures entre lesquelles fonctionne la machine. L'idée la plus simple que l'on puisse avoir consiste à convertir directement la chaleur en électricité en forçant un jet de gaz ionisé à haute température à travers un champ magnétique. Par induction, un courant électrique se produit perpendiculairement au champ magnétique et au déplacement, et peut être collecté entre deux électrodes. On peut ainsi utiliser une source chaude aux environs de 2 000 degrés, et convertir une partie de l'énergie thermique en électricité. Après ce travail, les gaz, détendus, sont encore chauds, et peuvent servir à chauffer le fluide d'une machine thermique, le rendement total de l'opération pouvant atteindre 50 %.

Actuellement, des recherches dans ce sens se font dans le monde entier. En France, il faut particulièrement signaler les recherches faites au C.E.A. et à l'E.D.F. Si le principe est simple, la réalisation pratique paraît difficile. La température des gaz de

* Conférence prononcée devant la SFER le 18 avril 1963.

combustion ne peut être très élevée, en raison des problèmes de résistance des matériaux ; les gaz de combustion ne peuvent être ionisés de façon appréciable, et il faut les ensemençer en impuretés capables de s'ioniser facilement — par exemple avec des métaux alcalins, à faible potentiel d'ionisation —. Les électrodes, dans les expériences faites actuellement se détériorent rapidement et l'on s'efforce de déterminer les conditions optimales de fonctionnement, c'est-à-dire de trouver les meilleures dimensions des machines, la température d'utilisation, etc. Dans les conceptions actuelles, il semble bien que seules des machines de grandes dimensions puissent être rentables, et l'on ne peut guère envisager, pour le moment du moins, de moteurs miniatures fonctionnant suivant ce principe.

Une analogie simple peut permettre de faire comprendre quel pourrait être le principe d'une machine à conversion. On sait que si l'on place une flamme à la base d'un tube cylindrique ouvert aux deux bouts, l'énergie thermique de la flamme peut faire vibrer les gaz du tube, et produire un son. L'expérience des flammes vibrantes est une expérience classique de l'acoustique dans laquelle l'énergie thermique est transformée en énergie acoustique. De la même façon, un gaz ionisé pourrait être confiné par un champ magnétique ; le tube contenant le gaz au lieu d'avoir des parois solides aurait des parois électro-magnétiques, et la vibration de la flamme ionisée pourrait produire, au lieu d'un son, un courant alternatif. Ce procédé présenterait le grand avantage d'éviter la destruction des électrodes, en produisant le courant par induction. Il présente quelque analogie avec le procédé imaginé par SCHLUTER il y a quelques années pour produire du courant dans les réacteurs thermo-nucléaires.

L'idée de la conversion thermo-ionique revient à LANGMUIR. Dans son principe, la méthode est la suivante : on chauffe une électrode à une température suffisante pour qu'elle émette des électrons. Ceux-ci, après franchissement de la barrière de potentiel, possèdent une énergie potentielle et une énergie cinétique. Si l'on capture ces électrons sur une anode dont le potentiel d'extraction est moindre que celui de la cathode, l'énergie restante peut être utilisée pour produire du courant électrique dans le circuit de retour à la cathode.

Il convient pour cela que l'anode soit plus froide que la cathode, afin que le nombre d'électrons émis par l'anode soit plus petit que le nombre d'électrons reçus. On a ainsi une machine thermique à 2 sources, une source chaude et une source froide, dans laquelle les seuls éléments mobiles sont les électrons.

La charge d'espace des électrons limite normalement le courant à une très petite valeur. Un procédé simple pour limiter la charge d'espace consiste à neutraliser le milieu compris entre anode et cathode, et cela peut être réalisé au moyen de vapeur de césium. De nombreux problèmes techniques se posent naturellement, si bien que le rendement obtenu dans les expériences dont le compte rendu a été publié ne dépasse pas quelques pour cent. Mais, selon HOUSTIN, rien ne s'oppose en principe à ce que des rendements de 30 % ou supé-

rieurs soient obtenus. Si de tels rendements pouvaient être atteints, on disposerait, dans l'espace, de sources d'électricité extrêmement stables et robustes.

2. — Production de mouvement

Le mouvement d'un plasma peut engendrer un courant électrique ; inversement, un courant électrique peut engendrer le mouvement d'un plasma. La science de la magnétohydrodynamique étudie la stabilité et le mouvement des plasmas. C'est elle qui permet de trouver à quelles conditions le plasma peut être confiné quelques temps dans les machines thermonucléaires, qui permet de décrire le mouvement des gaz dans les tubes de chocs et dans les canons à plasma.

Dans les expériences qui ont été faites dans le but de réaliser la fusion contrôlée, il faut réussir à confiner le plus longtemps possible un plasma à température très élevée, afin que les réactions thermonucléaires aient le temps de se produire. En règle générale, le plasma est très instable. Si l'on produit un cordon de plasma, des déformations de différentes formes se développent en quelques microsecondes, et viennent provoquer la rupture du cordon de plasma. Des conditions extrêmement strictes sur la grandeur et la forme du champ magnétique doivent être réalisées pour rendre le plasma stable pendant le temps de sa formation, soit quelques centièmes de microsecondes. On peut arriver à décrire succinctement la situation de la façon suivante. Une décharge extrêmement rapide dans une bobine produit par induction un courant pelliculaire qui engendre le champ magnétique de confinement. Le champ magnétique qui existait préalablement dans le gaz se trouve alors enfermé dans le plasma comprimé par le champ magnétique de confinement.

Si le champ magnétique de confinement existe seul, la courbure du cordon de plasma augmente la pression magnétique dans les creux et la diminue dans les renflements, si bien que le plasma se déforme et se rompt. Un champ magnétique emprisonné le long du plasma en augmente la stabilité, car le champ magnétique présente une certaine élasticité qui s'oppose aux déformations ; mais certaines configurations sont plus favorables que d'autres à la stabilité et des progrès considérables ont été effectués ces dernières années en cette matière.

Le courant d'induction qui confine le plasma produit en même temps son écrasement.

La vitesse avec laquelle le cordon de plasma est pincé par le champ magnétique est de plusieurs kilomètres par seconde.

Des vitesses du même ordre sont produites dans les tubes de chocs dans lesquels le champ magnétique se comporte comme un piston qui pousse et comprime le gaz situé devant lui. Mais cette fois-ci, la géométrie de la décharge est tout à fait différente.

Dans les décharges des grandes machines à plasma, le courant est produit soit directement par une décharge entre 2 électrodes, soit par induction. La décharge a la symétrie cylindrique. Dans le tube de choc, la

décharge a lieu entre une électrode axiale et une électrode annulaire.

Le champ magnétique de la décharge chasse le courant à l'avant du système des 2 électrodes, et comprime le gaz devant lui. Utilisée pour l'étude des gaz à haute température et la dynamique des ondes de choc, la même décharge peut servir à la propulsion électrique dans l'espace.

Le lancement d'une fusée exige une poussée considérable destinée à l'affranchir de la pesanteur ; mais le problème est tout différent s'il s'agit de modifier une orbite. Une poussée plus faible mais d'un très haut rendement est plus avantageuse, car la masse du dispositif peut alors être plus faible. Une poussée de haut rendement est produite par un gaz éjecté à très grande vitesse. La décharge du tube de choc satisfait à ces conditions, car elle permet, sans produire des températures excessives, destructrices des tuyères, d'éjecter un gaz à une vitesse de plusieurs dizaines de kilomètres par seconde. Une éjection de matière relativement faible suffit à transférer une importante quantité de mouvement au véhicule et à produire le changement d'orbite désiré, mais, en raison de la faible poussée, le changement se produit lentement. La propulsion électrique pourrait permettre d'amener un satellite artificiel sur une orbite de 24 heures, pourrait servir à la navigation interplanétaire : Elle aura certainement dans quelques années un rôle important en matière de recherche spatiale. Pour le moment, on arrive à des poussées de quelques grammes par kilowatt.

3. — Ordre et désordre

Hors de l'équilibre, un plasma présente une grande variété d'instabilités. Extrêmement gênantes dans les expériences de fusion contrôlée, les instabilités sont au contraire les bienvenues dans toutes les expériences où il s'agit de produire l'ordre à partir du désordre, et de pomper dans l'énergie d'agitation du milieu de quoi amplifier un mouvement ordonné.

Le premier exemple, fort remarquable, est celui de l'amplification des oscillations de haute fréquence d'un jet d'électrons lorsqu'il traverse un plasma.

Dès 1958, BOYD, FIELD et GOULD d'une part, BOGDANOV, KISLOV, CHERNOV d'autre part, réussissaient l'expérience suivante : Un jet d'électrons traverse un plasma de mercure. Le jet d'électrons étant modulé par une oscillation de haute fréquence, BOYD obtenait pour une traversée de 5 cm de plasma une amplification nette par un facteur 10.

ALLEN et KINO, en faisant traverser un faisceau d'électrons sur une épaisseur de 2,2 cm de plasma de césium, obtiennent, avec un faisceau d'électrons de 1 mA, une amplification pouvant atteindre 20 dB.

Il existe naturellement, dans un plasma, des oscillations électrostatiques élastiques, appelées oscillations de plasma. Une faible fraction de l'énergie d'agitation thermique du gaz se trouve distribuée dans ces phénomènes collectifs. Lorsqu'un jet d'électrons modulé traverse un plasma, une sorte de phénomène de résonance peut se produire entre les électrons du

jet et les électrons du plasma, et une amplification des oscillations se produit au cours du mouvement.

L'amplitude des oscillations croît ainsi exponentiellement en fonction de la distance parcourue, et elle est maximale au voisinage de la fréquence de plasma. Pour des fréquences de plasma supérieures à 3 000 MHz, le gain était si élevé dans les expériences de ALLEN et KINO que le tube oscillait spontanément à la traversée d'un jet non modulé de 1 mA.

Un autre exemple, non moins remarquable, des propriétés du plasma, est celui du maser optique à gaz. Cette fois-ci, l'émission stimulée est une émission optique. Alors que, dans l'expérience précédente, le jet d'électrons cohérent pompait de l'énergie dans le plasma, ici, le faisceau lumineux cohérent pompe de l'énergie dans le plasma. En raison de la nature différente de l'interaction il faut aussi des conditions différentes dans le plasma pour que l'amplification ait lieu. Il est essentiel que le plasma soit hors de l'équilibre thermique et, plus il est loin de l'équilibre thermique, plus la situation est favorable à une amplification du faisceau lumineux cohérent.

On sait assez quelle est l'importance du Laser à gaz pour ne pas insister plus longtemps sur ce sujet qui prend, à l'heure actuelle, une grande extension. Mais on notera l'intérêt de ces dispositifs qui paraissent capables de produire de la négentropie au détriment, il est vrai, d'une autre partie du système où se produit une augmentation plus grande encore de l'entropie.

4. — Propagation des ondes

Dans un gaz ordinaire peuvent se propager des ondes longitudinales ou ondes acoustiques. Les ondes électromagnétiques s'y propagent sans autre effet qu'un indice de réfraction proche de l'unité.

Les singularités apparaissent pour les ondes acoustiques lorsque la fréquence devient comparable à la fréquence de collision, et, pour les ondes électromagnétiques, pour les fréquences d'absorption.

Dans un plasma, en présence d'un champ magnétique, les phénomènes sont beaucoup plus complexes. Dans le domaine des basses fréquences, 3 ondes peuvent se propager, deux ondes sont magnétoacoustiques, la troisième, purement transversale, est connue sous le nom d'onde ALFVEN.

Dans le domaine des hautes fréquences, on trouve essentiellement deux ondes électromagnétiques, l'une est l'onde ordinaire, l'autre est l'onde extraordinaire. Ces ondes sont polarisées circulairement, et le vecteur électrique de l'onde extraordinaire tourne dans le même sens que les électrons du plasma sous l'effet du champ magnétique.

Des phénomènes extrêmement complexes de propagation et de couplage entre les différents modes se produisent dans les milieux non uniformes, et la simple énumération des phénomènes naturels, dans l'atmosphère solaire, la géocouronne et l'exosphère, ou dans l'ionosphère qui s'expliquent par la propagation des ondes de différents types, nous entraînerait

trop loin. Mais on se rend compte que l'on peut utiliser ces propriétés avantageusement au laboratoire.

Des ondes de basse fréquence guidées par les lignes de force dans un plasma comme les siffleurs atmosphériques, peuvent être amenées d'un point à un autre et par exemple servir au chauffage du plasma. L'indice de réfraction pour les ondes de haute fréquence est différent pour l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire, et dépend du champ magnétique. Il suffit par exemple de jouer sur la grandeur du champ magnétique pour ajuster une cavité résonnante remplie d'un plasma sur une onde de fréquence donnée : on voit tout le profit que peut tirer le domaine des hyperfréquences de l'emploi judicieux des plasmas.

5. — Phénomènes microscopiques

Du point de vue microscopique, un plasma peut être en équilibre ou hors d'équilibre. Un jet d'électrons dans un plasma de césium, un plasma raréfié sont hors d'équilibre. Un gaz à la pression atmosphérique à haute température, est très proche de l'équilibre.

Qu'entend-on par équilibre ? Ici, nous voulons dire distribution maxwellienne des vitesses, distribution des atomes sur les différents états d'énergie suivant la loi de BOLTZMANN, degré d'ionisation donné par la loi de SAHA, densité d'énergie du rayonnement donnée par la loi de PLANCK.

Hors de l'équilibre, la distribution des vitesses n'est pas maxwellienne, elle présente des anisotropies, des pics dans certaines directions ; les niveaux ne sont pas peuplés suivant la loi de BOLTZMANN ; la densité d'énergie du rayonnement n'est pas donnée par la loi de PLANCK.

Il est naturellement plus facile d'étudier les plasmas proches de l'équilibre, et le cas le plus intéressant est celui où les collisions sont si nombreuses que les particules sont pratiquement à l'équilibre, tandis que seul le rayonnement n'y est pas. Ce cas est réalisé dans les

chalumeaux à plasma. Un jet d'argon qui souffle un arc puissant forme un plasma d'argon à température élevée (12 à 15 000 °C), au degré d'ionisation relativement élevé.

Les chalumeaux à plasma, constituant des sources à haute température, et débitant d'énormes quantités de chaleur, sont extrêmement utilisés maintenant pour étudier la résistance des matériaux destinés aux avions supersoniques et aux nez de fusées. Ils permettent d'imiter assez bien les conditions de rentrée d'un engin dans l'atmosphère et de voir à quelle condition il peut opérer la traversée des couches atmosphériques.

Mais, aussi bien dans la nature que dans les expériences de laboratoire, on trouve une variété infinie de plasmas hors de l'équilibre. Des instabilités extrêmement variées peuvent se rencontrer, dues soit à la structure du champ magnétique, soit au couplage électrostatique entre particules. Les orbites des particules chargées peuvent être stables, instables, indifférentes. Si l'on veut utiliser les propriétés des plasmas et les faire entrer dans le domaine des applications, il faut pénétrer profondément leurs propriétés, et, par conséquent, procéder à une étude très fine de leur comportement dans des circonstances extrêmement variées. En agissant sur le champ de rayonnement, sur la distribution des vitesses des électrons, sur la population des niveaux, on peut se trouver placé dans des conditions où des propriétés nouvelles apparaissent. Il est clair, par exemple, qu'on sait encore fort peu de choses sur l'interaction entre une onde électromagnétique et un plasma présentant les différents types d'anisotropie possible : vitesses des électrons et champs magnétiques ; nous avons vu, dans deux cas, comment on utilisait des instabilités au lieu de les combattre : ce procédé aurait intérêt à être généralisé au maximum.

Les études approfondies de théorie cinétique des gaz, de l'écart à l'équilibre thermodynamique, des instabilités, sont nécessaires, non seulement au progrès de la recherche fondamentale, mais à l'entrée des plasmas dans le vaste domaine des applications.

LES EFFETS TRANSVERSAUX DE LA CHARGE D'ESPACE DANS LES FAISCEAUX DE PARTICULES ÉLECTRISÉES

Synchrotron à protons Saturne

PAR

J. FAURE **, M. GOUTTEFANGEAS **, R. LÉVY-MANDEL *, R. VIENET **

B. LAGO *** et J. LOEB ****

1. Introduction

Dès juillet 1959, le souci d'augmenter l'intensité délivrée par le synchrotron SATURNE [1] a conduit à une série d'expériences [2] qui ont mis en lumière des limitations par effets de charge d'espace. L'expérience la plus simple, illustrant ces effets, consiste à injecter pendant un temps donné une intensité I , puis à mesurer le nombre N de particules accélérées et l'on constate que la courbe $N = f(I)$ tendait rapidement vers une saturation pour des intensités de quelques milliampères.

Les développements théoriques à l'époque de la construction du synchrotron traitaient de la particule isolée, soumise aux forces extérieures. En fait, lorsque l'intensité injectée atteint quelques milliampères, les calculs et l'expérience montrent que l'action focalisante des forces magnétiques se trouve notablement diminuée sous l'effet de la répulsion coulombienne.

On a depuis lors distingué entre trois effets observés sur les synchrotrons à focalisation faible :

a) l'effet — très général — qui tend à modifier les dimensions transversales d'un faisceau de particules sous l'action des forces de charge d'espace créée par ses propres particules ;

b) l'effet qui fait varier la densité linéique et provoque des groupements azimutaux des particules [3] [4].

c) le dernier effet qui dans une injection sur plusieurs tours provoque le déplacement de la fibre neutre d'un faisceau par répulsion des faisceaux déjà présents [5].

L'objet de ce travail porte sur le premier effet, le plus classique, celui qui se trouve développé suivant un aspect particulier dans l'œuvre de PIERCE [6]. Car PIERCE a traité du faisceau à symétrie cylindrique alors que dans le cas présent, le faisceau ne présente que deux plans orthogonaux de symétrie.

Par ailleurs les particules du faisceau de PIERCE ont des vitesses initiales certaines conduisant à des trajectoires affines alors que le faisceau qui nous intéresse comporte en chaque point du plan initial une distribution de vitesse aléatoire. C'est pourquoi nous renonçons à écrire l'histoire d'une particule périphérique, car sous l'effet des composantes transversales de la vitesse (d'origine thermique) les trajectoires se croisent et un proton qui était périphérique à un instant donné cesse rapidement de l'être.

Même si les forces de rappel étaient les mêmes selon les deux axes perpendiculaires à l'orbite du pinceau, on ne pourrait pas utiliser les coordonnées cylindriques habituelles. En effet la distance à l'axe est essentiellement positive, et nous devons établir un formalisme capable de tenir compte du fait que bien des protons traversent l'axe.

Après avoir établi les équations du mouvement du faisceau dans le champ magnétique du synchrotron en présence de charge d'espace, nous considérons trois problèmes :

1) Les conditions initiales étant données, on détermine les dimensions du faisceau en fonction de l'azimut.

2) Dans une deuxième étape, on recherche les caractéristiques initiales du faisceau qui conduiront aux dimensions minimales.

3) Enfin la détermination des conditions initiales qui mènent au faisceau présentant un encombrement donné au passage de certains obstacles fait l'objet du troisième problème qui n'est qu'ébauché dans cette étude.

Le présent travail est limité aux comportements des protons à l'injection.

(¹) Conférence prononcée le 25 mars 1963 devant les 10^e et 11^e sections de la S.F.E.R.

(*) Chef du Service de l'Entretien et du Fonctionnement de Saturne (SEFS).

(**) Ingénieur au SEFS.

(***) Ingénieur au Service de Calcul Arithmétique.

(****) Ingénieur Conseil à la Compagnie Générale de Géophysique. Montrouge.

Nous simplifierons nos calculs de la façon suivante :

— Toutes les particules ont la même composante axiale de vitesse, que nous appelons v . (Leurs vitesses transversales sont notées w_x et w_y).

Ce faisant nous négligeons les oscillations longitudinales de la vitesse [3] qu'elles soient oscillations de phase ou effet NIELSEN.

— La vitesse atteinte à 3 MeV (soit $2,6 \cdot 10^9$ cm.s⁻¹) n'est pas relativiste.

— La trajectoire circulaire de l'orbite dans le synchrotron est redressée par la pensée. Les axes choisis sont :

z parallèle à la trajectoire de l'orbite d'équilibre, sur laquelle la composante en z des vitesses est égale à v ,

O,xy perpendiculaire à cette trajectoire, ox est dans le plan de symétrie horizontale de la chambre,

oy est perpendiculaire à ox .

2. Introduction d'éléments statistiques

2.1. DÉFINITION

Nous renonçons à décrire le mouvement d'une particule, quelle qu'elle soit, et nous introduisons tout de suite la fonction de répartition M dont voici la définition.

Soit dv le nombre des particules qui traversent pendant le temps dt un rectangle $dx dy$ dont un sommet a pour coordonnées x, y , avec des vitesses transversales comprises respectivement entre w_x et $w_x + dw_x$, w_y et $w_y + dw_y$.

Par définition :

$$(1) dv = M(x, y, t, w_x, w_y) dx dy dw_x dw_y dt.$$

La fonction $M(x, y, w_x, w_y, t)$ a ainsi les dimensions $L^{-4} T$.

Les grandeurs électriques se déduisant de M sont :

— La densité de charge en un point (x, y) à l'instant t .

$$\sigma(x, y, t) = \frac{\varepsilon}{v} \iint_{-\infty}^{+\infty} M dw_x dw_y \quad (2)$$

où ε est la charge du proton ;

— Le courant total :

$$J = v \iint_{-\infty}^{+\infty} \sigma dx dy = \varepsilon \iiint_{-\infty}^{+\infty} M dx dy dw_x dw_y \quad (3)$$

2.2. L'ÉQUATION DE BOLTZMANN

Nous utilisons dans ce paragraphe le chapitre 1^{er} du livre 5 de Y. ROCARD : Thermodynamique. La quantité

densité dans l'espace de phase n'est autre que la fonction M du § 2.1. L'équation de BOLTZMANN s'énonce ainsi :

$$\frac{dM}{dt} = 0 \quad (4)$$

La dérivée totale se développe suivant :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\partial M}{\partial t} + w_x \frac{\partial M}{\partial x} + w_y \frac{\partial M}{\partial y} + \dot{w}_x \frac{\partial M}{\partial w_x} + \dot{w}_y \frac{\partial M}{\partial w_y} \quad (5)$$

Ici $\dot{w}_x$ et $\dot{w}_y$ sont les composantes suivant x et y de l'accélération due à l'effet combiné des forces de rappel d'origine magnétique et des charges d'espace.

2.3. DÉMONSTRATION DIRECTE DE (5)

Nous pouvons aussi établir directement (5).

Lorsque nous chercherons une expression approximative de M nous nous servirons de ce paragraphe.

Nous appellerons dorénavant f_x et f_y les composantes $\dot{w}_x$ et $\dot{w}_y$ de l'accélération. Ce sont des fonctions de x, y, t .

On aurait pu croire qu'en raison de la présence d'un champ magnétique, f_x et f_y dépendissent aussi de w_x et w_y . Mais la théorie du synchrotron ramène la connaissance des champs à celle de l'« indice » n (une fois l'orbite d'équilibre redressée, comme il a été expliqué au § 1) [7].

Au temps t , l'état d'un proton est défini par x, y, w_x, w_y .

Au temps $t + dt$, il est défini par x', y', w'_x, w'_y .

Ces quantités sont liées par les équations, vraies au 1^{er} ordre :

$$\begin{aligned} x' &= x + w_x dt & x &= x' - w_x dt \\ y' &= y + w_y dt & y &= y' - w_y dt \\ w'_x &= w_x + f_x dt & w_x &= w'_x - f_x dt \\ w'_y &= w_y + f_y dt & w_y &= w'_y - f_y dt \end{aligned} \quad (6)$$

Partons d'un élément de phase où le nombre total de particules est à l'instant t :

$$M(x, y, t, w_x, w_y) \cdot dx dy dw_x dw_y dt$$

Toutes ces particules se retrouveront, au temps $t + dt$ dans l'élément $dx' dy' dw'_x dw'_y dt$. (En écrivant cela, nous n'invoquons pas d'autre principe de conservation que celui de la matière.)

Leur nombre sera :

$$M(x', y', t + dt, w'_x, w'_y) dx' dy' dw'_x dw'_y dt$$

Maintenant

$$dx' dy' dw'_x dw'_y = J_a dx dy dw_x dw_y$$

où J_a est le Jacobien de la transformation (6) :

$$J_a = \begin{vmatrix} 1 & 0 & dt & 0 \\ 0 & 1 & 0 & dt \\ -\frac{\partial f_x}{\partial x} dt & -\frac{\partial f_x}{\partial y} dt & 1 & 0 \\ -\frac{\partial f_y}{\partial x} dt & -\frac{\partial f_y}{\partial y} dt & 0 & 1 \end{vmatrix} = 1 \quad (7)$$

en annulant les termes de dt^2 (théorème de Cauchy)

En égalant les valeurs de M à l'instant t et à l'instant $t + dt$ (puisque $J_a = 1$) on obtient :

$$M(x', y', t + dt, w'_x w'_y) = M(x' - w_x dt, y' - w_y dt, t, w'_x - f_x dt, w'_y - f_y dt) \quad (8)$$

d'où

$$\frac{\partial M}{\partial t} + w_x \frac{\partial M}{\partial x} + w_y \frac{\partial M}{\partial y} + f_x \frac{\partial M}{\partial w_x} + f_y \frac{\partial M}{\partial w_y} = 0 \quad (9)$$

Nous avons ainsi redémontré dans ce cas le théorème de BOLTZMANN en remarquant que $J_a = 1$

Pour résoudre l'équation [9] il nous faut connaître f_x et f_y qui comprennent deux termes : celui de la force électrostatique et celui de la force de focalisation magnétique.

En fait [9] est une équation intégrale-différentielle (aux dérivées partielles) car, dans les sections circulaires on a :

$$f_x = \frac{2e^2}{mv} \times \iiint \frac{M(\xi \eta t w_x w_y)(\xi - x) d\xi d\eta dw_x dw_y}{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2} - (1 - n) \omega_0^2 x$$

$$f_y = \frac{2e^2}{mv} \times \iiint \frac{M(\xi \eta t w_x w_y)(\eta - y) d\xi d\eta dw_x dw_y}{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2} - n \omega_0^2 y \quad (10)$$

Dans les sections droites, on obtient f_x et f_y en supprimant les termes contenant ω_0^2 (ω_0 étant la vitesse angulaire d'une particule)

3. 1^{er} problème

Le système d'équations ci-dessus fournira la répartition en densité du faisceau en fonction de l'azimut.

3.1. CONDITIONS INITIALES DU FAISCEAU

Il est très difficile de faire des mesures sur le faisceau à l'entrée de la machine. Comme son « cross over » est situé à quelques mètres en amont de l'injecteur dans une zone où des mesures de contrôle seraient possibles, nous donnerons sa fonction M de répartition en ce point. Pour connaître les conditions à l'entrée de la zone où règne le champ magnétique focalisateur il suffira de connaître la matrice de transfert du système d'injection.

3.1.1. Répartition dans le plan du « Cross over »

On a pu mesurer au « cross over » l'intensité totale du faisceau,

- le rayon du faisceau contenant 90 % de l'intensité totale
- la divergence du pinceau central.

On a supposé qu'au « cross over » la répartition des particules correspondait à l'image suivante (voir fig. 1).

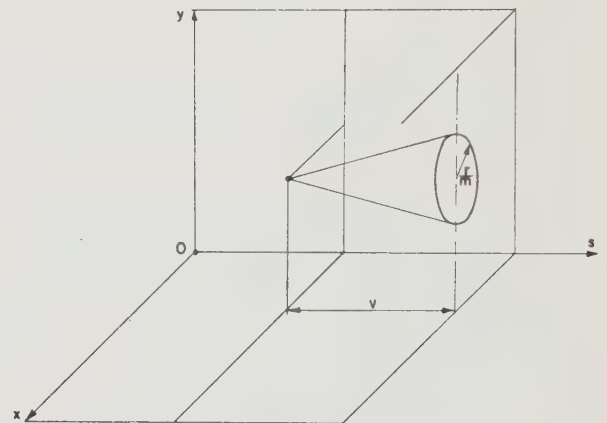


FIG. 1. — Un pinceau élémentaire au « cross over ».

En un point donné, le faisceau semble être produit par une source ponctuelle émettant uniformément dans un cône de base r et de hauteur v ; l'axe du cône étant parallèle à l'axe azimutal.

L'intensité de chaque source ponctuelle est une fonction gaussienne en $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$

Le nombre dv de particules ayant les coordonnées, x, y, p_x, p_y est donc :

$$dv = e^{-h^2 \rho^2} F(\sqrt{p_x^2 + p_y^2}) dp_x dp_y dx dy$$

avec

$$\begin{cases} F = 1 & \text{si } p_x^2 + p_y^2 < r^2 \\ F = 0 & \text{si } p_x^2 + p_y^2 > r^2 \end{cases}$$

ou avec $p_x = mw_x v_y = mw_y$

$$dv = Am^2 e^{-h^2(x^2 + y^2)} F(\sqrt{m^2(w_x^2 + w_y^2)}) dx dy dw_x dw_y \quad (11)$$

Parmi les exemples d'applications numériques on aura :

$$A = 8,1 \cdot 10^{50} \text{ cm}^{-4} \text{ gr}^{-2} \text{ s}$$

$$r^2 = 2,35 \cdot 10^{-35} \text{ gr}^2 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$h^2 = 9,4 \text{ cm}^{-2}$$

Cette notation se raccorde avec celle du § 2.1 en écrivant

$$M = Am^2 e^{-(x^2+y^2)h^2} F(\sqrt{m^2(w_x^2 + w_y^2)}) \quad (12)$$

Si bien que A est relié à J par l'équation

$$J = \frac{\pi^2 \varepsilon A r^2}{h^2} \quad (13)$$

3.1.2. Matrice de transfert du système d'injection

Le système d'injection a été décrit dans une précédente parution [1]. Le « cross over » étant pris au foyer du système, les coordonnées généralisées d'un proton étant notées par :

$$x_0 \ w_{x0} \ y_0 \ w_{y0}$$

à l'entrée de la chambre par :

$$x, w_x ; y ; w_y$$

le système optique établit entre ces quantités les 4 relations linéaires suivantes :

$$\begin{cases} x_0 = -x - \frac{\delta}{v} w_x \\ w_{x0} = -w_x \\ y_0 = y - \frac{\Delta - \delta}{v} w_y \\ w_{y0} = -w_y \end{cases} \quad (14)$$

où Δ est la distance entre les 2 foyers et δ la distance focale (voir figure 2)

Les quantités Δ et δ ont les dimensions d'une longueur.

Dans les applications numériques, elles vaudront respectivement 1200 cm et 180 cm.

3.2. MÉTHODE NUMÉRIQUE DE RÉOLUTION

Nous nous proposons de résoudre numériquement le problème suivant (P) :

Trouver $M(x, y, t, w_x, w_y)$ solution de [5] qui prend pour $t = 0$ (à l'entrée de la chambre) la valeur $M_0(x, y, w_x, w_y)$ donnée ; (distribution qui sera obtenue à partir de celle donnée en (12) grâce aux formules de transformation (14).

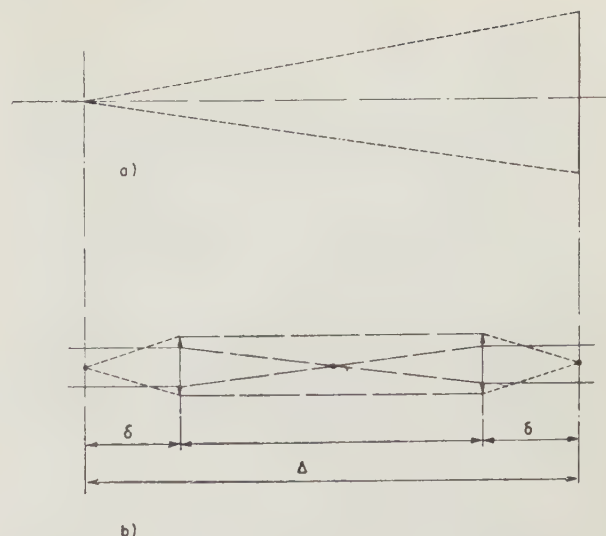


FIG. 2. — Système équivalent à l'optique d'injection.

a) Pour la projection sur le plan vertical
b) Pour la projection sur le plan horizontal.

La méthode numérique choisie est une adaptation à ce cas de la méthode de résolution des équations aux dérivées partielles hyperboliques, appelée méthode des caractéristiques.

Nous en donnerons une présentation imagée, en insistant sur l'interprétation des opérations effectuées.

3.2.1. Modification du noyau des intégrales définissant f_x et f_y . (1^{re} approximation).

Soit $K(x, \xi, y, \eta) = \frac{1}{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$ fonction qui

apparaît dans le calcul de f_x et f_y ; le fait que K augmente indéfiniment pour (ξ, η) tendant vers (x, y) , est une source de difficultés dont nous nous débarrassons en modifiant K en K' pour (ξ, η) voisin de (x, y) ;

Soit r_e une quantité donnée, assez petite ;

pour $r^2 = (x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 \geq r_e^2$, $K' = K = 1/r^2$

pour $r^2 \leq r_e^2$, on a choisi pour K' une forme du second degré en r^2 qui s'annule en $r = 0$ et qui se raccorde en $r = r_e$ avec la détermination précédente de manière à assurer la continuité de la fonction et de sa dérivée ;

On est amené à prendre

$$K' = \frac{3r^2}{r_e^4} - \frac{2r^4}{r_e^6}$$

La modification ne concerne qu'un voisinage de (x, y) (d'autant plus petit que r_e est petit) et elle est symétrique autour de (x, y) .

Donc comme $M(x, y, t, w_x, w_y)$ est continue, cette

modification est faible, d'autant plus faible que r_e est plus petit.

Il est d'ailleurs bien connu que les intégrales donnant le champ à l'intérieur d'un volume contenant des charges électriques réparties, ne deviennent jamais infinies.

3.2.2. Cas d'un pinceau formé d'un nombre fini de pinceaux élémentaires

Supposons que $M(x, y, t, w_x, w_y)$ soit formé de la réunion de $\bar{m}$ pinceaux élémentaires, d'indices « m ». La masse de protons de chaque pinceau « P_m » est concentrée à chaque instant en un point central du pinceau, de coordonnées dans l'espace de phase :

$$x_m(t), y_m(t), w_{xm}(t), w_{ym}(t)$$

Nous écrivons (δ désignant la fonction de Dirac) :

$$M = \sum_{m=1}^{\bar{m}} P_m \cdot \delta[x - x_m(t)] \cdot \delta[y - y_m(t)] \cdot \delta[w_x - w_{xm}] \cdot \delta[w_y - w_{ym}] \quad (15)$$

Nous nous proposons de montrer que de telles solutions de (9) existent ; dans ce but, pour M donné par (15) nous devons évaluer

$$\frac{\partial M}{\partial t}, \frac{\partial M}{\partial x}, \frac{\partial M}{\partial y}, \frac{\partial M}{\partial w_x}, \frac{\partial M}{\partial w_y}$$

Pour simplifier les notations, nous aurons δ_{xm} au lieu de $\delta(x - x_m(t))$; δ'_{xm} au lieu de $\delta'(x - x_m(t))$ etc. on a par exemple :

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} &= \sum_{m=1}^{\bar{m}} P_m \{ -x'_m(t) \delta'_{xm} \delta_{ym} \delta w_{xm} \delta w_{ym} - y'_m(t) \delta_{xm} \delta'_{ym} \delta w_{xm} \delta w_{ym} \\ &\quad - w'_{xm} \delta x_m \delta y_m \delta w'_{xm} \delta w_{ym} - w'_{ym} \delta x_m \delta w_{xm} \delta'_{ym} \delta w_{ym} \} \\ \frac{\partial M}{\partial x} &= \sum_{m=1}^{\bar{m}} P_m \cdot \delta'_{xm} \cdot \delta_{ym} \cdot \delta w_{xm} \cdot \delta w_{ym} \end{aligned}$$

Portons ces expressions dans (9) ; il est alors possible d'identifier à zéro les coefficients des distributions suivantes :

$$\delta'_{xm} \delta y_m \delta w_{xm} \delta w_{ym}, \delta x_m \delta'_{ym} \delta w_{xm} \delta w_{ym} \text{ etc.}$$

si les conditions (16) sont vérifiées :

$$\left| \begin{array}{ll} \frac{dx_m(t)}{dt} = w_{xm} & \frac{dw_{xm}}{dt} = f_x(x_m, y_m) \\ \frac{dy_m(t)}{dt} = w_{ym} & \frac{dw_{ym}}{dt} = f_y(x_m, y_m) \end{array} \right. \quad (16)$$

Alors, M défini par (15) vérifie (9). Les conditions, que l'on vient de montrer suffisantes pour le but poursuivi, sont aussi des conditions nécessaires à cause de l'indépendance linéaire (en tant qu'éléments de l'espace vectoriel de l'ensemble des distributions précédentes).

On peut noter que la trajectoire de chaque pinceau est une ligne caractéristique de l'équation (5).

f_x et f_y prennent une forme explicite ; f_x , par exemple devient, compte tenu de la modification du noyau :

$$f_x(x_m, y_m) = \frac{2e}{mv} \sum_{i=1}^{\bar{m}} P_i (x_i - x_m) K' [(x_i - x_m)^2 + (y_i - y_m)^2] - (1-n) \omega_0^2 x_m$$

3.2.3. Approximation de M_0 par M'_0 somme de pinceaux élémentaires (2^e approximation)

Nous adoptons le plan suivant :

1) M_0 sera approché par M'_0 somme de $\bar{m}$ pinceaux élémentaires, l'approximation sera d'autant meilleure que $\bar{m}$ sera plus grand.

2) M_0 étant formé de pinceaux élémentaires, la solution correspondante de (P), M' , est de ce type et on l'obtient par intégration du système (16) formée de $4\bar{m}$ équations.

3) M' et M diffèrent peu, car la solution de (P) varie de manière continue par rapport à M_0 et de plus M_0 et M'_0 diffèrent peu.

M' sera donc considéré, pour $\bar{m}$ suffisamment grand, comme une approximation valable de M .

Indiquons les grandes lignes de l'obtention de M'_0 .

Considérons la distribution (13) dans le plan du « cross over ».

Après passage pour (x, y) et (w_x, w_y) aux coordonnées polaires (r, θ) et (ρ, ϕ) , on détermine $\bar{m}$ zones délimitées par des surfaces r constant, θ constant, ρ constant, ϕ constant de manière à ce que les intégrales de M sur chaque zone soient égales.

La masse de chaque zone est rassemblée en son centre et forme un pinceau élémentaire de poids P_m indépendant de m ($= \frac{1}{\bar{m}}$)

Les formules de transformation (11) sont alors appliquées pour obtenir M'_0 à l'entrée de la chambre.

Le nombre de divisions qui s'est révélé à l'épreuve la plus convenable a été le suivant :

$$\begin{array}{ll} \text{sur } r, & 3 \text{ divisions} \\ \text{sur } \theta \left(\text{de } 0 \text{ à } \frac{\pi}{2} \right) & 2 \text{ divisions} \\ \text{sur } \rho, & 2 \text{ divisions} \\ \text{sur } \phi \text{ (de } 0 \text{ à } 2\pi), & 12 \text{ divisions.} \end{array}$$

A chaque pinceau élémentaire ainsi matérialisé, dans le premier quadrant, correspondent trois pinceaux dans chacun des trois autres quadrants par une symétrie convenable.

Ces derniers pinceaux ne sont pas suivis par les équations différentielles car la symétrie correspondante se conserve, mais ils continuent à avoir une contribution dans le calcul de f_x et f_y .

Finalement, on a 4×144 pinceaux élémentaires pour M'_0 dont 144 explicitement suivis.

3.2.4. Intégration numérique du système (16).

Compte tenu des faits suivants :

a) la méthode d'intégration n'a pas à être très précise, car la précision est limitée de toute façon par les deux approximations déjà faites.

b) le calcul de f_x et f_y est très lourd et sa fréquence doit être aussi faible que possible.

Nous avons choisi pour intégrer (16) les formules suivantes, de passage de :

t_n à $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ (l'indice m est omis)

(f_{xn} et f_{yn} ayant été calculés, en t_n au pas précédent)

$$\left| \begin{array}{l} x_{n+1} = x_n + W_{xn}\Delta t + f_{xn} \frac{(\Delta t)^2}{2} \\ y_{n+1} = y_n + W_{yn}\Delta t + f_{yn} \frac{(\Delta t)^2}{2} \end{array} \right| \begin{array}{l} \text{pour tout} \\ m \end{array}$$

calcul de $f_{x_{n+1}}$ $f_{y_{n+1}}$ grâce aux x_{n+1} y_{n+1}

(17)

$$\left| \begin{array}{l} w_{x_{n+1}} = w_{x_n} + \frac{1}{2}(f_{x_n} + f_{x_{n+1}})\Delta t \\ w_{y_{n+1}} = w_{y_n} + \frac{1}{2}(f_{y_n} + f_{y_{n+1}})\Delta t \end{array} \right| \begin{array}{l} \text{pour tout} \\ m \end{array}$$

Pour des raisons spécifiques au calcul numérique, il y a lieu d'imposer sur le pas une condition dite de « stabilité » qui assure le bon fonctionnement des formules (17).

Dans le cas actuel, on a mis en évidence la condition suffisante de stabilité :

$$\Delta t \leq \sqrt{\frac{2}{B}}$$

ou B est une borne supérieure du module des quantités suivantes :

$$\frac{\partial f_x}{\partial x}, \frac{\partial f_x}{\partial y}, \frac{\partial f_y}{\partial x}, \frac{\partial f_y}{\partial y}.$$

3.2.5. Remarques sur le calcul numérique

Pour juger des approximations faites, nous avons la possibilité de jouer sur le choix de r_e (pour la 1^{re}) et de $\bar{m}$ (pour la 2^e).

Finalement pour le choix des 4×144 pinceaux élémentaires comme il est indiqué en 3.2.3, la précision relative a été estimée de l'ordre de 5 % et certainement inférieure à 10 %. Ce résultat peut être jugé très satisfaisant vu la complexité du problème (les 5 variables et la difficulté du calcul de f_x et f_y).

Mettons l'accent sur la difficulté d'améliorer de façon sensible la précision obtenue ; doublons le nombre d'intervalles choisis sur $0r$, 0θ , 0ρ , 0ϕ , on a un $\bar{m}$ multiplié par $2^4 = 16$; le travail croît en $(\bar{m})^2$ (un facteur $\bar{m}$ pour le nombre d'équations différentielles et un autre pour le calcul de f_x et f_y) donc le travail est multiplié par $16^2 = 256$; il en est de même du temps machine et du coût du passage en machine.

Le choix du nombre de divisions sur $0r$, 0θ , 0ρ , 0ϕ , apparaît comme un compromis entre la précision et le temps machine (18 minutes de calcul sur IBM 7090 pour un cas avec $\bar{m} = 4 \times 144$, par tour complet de Saturne).

C'est une raison analogue qui permet d'affirmer qu'une méthode aux différences finies avec maillage fixe serait impraticable dans ce cas ; le maillage devant comporter un très grand nombre de points et couvrir une grande région du fait des variations importantes au cours du temps des dimensions moyennes du pinceau total.

Finalement la méthode proposée s'avère comme une méthode efficace de résolution du problème (P), à condition de savoir se contenter d'une précision limitée.

3.3. RÉSULTATS

Les calculs ont été effectués avec l'IBM 7090 de Saclay pour un faisceau correspondant aux conditions initiales données au § 3.1.1., et pour des intensités croissantes. Les figures 3 donnent une image du gonflement du faisceau sous l'effet de la charge d'espace.

4. 2^e problème

Sans changer profondément les équipements actuels de l'injection, on peut donner à h et r des valeurs différentes et obtenir un faisceau mieux adapté aux conditions imposées par la machine.

4.1. L'APPROXIMATION GAUSSIENNE

Nous allons donc chercher à optimiser le pinceau, c'est-à-dire à déterminer les conditions initiales h et r telles que l'encombrement du faisceau soit minimal avec des contraintes données (surtout l'intensité J et les émittances).

Les essais à la machine auraient porté sur un volume de calcul très important, et il y avait intérêt à développer une technique plus rapide, et pouvant être moins précise. Cette approximation a servi à orienter les recherches vers la solution donnant le faisceau optimal

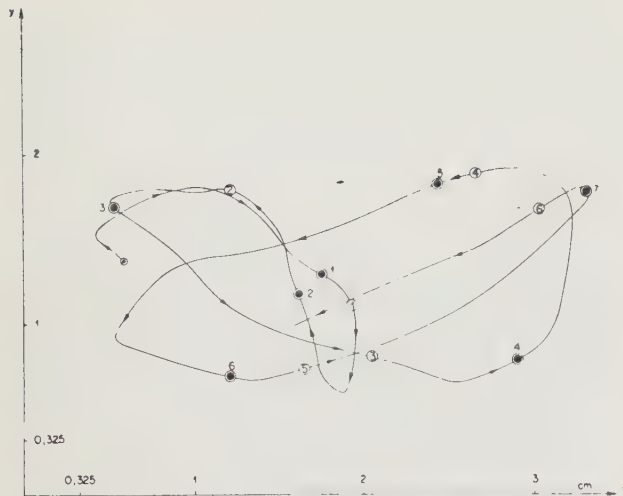


FIG. 3a. — Effets de la charge d'espace.

Chaque point repéré par l'instant où les valeurs sont calculées à pour coordonnées

— x = maximum de x sur toutes les particules.

— y = maximum de y sur toutes les particules

3 ● n° quart de la période bétatron y

n° quart de la période bétatron x

A — Correspond au courant actuel = 3,2 mA.

et la technique plus rigoureuse « des 144 points » a été mise en œuvre pour parfaire l'ajustement des données initiales.

4.1.1. Principe de l'approximation Gaussienne

Prenons arbitrairement, comme fonction M dans l'équation (1) une expression de la forme

$$M = Am^2 \exp \left\{ -(a_1 x^2 + 2a_2 xw_x + a_3 w_x^2) - (b_1 y^2 + 2b_2 yw_y + b_3 w_y^2) + d_1 x + d_2 y + e_1 w_x + e_2 w_y + C \right\} \quad (18)$$

A est un coefficient proportionnel au courant total dont il a été parlé au § 3.2.1. et que nous expliciterons.

Substituons à titre d'approximation, aux expressions (10) donnant f_x et f_y des expressions linéaires de la forme :

$$\begin{aligned} f_x &= l_{11} x + l_{12} \\ f_y &= l_{21} y + l_{22} \end{aligned} \quad (19)$$

(où les l sont des coefficients pouvant dépendre du temps, mais pas de x ni de y).

S'il en est ainsi, le degré du polynôme dans l'exponentielle de (18) reste *invariant*. Ceci est dû à la forme linéaire des relations (6) entre $xy w_x w_y$ à l'entrée d'une longueur élémentaire de pinceau parcourue pendant le temps dt , et les mêmes coordonnées $x' y' w'_x w'_y$ à la sortie.

Si on développe les intégrales (10) en série suivant

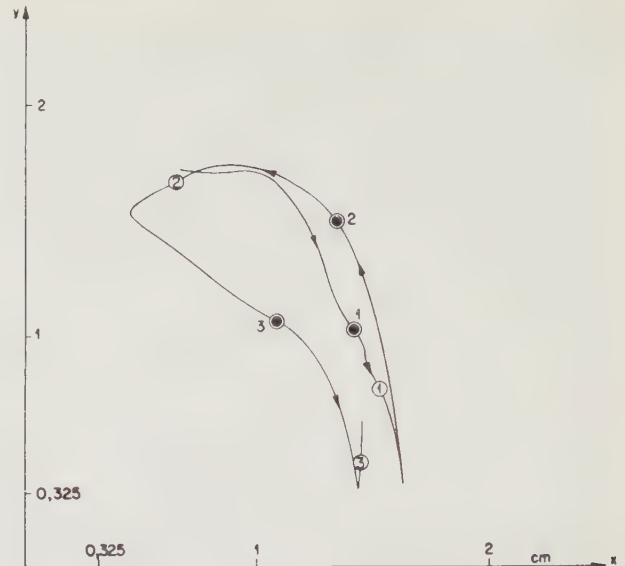


FIG. 3b. — Effet de la charge d'espace.

$\frac{A}{10}$ correspondrait à un courant de 0,32 mA.

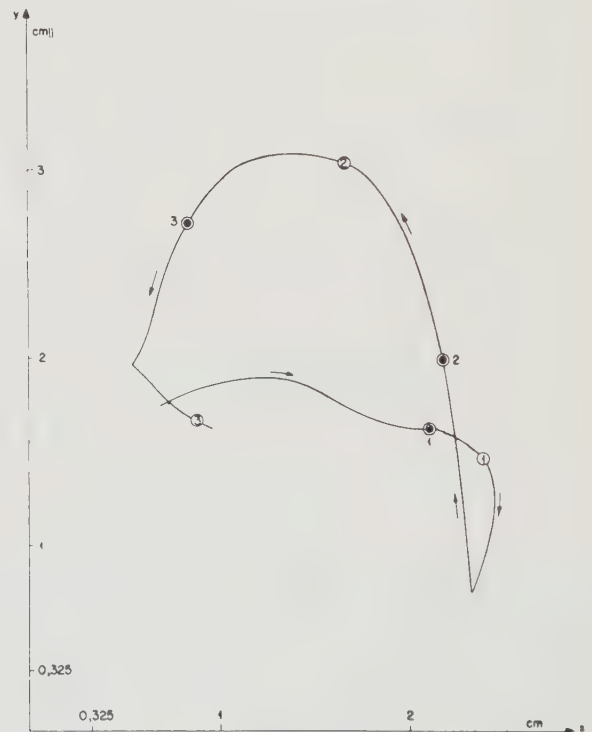


FIG. 3c. — Effet de la charge d'espace.

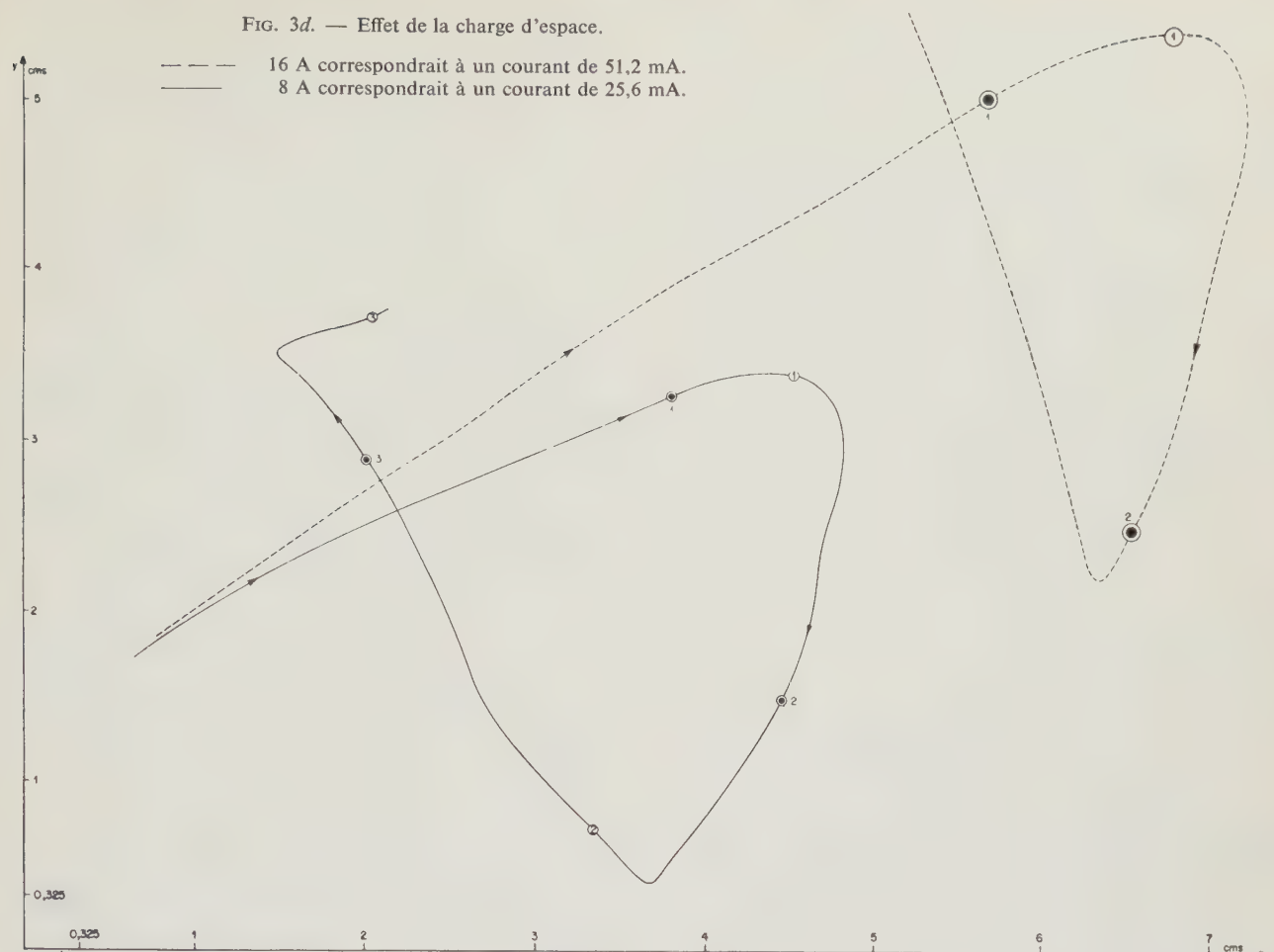
2 A — Correspondrait à un courant de 6,4 mA.

les puissances croissantes de $x - \bar{x}$ et $y - \bar{y}$ (où $\bar{x} \bar{y}$ sont les coordonnées de la fibre moyenne) on obtient

$$\begin{aligned} f_x &= \left[-(1-n) \omega_0^2 f(t) + \frac{2\pi\sigma_0\epsilon}{m} \right] x - \frac{2\pi\sigma_0\epsilon}{m} \bar{x} \\ f_y &= \left[-n \omega_0^2 f(t) + \frac{2\pi\sigma_0\epsilon}{m} \right] y - \frac{2\pi\sigma_0\epsilon}{m} \bar{y} \end{aligned} \quad (20)$$

Ici n est l'indice du champ ($n = 0,6$ dans le cas de

FIG. 3d. — Effet de la charge d'espace.



Saturne) ω_0 est la vitesse angulaire des protons sur l'orbite d'équilibre, $f(t)$ est la fonction de période $\frac{\pi}{2}$ qui décrit les sections droites.

$$f(t) = 1,7 \text{ pour } 0 < \omega_0 t < 1,205 \text{ radian} \\ 0 \text{ pour } 1,205 < \omega_0 t < 1,57 \text{ radian} \quad (21)$$

σ_0 est la densité sur l'axe

$$\sigma_0 = \frac{\varepsilon}{v} \iint_{-\infty}^{\infty} M dw_x dw_y \text{ pour } \begin{matrix} x = \bar{x} \\ y = \bar{y} \end{matrix} \quad (22)$$

v est la vitesse longitudinale (supposée constante) des protons, ε est la charge du proton, m est sa masse

$$\bar{x} = \frac{\iiint x M dx dy dw_x dw_y}{\iiint M dx dy dw_x dw_y} \quad (23) \\ \bar{y} = \frac{\iiint y M dx dy dw_x dw_y}{\iiint M dx dy dw_x dw_y}$$

Nous aurons encore besoin d'explicitier les l en rapprochant (19) de (20)

$$l_{11} = \frac{2\pi\sigma_0\varepsilon}{m} - (1-n)\omega_0^2 f(t) \\ l_{12} = -\frac{2\pi\sigma_0\varepsilon}{m} \bar{x} \\ l_{21} = \frac{2\pi\sigma_0\varepsilon}{m} - n\omega_0^2 f(t) \\ l_{22} = -\frac{2\pi\sigma_0\varepsilon}{m} \bar{y} \quad (24)$$

Nous pouvons maintenant substituer M tiré de (18) et les f_x tirés de (19) (20) et (22), dans l'équation fondamentale (9).

Nous obtenons ainsi un polynôme du 2^e degré en $x y w_x w_y$ qui doit s'annuler quels que soient $t x y w_x$ et w_y . Tous les coefficients des divers exposants doivent ainsi s'annuler. Ceci nous donne un système de 11 équations différentielles non linéaires en ce qui concerne les coefficient $a b c d e \dots$ mais où les dérivées de ces grandeurs par rapport au temps figurent au 1^{er} degré seulement. C'est là la meilleure forme pour la résolution de la machine. Voici ce système (où le point sur une lettre signifie dérivation par rapport au temps).

$$\dot{a}_1 + 2a_2 l_{11} = 0 \quad (25)$$

$$\dot{a}_2 + a_2 + a_3 l_{11} = 0$$

$$\dot{a}_3 + 2a_2 = 0$$

$$\dot{b}_1 + 2b_2 l_{21} = 0$$

$$\dot{b}_2 + b_1 + b_3 l_{21} = 0$$

$$\dot{b}_3 + 2b_2 = 0$$

$$\dot{d}_1 + e_1 l_{11} - 2a l_{12} = 0$$

$$\dot{e}_1 + d_2 - 2a_3 l_{12} = 0$$

$$\dot{d}_2 + e_2 l_{21} - 2b_2 l_{22} = 0$$

$$\dot{e}_2 + d_2 - 2b_3 l_{22} = 0$$

$$\dot{c} + l_{12} e_1 + l_{22} e_2 = 0$$

Ajoutons encore l'équation (26) qui lie le courant total J à A

$$J = \frac{\pi^2 A m^2 \varepsilon}{\sqrt{(a_1 a_3 - a_2^2)(b_1 b_3 - b_2^2)}} \quad (26)$$

La connaissance des conditions initiales détermine complètement le problème, et de nombreux calculs ont été faits à la machine IBM 7090 sur ces données.

Voici encore quelques résultats qui découlent directement des équations (25)

1. les quantités

$$a_1 a_3 - a_2^2 \text{ et } b_1 b_3 - b_2^2$$

sont constantes séparément (l'équation (26) montre que leur produit est constant)

2. le mouvement de la fibre moyenne, de coordonnées $\bar{x}$ et $\bar{y}$, ne dépend pas de J .

On a comme pour un proton isolé

$$\frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = -(1-n) \omega_0^2 f(t) \bar{x} \quad (27)$$

$$\frac{d^2 \bar{y}}{dt^2} = -n \omega_0^2 f(t) \bar{y}$$

4.1.2. Recherche de l'optimum

La technique simplifiée nous a permis de rechercher rapidement les données initiales, c'est-à-dire celles qui conduisent au faisceau le moins large.

Le tableau ci-après donne les résultats des calculs ainsi faits, avec diverses valeurs de h et r compatibles avec la constance du courant

$$J \left(A \frac{r^2}{h^2} = \text{constante} \right)$$

Si r' et h' sont les nouvelles valeurs essayées, on a

$$\lambda = \frac{h'^2}{h_0^2} \text{ et } \rho = \frac{r'^2}{r_0^2}$$

où h_0 et r_0 sont les valeurs actuelles des paramètres.

Chacune des cases, de coordonnées λ et ρ peut contenir 5 chiffres, à savoir

$\bar{x}_{1\max}$ valeur maximale de l'abscisse du centre de gravité d'un quadrant

$\bar{y}_{1\max}$ valeur maximale de l'ordonnée du centre de gravité du quadrant

$\bar{x}_{2\max}$ et $\bar{y}_{2\max}$ mêmes grandeurs calculées par la méthode « gaussienne »

u écart relatif des densités sur l'axe.

$\rho = \frac{1}{1\,000}$	$\rho = \frac{1}{1\,000}$	$\rho = \frac{1}{10}$	$\rho = 1$	$\rho = 10$	
	2,17 1,78 100	0,602 0,453 1,35 0,91 27,5	0,9 0,8 1,59 1,34 39,8	3,49 3,39 210	$\lambda = 1$
0,61 0,79 79,5		0,59 0,657 0,61 0,66 5,35	1,02 1,09 4,1	3,06 3,17 32	$\lambda = \frac{1}{10}$
	0,58 0,71 37,5	1,91 1,98 47,5	0,57 0,474 2,18 1,78	3,11 3,4 4	$\lambda = \frac{1}{100}$

4.2. CONCLUSIONS

Les quantités $\bar{x}$ et $\bar{y}$ passent par un minimum (très plat) pour

$$\lambda = \frac{1}{10} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{1}{10}$$

A ce moment u est minimal.

Le minimum a été recoupé au moyen de la technique des 144 points.

Les résultats concordent, avec une erreur de l'ordre de 10 à 20 % lorsque l'on est près de la situation optimale. Ils divergent jusqu'à donner entre eux des rapports de plusieurs unités pour d'autres valeurs de h et r .

La technique des « 144 points » sous-estime l'effet de la charge d'espace. L'approximation Gaussienne les surestime, car la loi linéaire de f_x en fonction de x n'est vraie que pour $x \sqrt{a_1}$ allant de 0 à 1. La loi réelle est représentée par la figure 4.

Elle nous conduira toujours à des limitations trop sévères pour le courant J .

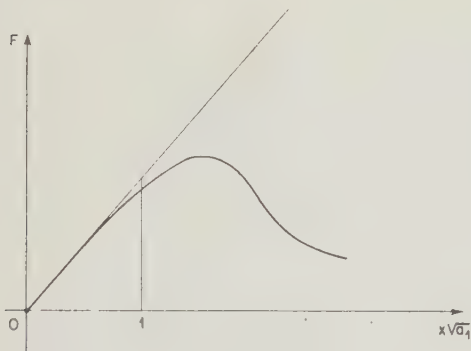


FIG. 4. — Force (F) de charge d'espace en fonction de la distance.

5. 3^e problème : faisceau optimal

Afin d'atteindre plus simplement le 3^e problème tel que nous l'avons posé dans l'introduction, nous supposons que les limites imposées au faisceau existent sur toute l'étendue azimutale. Le faisceau optimal sera celui qui ayant l'intensité maximale remplira le plus complètement possible ce tore de section imposée. S'il existe un faisceau stationnaire ($\frac{\partial M}{\partial t} = 0$) d'intensité limite maximale, il répondra à ce problème.

Sous cette forme, la question ne peut avoir de réponse positive à cause des sections droites.

Aussi nous avons cherché une approximation en remplaçant dans (20) $f(t)$ par sa valeur moyenne

$$\frac{1,7 \times 1,205}{1,57} = 1,3$$

Dans ce cas les coefficients l_{11} et l_{12} (Equation 24) ne dépendent plus explicitement du temps.

Reprenons l'équation (9), en y faisant $\frac{\partial M}{\partial t} = 0$

Si les conditions initiales sont telles que soit respectée dans le plan d'origine l'équation :

$$w_x \frac{\partial M}{\partial x} + w_y \frac{\partial M}{\partial y} + f_x \frac{\partial M}{\partial w_x} + f_y \frac{\partial M}{\partial w_y} = 0 \quad (28)$$

l'équation (9) restera satisfaite pour toutes les valeurs de t , et nous avons ainsi répondu à la question

Simplifions l'expression (18) en reprenant $\bar{x}$ et $\bar{y}$ comme origines des coordonnées.

Le système (25) devient

$$\begin{aligned} d_1 &= d_2 = e_1 = e_2 = 0 \\ \dot{c} &= \dot{a}_1 = \dot{b}_1 = \dot{a}_3 = \dot{b}_3 = 0 \\ a_2 &= b_2 = 0 \\ a_1 + a_3 l_{11} &= 0 \\ b_1 + b_3 l_{21} &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

Si l'on prend comme paramètres :

J courant total

ϕ_{0x} émittance en x (égale à $\sqrt{x_0^2 W x_0^2}$)

ϕ_{0y} émittance en y (égale à $\sqrt{y_0^2 W y_0^2}$)

on parvient au système (30) qui donne les valeurs initiales des seules inconnues qui restent :

$$\frac{a_{01}}{a_{03}} = 1,3(1-n)\omega_0^2 - \frac{2J\varepsilon}{mv} \sqrt{a_{01} b_{01}} \quad (30)$$

$$\frac{b_{01}}{b_{03}} = 1,3n\omega_0^2 - \frac{2J\varepsilon}{mv} \sqrt{a_{01} b_{01}}$$

$$a_{01} a_{03} = \frac{1}{4\phi_{0x}^2}$$

On démontre facilement, en posant :

$$a_1 = a_{01} + \alpha_1$$

$$a_2 = \alpha_2$$

$$a_3 = a_{03} + \alpha_3$$

$$b_1 = b_{01} + \beta_1$$

$$b_2 = \beta_2$$

$$b_3 = b_{03} + \beta_3$$

et en linéarisant le problème avec les α et β petits que toutes les valeurs initiales des coefficients autres que a_{01} , a_{03} , b_{01} , b_{03} et $a_{02} = b_{02} = 0$ conduisent à des pinceaux dont l'encombrement varie avec le temps de part et d'autre de l'encombrement optimal. Le faisceau *stationnaire* est donc localement *optimal*.

En prenant comme cas particulier

$$h^2 = 0,94 \text{ cm}^{-2}$$

$$r^2 = 0,235 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2 \text{ gr}^2 \text{ s}^{-2}$$

$$J = 7 \text{ mA}$$

on a vérifié par la technique des « 144 » pinceaux élémentaires que les valeurs initiales calculées par (30) n'étaient pas très loin des valeurs optimales et on a encore pu réduire le rapport :

$$\frac{\text{encombrement maximal}}{\text{encombrement minimal}}$$

au moyen d'approches successives.

6. Conclusions

Nous avons axé notre travail sur des techniques utilisant la machine IBM 7090 de Saclay.

D'abord, nous avons pris le problème statistiquement en évitant de décrire le mouvement d'une particule individuelle et en tenant compte des émittances non nulles.

Nous avons établi, en partant du théorème de BOLTZMANN, une technique de calcul assez volumineux mais aussi rigoureux que possible.

Nous avons construit une technique linéaire approximative qui nous a permis de nous diriger vers les meilleures données initiales et de définir ce que serait un pinceau stationnaire en l'absence de sections droites.

Bien du travail reste encore à faire, en particulier apprécier l'erreur finale commise en négligeant le domaine non-linéaire de la courbe de la figure 4 (§ 4.3.) et faire le projet d'un injecteur optimal dans les conditions réelles.

Remerciements

Nous remercions M. R. MAILLET, Chef du Département de Saturne pour l'impulsion et les encouragements qu'il a donnés à ce travail et pour son autorisation de publier le présent article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] *L'Onde Electrique*, n° 387. Juin 1959.
- [2] Rapport interne. Section d'Optique Corpusculaire OC 75. Janvier 1960.
- [3] NIELSEN et SESSLER. — Longitudinal Space charge effects in Particle Accelerators. *Review of Scientific Instruments*, février 1959.
- [4] BARTON M.R. — Space charge effects in the Cosmotron. *Brookhaven National Laboratory*.
- [5] *Journal de Physique et le Radium*, tome 22, page 93, février 1961.
- [6] PIERCE J.R. — Theory and design of electrons beams Van Nostrand, 1949-1954.
- [7] GREEN G.K. and COURANT E.D. — The Proton Synchrotron. *Nuclear Instrumentation S. Flugge*.
- [8] DORNIS C., MORIN Jr. — Transverse Space charge effects in particle accelerators (1962). Thèse M.U.R.A. n° 649 (Mid-western Universities Research Association).

CATHODE THERMOÉLECTRONIQUE ET EFFET MAGNÉTRON

PAR

J. BLIAUX, J.P. DURAND, R. MÉRARD

*Département d'Électronique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*

1. Introduction

Parmi les différentes possibilités de conversion directe de la chaleur en électricité [1], la diode thermo-électronique prend place dans la gamme des hautes températures. La puissance électrique que l'on peut espérer récupérer est proportionnelle, en particulier, au courant cathodique. Malheureusement, l'induction magnétique associée à ce courant entraîne un effet parasite ou « effet magnétron », qui dans certains cas peut abaisser la valeur du courant jusqu'à quelques centièmes de la valeur maximale attendue.

Le but du présent article est de rechercher la forme géométrique d'une cathode thermoélectronique susceptible d'obtenir un rendement global acceptable devant cet effet parasite. Le calcul sera effectué pour différents types de cathodes à partir d'une loi simple (proche de la réalité) entre la valeur du rendement ρ et la valeur de l'induction magnétique B associée à ce courant électronique.

2. Rappels succincts et hypothèses

2.1. Lorsque la cathode d'une diode thermoélectronique est chauffée, la valeur de la densité du courant de saturation est fournie par la loi de RICHARDSON-DUSHMANN :

$$J_0 = A \cdot T^2 e^{-\frac{11\,600\, V_s}{T}}$$

avec

A constante émissive,
 V_s potentiel de sortie de la cathode émettrice,
 T température absolue de la cathode.

Le courant émis crée en chaque point de la cathode une induction magnétique B (normale au courant) qui courbe les trajectoires électroniques, ramenant sur la surface émettrice une fraction des électrons émis. Le courant ainsi collecté sur l'anode par unité de surface n'est plus J_0 mais J .

Deux paramètres vont caractériser l'émission d'une cathode :

1° le rendement électrique moyen $\bar{\rho}$.

2° le courant global collecté I .

Appelons ρ le rendement électrique en chaque point d'une cathode :

$$\rho = \frac{J}{J_0}$$

— J_0 n'est fonction que de la température T de la cathode, pour un matériau émetteur donné.

— J est fonction de T par l'intermédiaire de J_0 , de la forme géométrique de la cathode ainsi que de la distance interélectrodes D .

Suivant la forme de l'émetteur, l'effet magnétron est plus ou moins prononcé et les valeurs des deux paramètres ($\bar{\rho}$ et I) permettront de faire un choix dans les dimensions et les formes de cathode.

L'étude suivante ne fait intervenir que l'effet magnétron, tous les autres phénomènes physiques qui limitent les dimensions sont exclus.

2.2. Une étude théorique précédente [2] a montré que l'expression du rendement ρ moyennant certaines hypothèses simplificatrices (vitesses non relativistes des électrons, champs électrique et magnétique azimuthal constants suivant le rayon, dans l'espace interélectrodes) s'exprime avec la fonction Erreur Θ :

$$\rho = \frac{J}{J_0} = \left[1 - \Theta\left(\beta - \frac{\gamma}{4\beta}\right) \right] + \frac{1}{2} \left[1 - \Theta\left(\beta + \frac{\gamma}{4\beta}\right) \right] e^{\gamma}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = \frac{1}{2} \frac{e}{m} DB\alpha \\ \gamma = -2 \frac{e}{m} DE\alpha^2 \end{array} \right. \quad \text{avec } \alpha = \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Comme l'induction magnétique B est fonction de ρ par l'intermédiaire de $J = \rho \cdot J_0$, le calcul du rendement nécessite la résolution d'une équation différentielle au moyen d'un ordinateur électronique.

Dans le but d'obtenir à la fois des calculs plus souples et plus simples, nous avons cherché une expression utilisable de la valeur du rendement. Certaines courbes correspondant au cas d'un émetteur plan, permettent de poser en première approximation, lorsque la chute de tension dans l'espace interélectrodes est nulle :

$$\rho = 1 - (KD)B \quad (1)$$

avec D distance interélectrodes

B induction magnétique au point considéré

K constante dépendant de T

Cette loi linéaire, valable pour des cathodes planes, est d'autant plus justifiée que la cathode possède une surface à grands rayons de courbure.

L'hypothèse relative au plasma ($\Delta V = 0$) est valable pour le cas des diodes à plasma (caesium par exemple), en négligeant les effets de gaine à proximité des électrodes.

Certains recoupements de résultats obtenus par A. SCHOCK, d'une part, et par ces hypothèses simplificatrices d'autres part, permettent d'avancer un écart maximal relatif de l'ordre de 5 à 10 %, qui est du même ordre de grandeur que l'erreur possible sur l'évaluation graphique de la constante K (voir figure 1).

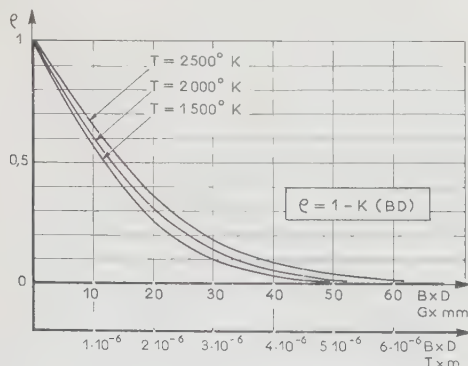


FIG. 1

3. Recherche de la forme géométrique d'une cathode à rendement constant

Pour des raisons évidentes d'homogénéité électrique et thermodynamique, il est intéressant de savoir s'il serait possible de concevoir une cathode dont le rende-

ment électrique aurait la même valeur en tous les points.

Supposons une cathode de révolution d'axe Oz et cherchons la loi donnant le rayon en fonction de l'abscisse : $R = f(z)$ (voir figure 2).

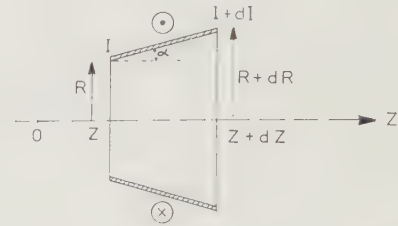


FIG. 2

Les coordonnées R, z délimitent la section où passe le courant I et les coordonnées $R + dR, z + dz$ la section où passe le courant $I + dI$.

Pour conserver un rendement constant quelque soit R , il faut que l'induction soit constante ; d'après le théorème d'AMPERE,

$$B = \frac{\mu I}{2\pi R} = \frac{\mu (I + dI)}{2\pi (R + dR)} \quad (2)$$

ce qui implique, si la sortie de cathode est à droite de la figure, $dR > 0$ puisque $dI > 0$.

De l'équation (2) :

$$IdR = RdI$$

$$\frac{2\pi RB}{\mu} dR = R \cdot 2\pi R \frac{dR}{\sin \alpha} \rho J_0$$

$$R = \frac{B}{J_0 \mu \rho} \sin \alpha = C \sin \alpha \quad (3)$$

(C = constante positive).

En remplaçant $\sin \alpha$ par

$$\frac{dR/dz}{\sqrt{1 + (dR/dz)^2}} \quad \left(\frac{dR}{dz} = \tan \alpha > 0 \right)$$

nous obtenons l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dR}{R} \sqrt{C^2 - R^2} = dz \quad (4)$$

Cette intégrale n'a de sens que si $0 < R < C$. Or, pour conserver la même valeur à B tout le long de la cathode, il est nécessaire qu'à l'extrémité de la cathode opposée à la sortie $R = 0$ car $I = 0$ et le rapport I/R doit rester constant.

Nous voyons donc, en définitive, que le problème est impossible rigoureusement.

Néanmoins une solution approchée sera présentée ultérieurement, après avoir examiné le cas de quelques cathodes de forme simple.

4. Calcul de l'induction magnétique associée au courant émis par une cathode tronconique

Soit une cathode tronconique, d'axe Oz et de rayons extrêmes R_0 et R_m (figure 3). Nous supposons toujours que la connexion de cathode est située du côté de R_m .

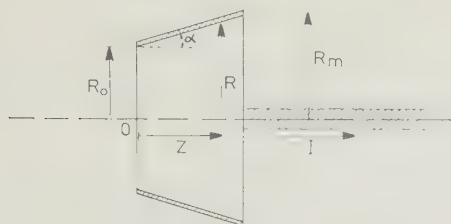


FIG. 3

L'induction magnétique tangentielle B est donnée comme précédemment :

$$B = \frac{\mu}{2\pi R} \int_{R_0}^R 2\pi R(dL)J = \frac{\mu J_0}{R \sin \alpha} \int_{R_0}^R \rho R dR$$

Compte tenu de l'équation (1), cette expression dérivée par rapport à la variable R devient :

$$\frac{dB}{dR} + \frac{B}{R} = \frac{\mu J_0}{\sin \alpha} (1 - KDB) \quad (5)$$

dont la solution :

$$B = \frac{1}{KDR} \left\{ R \left(1 - \frac{\sin \alpha}{\mu J_0 KDR} \right) - R_0 \left(1 - \frac{\sin \alpha}{\mu J_0 KDR_0} \right) e^{-\frac{\mu KDJ_0(R-R_0)}{\sin \alpha}} \right\} \quad (6)$$

puisque $B = 0$ lorsque $R = R_0$

L'expression (6) est valable pour n'importe quelle cathode tronconique, ce qui permet de traiter les deux cas limites, la cathode disque ($\alpha = \frac{\pi}{2}$) et la cathode cylindrique ($\alpha = 0$).

a. Cathode disque

$$B = \frac{1}{KDR} \left\{ R \left(1 - \frac{1}{\mu J_0 KDR} \right) - R_0 \left(1 - \frac{1}{\mu J_0 KDR_0} \right) e^{-\mu KDJ_0(R-R_0)} \right\} \quad (7)$$

Lorsque le disque émetteur est un disque plein ($R_0 = 0$), nous remarquons que B n'est alors fonction que de la dimension R .

b. Cathode cylindrique $R_m \rightarrow R_0 = R$

$$B = \frac{1}{KD} [1 - e^{-\mu J_0 KDZ}] \quad (8)$$

B n'est fonction que de la dimension z .

5. Expressions du rendement ρ pour les trois types de cathode

L'hypothèse (1) nécessite :

$$0 \leq B \leq \frac{0,8}{KD}$$

Au-delà de la limite supérieure, l'expression $\rho = 1 - (KD)B$ n'a plus de sens. Cette restriction est sans grande importance, car l'expression simplifiée du rendement n'est utilisable que pour $\rho \leq 0,2$; en-dessous de cette limite, l'étude du rendement est sans intérêt.

Les expressions ρ_{TC} , ρ_D , et ρ_C en fonction de R , s'écrivent en posant

$$\mu J_0 KD = a$$

$$\rho_{TC} = \left\{ \frac{R_0}{R} e^{-\frac{a(R-R_0)}{\sin \alpha}} + \frac{\sin \alpha}{Ra} \left[1 - e^{-\frac{a(R-R_0)}{\sin \alpha}} \right] \right\} \quad (9)$$

$$\rho_D = \frac{1}{Ra} \left[1 - (aR_0 - 1) e^{-a(R-R_0)} \right] \quad (10)$$

$$\rho_C = e^{-az} \quad (11)$$

6. Expressions du rendement moyen $\bar{\rho}$ pour les trois types de cathode

Le rendement $\bar{\rho}$ étant défini par :

$$\bar{\rho} = \frac{1}{S} \iint \rho dS \quad (12)$$

cherchons son expression dans les trois cas suivants :

6.1. CATHODE TRONCONIQUE : ($0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$) (fig. 4 et 5)

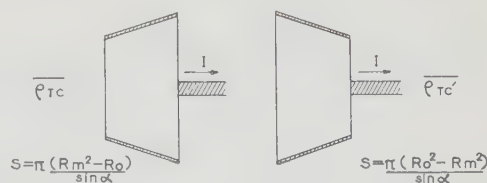


FIG. 4 et 5

En utilisant la relation (9), nous obtenons deux résultats suivant la valeur de R_m par rapport à R_0 :

a) $R_m > R_0$, connexion de sortie du côté de R_m :

$$\bar{\rho}_{TC} = \frac{\sin \alpha}{\pi(R_m^2 - R_0^2)} \int_{R_0}^{R_m} \rho_{TC} \frac{2\pi R dR}{\sin \alpha}$$

d'après (12) soit :

$$\bar{\rho}_{TC} = \frac{2 \sin \alpha}{(R_m^2 - R_0^2)a} \times \left[\left(R_m - \frac{\sin \alpha}{a} \right) - \left(R_0 - \frac{\sin \alpha}{a} \right) e^{-\frac{a(R_m - R_0)}{\sin \alpha}} \right] \quad (13)$$

b) $R_m < R_0$, connexion de sortie du côté de R_m :

$$\bar{\rho}'_{TC} = \frac{2 \sin \alpha}{(R_0^2 - R_m^2)a} \times \left[\left(R_m + \frac{\sin \alpha}{a} \right) - \left(R_0 + \frac{\sin \alpha}{a} \right) e^{-\frac{a(R_0 - R_m)}{\sin \alpha}} \right] \quad (14)$$

le calcul montre que l'on a toujours $\bar{\rho}_{TC} \geq \bar{\rho}'_{TC}$ pour des valeurs R_0 , R_m et $\sin \alpha$ donnés.

6.2. CATHODE CYLINDRIQUE (fig. 6)

$$\bar{\rho}_c = \frac{1}{2\pi R z} \int_0^z \rho_c \cdot 2\pi R dz \quad \text{c'est-à-dire}$$

$$\bar{\rho}_c = \frac{1}{az} [1 - e^{-az}] \quad (15)$$

$\bar{\rho}_c$ est indépendant du rayon R de la cathode.

6.3. CATHODE DISQUE (fig. 7 et 8)

En passant à la limite, les expressions (13) et (14) deviennent :

$$R_m > R_0 \quad \bar{\rho}_D = \frac{2}{(R_m^2 - R_0^2)a} \times \left[\left(R_m - \frac{1}{a} \right) - \left(R_0 - \frac{1}{a} \right) e^{-a(R_m - R_0)} \right] \quad (16)$$

$$R_0 > R_m \quad \bar{\rho}'_D = \frac{2}{(R_0^2 - R_m^2)a} \times \left[\left(R_m + \frac{1}{a} \right) - \left(R_0 + \frac{1}{a} \right) e^{-a(R_m - R_0)} \right] \quad (17)$$

Le calcul montre également ici que $\bar{\rho}_D \geq \bar{\rho}'_D$ pour deux cathodes symétriques.

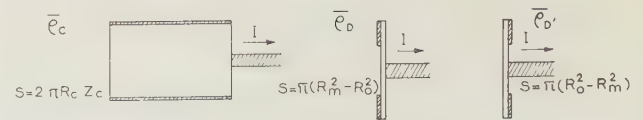


FIG. 6, 7 et 8

7. Comparaison des trois types de cathode à ρ variable

Des figures 10 et 11, il résulte qu'à surface émissive constante, l'allure générale des courbes de rendement moyen $\bar{\rho}$ reste sensiblement identique en fonction du paramètre aR_m ou $\frac{aR_m}{\sin \alpha}$ pour les cathodes disques ou tronconiques et du paramètre z pour les cathodes cylindriques.

Le courant total collecté $I = \bar{\rho} S J_0$ s'exprime à partir des équations (13) (15) et (16) pour les trois types de cathode :

$$I_C = \frac{2\pi R_m}{\mu K D} [1 - e^{-az}] \quad (18)$$

$$I_D = \frac{2\pi}{\mu D K} \left[\left(R_m - \frac{1}{a} \right) - \left(R_0 - \frac{1}{a} \right) e^{-a(R_m - R_0)} \right] \quad (19)$$

$$I_{TC} = \frac{2\pi}{\mu K D} \left[\left(R_m - \frac{\sin \alpha}{a} \right) - \left(R_0 - \frac{\sin \alpha}{a} \right) e^{-\frac{a(R_m - R_0)}{\sin \alpha}} \right] \quad (20)$$

Si l'on recherche des cathodes de puissance qui sont en général de grandes dimensions, il est nécessaire que les termes exponentiels soient suffisamment petits

devant les autres termes : prenons $\frac{a(R_m - R_0)}{\sin \alpha} \geq 3$;

si cette condition est remplie les expressions précédentes s'écrivent alors :

$$I'_C = \frac{2\pi R_m}{\mu K D} \quad (21)$$

$$I'_D = \frac{2\pi}{\mu K D} \left(R_m - \frac{1}{a} \right) \quad (22)$$

$$I'_{TC} = \frac{2\pi}{\mu K D} \left(R_m - \frac{\sin \alpha}{a} \right) \quad (23)$$

Pour que le courant collecté soit pratiquement indépendant de la forme de la cathode, mais simplement lié au rayon, il est nécessaire que les conditions suivantes soient remplies :

- 1) $aL > 3$
- 2) $R \gg \frac{\sin \alpha}{a}$ (24)
- 3) $BKD < 1$

L longueur latérale de la surface cathodique émissive.
Dans ces conditions, le courant collecté s'écrit :

$$I \simeq \frac{2\pi R_m}{\mu KD}$$

(25)

résultat apparemment indépendant de J_0 .

8. Calculs pratiques des cathodes tronconiques, cylindriques ou en forme de disque

8.1. Un matériau émetteur est caractérisé par sa température T et par la densité du courant de saturation J_0 , l'espace interélectrodes par la distance D : Pour calculer le rendement d'une façon pratique, il faut utiliser la constante K (donnée d'après les courbes de A. SCHOCK) qui est une fonction de la température T :

Température ° Kelvin	K en (Tesla × mètre) ⁻¹	K en (Gauss × mm) ⁻¹
1500	$\frac{1}{2,3 \cdot 10^{-6}} \simeq 4,35 \cdot 10^5$	$1/23 \simeq 4,35 \cdot 10^{-2}$
2000	$\frac{1}{2,6 \cdot 10^{-6}} \simeq 3,85 \cdot 10^5$	$1/26 \simeq 3,85 \cdot 10^{-2}$
2500	$\frac{1}{2,9 \cdot 10^{-6}} \simeq 3,45 \cdot 10^5$	$1/29 \simeq 3,45 \cdot 10^{-2}$

La valeur du rendement ainsi obtenue est légèrement pessimiste ; en effet, nous remplaçons une courbe d'allure exponentielle par sa tangente au sommet. Une solution plus rigoureuse aurait été de remplacer ρ par e^{-KBD} , mais l'intégration de l'équation différentielle n'était plus possible ; en fait, l'erreur est faible, puisqu'il faut se limiter à des zones de fonctionnement où le rendement reste intéressant.

8.2. CATHODE CYLINDRIQUE

$$\bar{\rho}_c = \frac{1}{az} [1 - e^{-az}] \quad \text{avec} \quad a = \mu J_0 KD$$

(26)

le plasma interélectrodes pouvant être considéré comme amagnétique, a peut donc s'écrire: $a = \mu_0 J_0 KD$

la figure 9 indique la variation du rendement moyen en fonction de az .

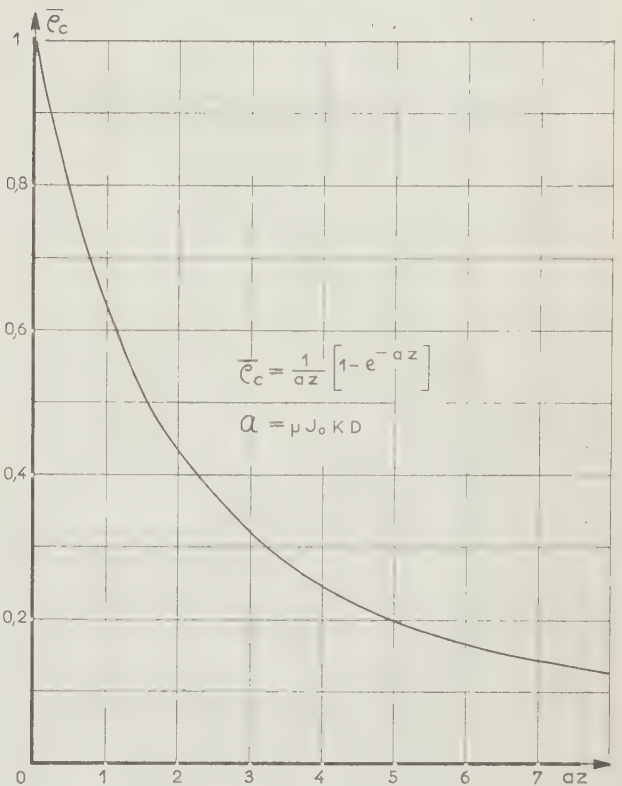


Fig. 9

8.3. CATHODES TRONCONIQUE ET EN FORME DE DISQUE

L'équation (13) plus favorable à un bon rendement que l'équation (14) nous conduit à :

$$\bar{\rho}_{TC} = \frac{2}{X^2(1-f^2)} \left[(X-1) - (fX-1)e^{-X(1-f)} \right]$$

(27)

avec

$$\frac{aR_m}{\sin \alpha} = X \quad \text{et} \quad f = \frac{R_0}{R_m}$$

Le cas où $R_0 = 0$ correspond à $f = 0$; grâce à l'abaque nous pourrions donc résoudre tous les cas de cathode tronconique (voir figure 10) et en même temps les cas de cathode disque (équation (16)), en faisant $\sin \alpha = 1$.

8.4. Si nous nous imposons les performances électriques d'une cathode, le problème est inversé ; il faut alors définir la géométrie de cette cathode.

Le courant donné par cette cathode tronconique :

$$I = \bar{\rho} S J_0 = \bar{\rho} J_0 \frac{\pi R_m^2}{\sin \alpha} \left[1 - \left(\frac{R_0}{R_m} \right)^2 \right]$$

permet le calcul des dimensions de la cathode lorsque diverses caractéristiques sont données et connues (I , $\bar{\rho}$, J_0 , K , D).

Rendons la formule exploitable avec les courbes représentées sur la figure 10 :

$$I = \bar{\rho} \frac{J_0 \pi}{a^2} \left(\frac{aR_m}{\sin \alpha} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{R_0}{R_m} \right)^2 \right] \sin \alpha \quad (28)$$

où $\frac{aR_m}{\sin \alpha}$ est exprimé en fonction de $\bar{\rho}_{TC}$ et de $\left(\frac{R_0}{R_m} \right)$.

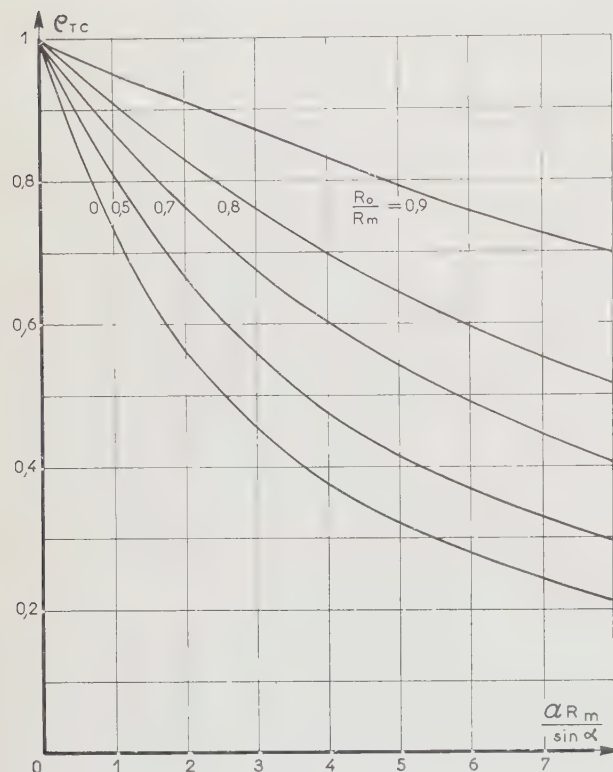


FIG. 10

Cette dernière expression implique :

$$1^{\circ) \quad 0 \leq \frac{Ia^2}{\bar{\rho}\pi J_0} \left(\frac{aR_m}{\sin \alpha} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{R_0}{R_m} \right)^2 \right] = \sin \alpha \leq 1$$

2^o) que $\sin \alpha$ soit compatible avec le rapport R_0/R_m c'est-à-dire que les valeurs trouvées soient raisonnables.

$\sin \alpha$ est calculé par essais successifs en fonction des couples de valeurs possibles $\frac{aR_m}{\sin \alpha}$ et $\frac{R_0}{R_m}$. Pour un couple donné, nous calculons alors $\sin \alpha$, puis R_m et R_0 qui s'en déduisent. La longueur z de la cathode est donnée par $\frac{R_m - R_0}{\tan \alpha}$.

Le calcul montre, que toutes choses égales d'ailleurs, le courant I croît lorsque $\sin \alpha \rightarrow 0$, c'est-à-dire lorsque la cathode tend vers la cathode cylindrique.

9. Calcul du rendement moyen dans le cas d'une cathode sphérique

9.1. L'induction magnétique B au point $M(r, \theta)$ de la figure 11, est exprimé par

$$2\pi r B = \mu \int_0^\theta 2\pi r (R d\theta) J_0 \rho$$

qui, dérivée par rapport à θ , donne l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dB}{d\theta} + B(\cotg \theta + aR) = \alpha R \quad (29)$$

avec $\alpha = \mu J_0$ et $a = \mu J_0 K D$.

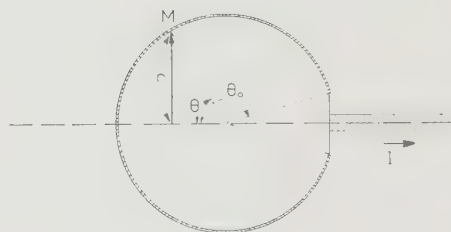


FIG. 11

L'intégration de cette équation différentielle linéaire (avec la condition $B \rightarrow 0$ quand $\theta \rightarrow 0$) détermine la valeur de B en fonction de R et de θ :

$$B = \frac{\alpha R}{1 + a^2 R^2} \left[aR - \cotg \theta + \frac{e^{-aR\theta}}{\sin \theta} \right] \quad (30)$$

ce qui donne, compte tenu de l'équation (1), la valeur du rendement :

$$\rho = \frac{\sin \theta + aR \cos \theta - aR e^{-aR\theta}}{(1 + a^2 R^2) \sin \theta}$$

Le rendement moyen, avec $S = 2\pi R^2 (1 - \cos \theta)$:

$$\bar{\rho} = \frac{1}{S} \iint \rho dS = \frac{1}{1 + a^2 R^2} \left[\frac{aR \sin \theta - \cos \theta + e^{-aR\theta}}{1 - \cos \theta} \right] \quad (31)$$

est représenté sur la figure 12, en fonction de la variable aR pour différentes valeurs de θ_0 .

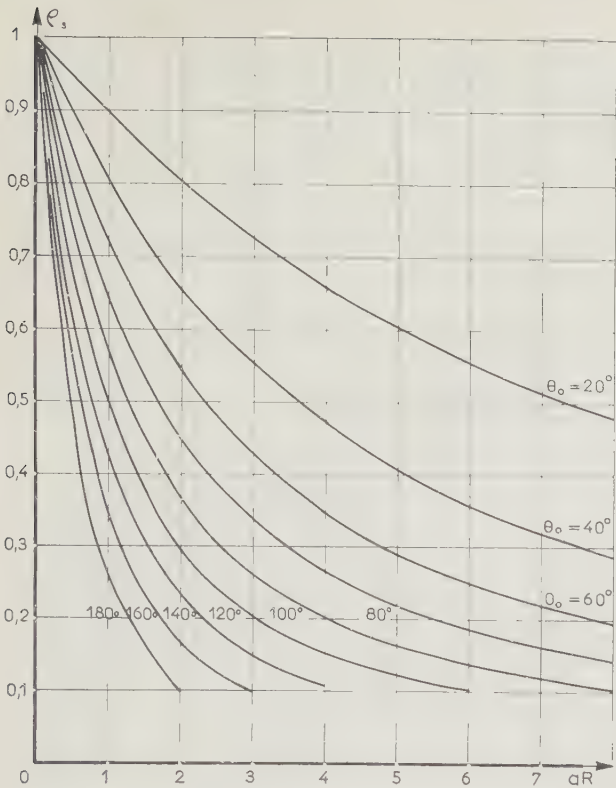


FIG. 12

9.2. Considérons la cathode sphérique pleine et deux cathodes hémisphériques en parallèle, qui sont les seules dans le genre à présenter de l'intérêt :

1° Cathode sphérique ($\theta_0 = \pi$) :

$$\bar{\rho} = \left(\frac{1}{1 + X_1^2} \right) \left(\frac{1 + e^{-\pi X_1}}{2} \right) \text{ avec } X_1 = aR_1$$
$$I_1 = \frac{2\pi J_0}{a^2} \left(\frac{X_1^2}{1 + X_1^2} \right) \left(1 + e^{-\pi X_1} \right)$$

2° Cathodes hémisphériques en parallèle ($\theta_0 = \frac{\pi}{2}$)

$$\bar{\rho} = \left(\frac{1}{1 + X_2^2} \right) \left(X_2 + e^{-\frac{\pi}{2} X_2} \right)$$

avec $X_2 = a R_2$ pour une cathode.

Le courant total est alors :

$$I_2 = \frac{4\pi J_0}{a^2} \left(\frac{X_2^2}{1 + X_2^2} \right) \left(X_2 + e^{-\frac{\pi}{2} X_2} \right)$$

Si $a, \bar{\rho}, J_0$ sont donnés, les courants I_1 et I_2 sont dans le rapport

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_2^2}{R_1^2} \simeq 6,25 \text{ pour } 0,7 < \bar{\rho} < 1$$

L'ensemble des deux cathodes hémisphériques nous apparaît donc, comme nettement meilleur. (voir figure 13).

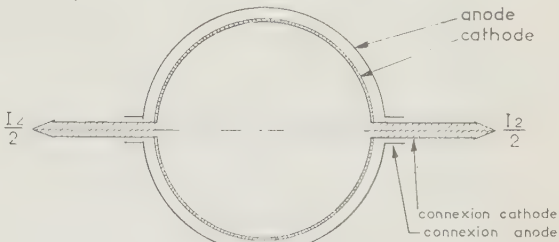


FIG. 13

10. Recherche de la forme d'une cathode à rendement quasi-constant

Nous avons vu dans le paragraphe 3, la restriction $0 < R < C$ qui entraînait l'impossibilité d'obtenir une cathode à rendement constant ; mais le calcul de B dans le paragraphe 4 permet d'envisager une solution hybride : en juxtaposant deux cathodes, il est possible d'obtenir un rendement qui reste constant sur une certaine longueur de cathode avec un rendement global légèrement supérieur à celui que nous nous imposons pour la cathode initiale.

En effet, si pour la deuxième cathode, nous nous limitons à :

$$0 < R_m \leq R \leq R_M < C$$

l'équation différentielle (4) peut être intégrée et tenant compte des conditions initiales, l'abscisse z s'écrit :

$$z = \sqrt{C^2 - R^2} - \sqrt{C^2 - R_m^2} + \frac{C}{2} \operatorname{Log} \left(\frac{C - \sqrt{C^2 - R^2}}{C + \sqrt{C^2 - R^2}} \right) \left(\frac{C + \sqrt{C^2 - R_m^2}}{C - \sqrt{C^2 - R_m^2}} \right) + z_m \quad (32)$$

Dans la réalisation, il suffit qu'une cathode soit placée entre $z = 0$ et $z = z_m$ avec le rendement le plus élevé afin que le courant I_m à $R = R_m$ conserve un rapport constant

$$\frac{I_m}{R_m} = \frac{I(R)}{R} = \frac{I_M}{R_M} = C^{te}$$

La cathode à rendement quasi-constant est ainsi définie :

Cathode 1 $0 \leq z \leq z_m$ $\rho_0 < \rho_1 < 1$	Cathode tronconique, cylindrique ou disque telle que pour $z = z_m$ $R = R_m$ et telle que $(\rho)_{z_m} = \rho_0$ $R_0 \leq R \leq R_m$ avec $R_0 \geq 0$
Cathode 2 $z_m \leq z \leq z_M$ $\rho_2 = \rho_0$	Cathode à rendement constant définie par l'équation (32) $R_m \leq R \leq R_M$

Cette double cathode débite un courant

$$I_M = \frac{2\pi \cdot R_M \cdot B_0}{\mu} = \frac{2\pi R_M}{\mu} \left(\frac{1-\rho_0}{KD} \right) \quad (33)$$

avec un rendement global de l'ensemble $\bar{\rho}_{12}$:

$$\bar{\rho}_{12} = \frac{I_M}{(S_1 + S_2)J_0} = \frac{I_M}{\frac{I_m}{\bar{\rho}_1} + \frac{I_M - I_m}{\bar{\rho}_2}} \quad (34)$$

$$\bar{\rho}_{12} = \rho_0 \frac{1}{1 - \frac{R_m}{R_M} \left(\frac{\bar{\rho}_1 - \rho_0}{\bar{\rho}_1} \right)}$$

car $\frac{I_m}{R_m} = \frac{I_M}{R_M}$

comme $\bar{\rho}_1 > \rho_0$
 $\bar{\rho}_{12} > \rho_0$

La surface de la première cathode est fonction de sa forme :

Tronc de cône $\pi(R_m^2 - R_0^2) \times \frac{1}{\sin \alpha}$

Disque $\pi(R_m^2 - R_0^2) \quad \left(\alpha = \frac{\pi}{2} \right)$

Cylindre $2\pi R_m z_m \quad (\alpha = 0)$

et la surface de la deuxième cathode

$$S = \int_{R_m}^{R_M} 2\pi R \cdot \frac{dR}{\sin \alpha} = 2\pi \int_{R_m}^{R_M} R dR \cdot \frac{C}{R}$$

$$= 2\pi C (R_M - R_m) \quad (35)$$

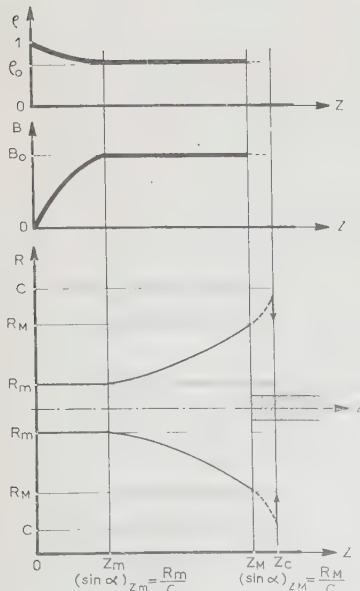


FIG. 14

La figure 14 représente un exemple de cathode à rendement quasi-constant (la première cathode est un cylindre) avec les variations de B , de ρ et de R en fonction de l'abscisse z .

11. Calcul pratique d'une section de cathode à rendement constant

Envisageons le cas le plus intéressant, où le courant I_2 et le rendement ρ_0 sont imposés et cherchons la forme de cathode adéquate.

Utilisant le processus précédent, calculons

$$C = \frac{1-\rho_0}{(KD J_0 \mu_0) \rho_0}$$

pour KD et J_0 donnés, en utilisant le graphique 15. L'équation (35) donne :

$$R_M - R_m = \frac{I_2}{\bar{\rho}_0 \cdot J_0 \cdot 2\pi C}$$

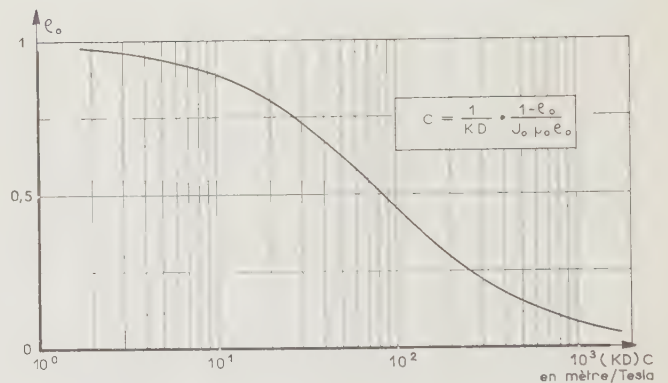


FIG. 15

Les deux expressions précédentes doivent vérifier l'inégalité suivante :

$$R_M - R_m < C - R_m$$

Ignorant la valeur de R_m , cette dernière égalité écrite

$$R_M - R_m < C$$

permet d'obtenir un résultat remarquable :

$$J_0 I_2 < \frac{(1-\rho_0)^2}{\rho_0} \frac{2\pi}{\mu^2 (KD)^2} \quad (36)$$

d'où nous déduisons que I_2 sera d'autant plus grand que J_0 sera petit.

Si nous posons $0,9 < \frac{R_M}{C} < 0,95$, par exemple,

alors R_m est déterminé ; à partir de $\frac{R_M}{C}$ et de $\frac{R_m}{C}$,

le graphique 16 donne la valeur de $\frac{z_M - z_m}{C}$ par l'intermédiaire de la formule (32). La forme de la cathode sera obtenue par des valeurs intermédiaires de $\frac{R}{C}$ donnant les valeurs correspondantes de $\frac{z - z_m}{C}$.

12. Exemple de calcul d'une cathode à rendement quasi-constant

Le matériau émetteur étant défini par sa température T (d'où la valeur de K) et par la distance inter-électrodes D , soient 2.10^3 °K et 10^{-3} m, par exemple, ce qui représente des valeurs moyennes plausibles pour des diodes à plasma. De l'abaque de la figure 1, nous déduisons $K = 3,85.10^5$ (tesla $\times$ mètre) $^{-1}$. Le produit $(KD) = 385$ (tesla) $^{-1}$. Des paramètres ρ_0 et J_0 , nous déduisons les dimensions générales de la cathode :

1)
$$C = \left(\frac{1}{KD\mu J_0} \right) \left(\frac{1 - \rho_0}{\rho_0} \right)$$

puis

2)
$$R_M - R_m = \frac{I_2}{\rho_0 J_0 2\pi C} < C$$

d'où $I_{2\max} = C^2 \cdot 2\pi\rho_0 \cdot J_0$ qui est la limite théorique maximale du courant cathodique I_2 , obtenue en faisant $R_m = 0$. L'inégalité 2) vérifie si le courant I_2 demandé est possible; dans cette éventualité, $R_M - R_m$

est calculé et prenant $0,9 \leq \frac{R_M}{C} \leq 0,95$ nous déduisons R_m puis $z_M - z_m$ par le graphique de la figure 16.

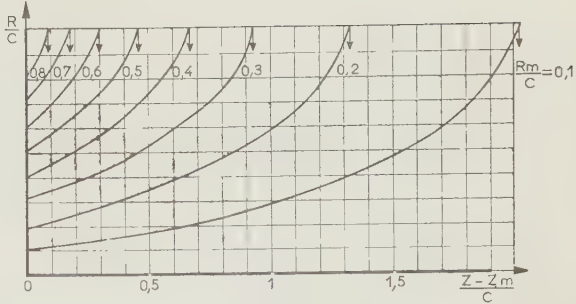


FIG. 16

Exemple numérique :

$KD = 385$ (tesla) $^{-1}$

$J_0 = 5 \cdot 10^4$ A/m²

$\rho_0 = 0,8$

$$C = \frac{1 - \rho_0}{\rho_0} \frac{1}{KD\mu_0 J_0} = 1,04 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$I_{2\max} = 2\pi\rho_0 J_0 C^2 \simeq 27 \text{ A}$$

Après quelques tâtonnements, envisageons un courant de 22 A.

$$R_M - R_m = \frac{I_2}{2\pi\rho_0 J_0 C} = 0,84 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

Si $R_M = 0,9 C = 0,93.10^{-2}$ m, nous déduisons de l'égalité précédente

$$R_m \simeq 10^{-3} \text{ m}$$

et $z_M - z_m = 1,95 C \simeq 2.10^{-2} \text{ m}$

En prenant comme cathode juxtaposée, une cathode

J_0 en A/cm ²	ρ_0	C en cm	z_m	$z_M - z_m$ en cm					I_M en A
				pour $R_m/C=0,1$	pour $R_m/C=0,2$	pour $R_m/C=0,3$	pour $R_m/C=0,4$	pour $R_m/C=0,5$	
1	0,9	2,28	2,2	4,56	3,01	2,1	1,48	1,025	118
	0,8	5,2	2,32	10,4	6,87	4,79	3,38	2,34	530
2	0,9	1,14	1,1	2,28	1,505	1,05	0,74	0,51	59
	0,8	2,6	1,16	5,2	3,43	2,39	1,69	1,17	265
5	0,9	0,456	0,44	0,912	0,602	0,42	0,296	0,204	23,6
	0,8	1,04	0,464	2,08	1,374	0,96	0,676	0,468	106
10	0,9	0,228	0,22	0,456	0,301	0,21	0,148	0,102	11,8
	0,8	0,52	0,232	1,04	0,687	0,479	0,338	0,234	53

cylindrique, nous calculons z_m par l'expression (11)

$$z_m = \frac{1}{a} \operatorname{Log} \frac{1}{\rho_0}$$

$\rho_0 = 0,8$ et $a = \mu_0 J_0 K D \simeq 24$ d'où $z_m = 0,9 \cdot 10^{-2}$ m

La cathode sera donc définitivement connue :

$$\left| \begin{array}{l} z_m = 9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ z_M - z_m = 20 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ z_M = 29 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{array} \right| \begin{array}{l} R_0 = 10^{-3} \text{ m} \\ R_m = 10^{-3} \text{ m} \\ R_M = 9,3 \cdot 10^{-3} \text{ m} \end{array}$$

Le tableau résume une autre méthode : I_M est déterminé en modifiant les paramètres ρ_0 et J_0 (KD reste constant et égal à 385 tesla⁻¹).

13. Cathodes accolées

Les surfaces chaudes parasites, rayonnant de la chaleur sont mal utilisées si elles ne sont pas émettrices.

Dans le cas d'un cylindre plein, par exemple, nous devons tenir compte alors des effets de bout du point de vue électrique.

Nous pouvons décomposer cette cathode réelle en deux ou en trois cathodes théoriques juxtaposées déjà connues. Le courant au point M (voir figure 17) sera dû ainsi à la première cathode $I_1(R)$ et à une fraction de la deuxième $I_2(z)$:

$$I_M = I_1(R) + I_2(z)$$

de même

$$B_M = B_1(R) + B_2(z)$$

La première égalité concernant les courants permet d'écrire :

$$[S_1 + S_2(z)] \bar{\rho}_{T_{12}} = S_1 \bar{\rho}_1 + S_2(z) \cdot \bar{\rho}_2(z)$$

S_1 surface de la première cathode (disque)

$S_2(z)$ surface de la deuxième cathode (fraction du cylindre)

$\bar{\rho}_{T_{12}}$ rendement moyen de l'ensemble jusqu'à l'abscisse z

$\bar{\rho}_1$ rendement moyen de la première cathode

$\bar{\rho}_2$ rendement moyen de la deuxième cathode (jusqu'à $z = z_M$)

$$\bar{\rho}_{T_{12}} = \frac{\bar{\rho}_1 + \frac{S_2}{S_1} \bar{\rho}_2}{1 + \frac{S_2}{S_1}}$$

Si nous voulions tenir compte de l'effet de bout du

2^e disque, nous aurions une expression similaire

$$\bar{\rho}_{T_{12}} = \frac{\bar{\rho}_1 S_1 + \bar{\rho}_2 S_2 + \bar{\rho}_3 S_3}{S_1 + S_2 + S_3}$$

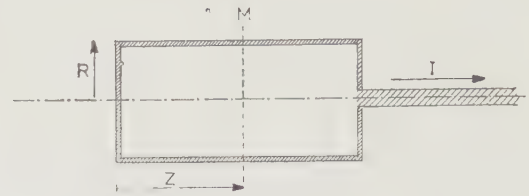


FIG. 17

14. Conclusion

14.1. En excluant tous les phénomènes physiques susceptibles d'amoinrir l'effet magnétron, l'étude précédente relative au rendement électrique des cathodes, nous permet de considérer deux classes de

cathode : les cathodes tronconiques $\left(\operatorname{tg} \alpha = \frac{dR}{dz} = C^{te} \right)$ et les autres ($\operatorname{tg} \alpha$ variable).

a) Dans les cathodes tronconiques, lorsque le terme exponentiel est rendu suffisamment petit, nous pouvons constater toutes choses égales d'ailleurs :

1) que les rendements moyens sont au moins inversement proportionnels à la densité J_0 .

2) qu'à rayon maximal R_m donné, c'est la cathode cylindrique qui a le courant le plus élevé.

3) que le courant délivré par la cathode cylindrique n'est théoriquement pas limité, puisque le rendement moyen est indépendant du rayon.

Dans cette classe de cathodes, on peut donc toujours réaliser une cathode de caractéristiques données, il suffit pour cela de modifier le paramètre $\alpha \left(\operatorname{tg} \alpha = \frac{dR}{dz} \right)$ en conséquence.

b) Dans la deuxième classe de cathodes (cathodes sphériques et section de cathodes à rendement constant) la première remarque qui s'impose est la limitation du courant ; ensuite ces cathodes ont des formes géométriques moins simples à réaliser industriellement. L'intérêt d'un rendement constant le long d'une cathode est son homogénéité thermique, et son homogénéité du plasma par suite de la constance de l'induction.

14.2. Les expressions du courant total acquises précédemment montrent tout l'intérêt d'avoir une distance interélectrodes petite ; dans certains cas, cette variable intervient à la puissance deux dans le dénominateur de l'expression du courant total.

14.3 Dans les formes de cathodes envisagées, il est nécessaire de diminuer au maximum les pertes par rayonnement : les montages à double effet sont à ce

point de vue intéressants (voir fig. 18), car ils permettent d'obtenir une surface émettrice pratiquement égale à la surface rayonnante et une puissance massique presque doublée sans que l'une des cathodes réagisse sur l'autre.

13.4. A partir des impératifs électriques ($\bar{\rho}$ ou I maximal) des facilités de construction ou des dispo-

sitions de montage, le choix de la forme de la cathode devra être fait en vue d'un rendement électrique acceptable, afin que le rendement thermodynamique global reste à une valeur suffisante pour justifier l'utilisation de la diode thermoélectronique comme convertisseur direct de la chaleur en électricité.

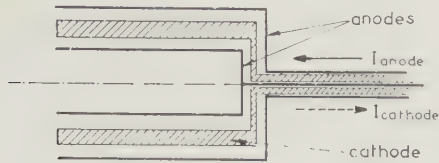


FIG. 18

BIBLIOGRAPHIE

- [1] KAYE J. et WELSH J.A. — Direct conversion of Heat to Electricity.
- [2] SCHOCK A. — Effect of Magnetic Fields on Thermionic Power Generators. *Journal of Applied Physics*, Vol. 31 N° 11. Novembre 1960.

UN THYRATRON AU DEUTÉRIUM DE 200 MW, DE CONCEPTION NOUVELLE

PAR

L.E. ALGAR et J.E. MARSHALL
The General Electric Company Limited

C.R. RUSSELL
The M-O Valve Company Limited

Introduction

Le thyatron rempli au deutérium [1] GHT6 peut fournir pour usage commercial une puissance de crête de 200 MW et une puissance moyenne de 150 kW. C'est le thyatron le plus puissant du monde à l'heure actuelle, avec tension d'arrêt de 40 kV et courant de crête de 10 000 A.

Dans une grande variété de domaines, la possibilité de commuter de très hautes puissances devient de plus en plus importante.

Tracer les sillons de sondes spatiales profondes, résoudre à longue distance des objectifs rapprochés, obtenir des échos des corps planétaires ; tout cela signifie l'envoi de puissances radar. En physique, l'enregistrement de nouvelles particules et les études nucléaires en général demandent des énergies de plus en plus hautes dans les nouveaux accélérateurs.

Pour anticiper la demande de tubes pouvant commuter ces hautes puissances, et en faisant particulièrement attention à la sûreté d'opération, un programme de développement de thyatron a été entrepris, basé sur des principes de construction entièrement nouveaux. Il en a résulté le GHT6, un commutateur possédant une réserve de puissance suffisante pour ce genre d'opérations.

Comparaisons entre divers types de commutateurs

Les thyatrons à cathode chaude remplis d'hydrogène sont d'usage répandu comme modulateurs à impulsions dans les installations de radar et sont de plus en plus envisagés pour d'autres usages comme commutateurs et comme redresseurs à contrôle de

grille. Ces tubes présentent les avantages d'un temps de désionisation très court, d'un réservoir permettant le remplacement du gaz perdu pendant la vie du tube — tel qu'une capsule d'hydrure de titane — et de ne demander qu'une faible tension de déclenchement.

Les ignitrons entrent aussi en considération pour la commutation de hautes puissances, et une brève comparaison de ces deux genres de tubes serait peut-être utile.

L'ignitron emploie une cathode à mercure, tandis que le thyatron a une cathode chaude. Le mercure peut produire de très forts courants, mais leur production initiale est difficile.

Les impulsions d'un thyatron proviennent généralement d'un seul montage de déclenchement ; par exemple le GHT6, bien que n'étant qu'une tétrode, n'a besoin que d'une impulsion de 10 A à 1 kV pour commuter 10 000 A à 40 kV. L'ignitron d'autre part possède plusieurs électrodes de déclenchement, chacune devant recevoir une impulsion différente, — l'igniteur à lui seul demande à peu près 200 A à 400 V jusqu'à 1 000 V. Souvent il est nécessaire d'introduire un retard dans chaque montage de déclenchement pour assurer que chaque électrode reçoive son impulsion un certain temps après l'autre.

En raison de leur légèreté, l'hydrogène et le deutérium causent moins d'érosion des électrodes que le mercure. Cela est important immédiatement après la cessation d'une impulsion de courant quand l'anode du commutateur a acquis une tension négative. Comme un certain temps doit s'écouler avant la désionisation d'un tube rempli de gaz, les ions de charge positive sont accélérés vers l'anode par la tension négative. Les ions lourds du mercure causent l'érosion de l'anode

de graphite de l'ignitron et la matière érodée tend à former une écume sur la surface du mercure qui produira éventuellement un court-circuit de l'igniteur produisant des déclenchements irréguliers. Ainsi les thyratrons à hydrogène peuvent permettre une tension inverse beaucoup plus élevée que les tubes à mercure.

Une autre conséquence du fait que les molécules de gaz demeurent ionisées pour un temps défini est qu'une tension positive appréciable à l'anode ne peut être appliquée sans causer une conduction prématurée avant que l'ionisation n'ait diminué jusqu'à un certain niveau. Le temps qui s'écoule depuis la cessation du courant jusqu'à ce que ce niveau soit obtenu s'appelle le *temps de récupération* du tube. Ainsi il y a un certain maximum de fréquence d'impulsions pour chaque tube. Le temps de récupération d'un commutateur varie selon la structure des électrodes et à l'inverse de la mobilité des ions. L'hydrogène étant le gaz le plus léger a donc la plus grande mobilité et donc le temps de récupération le plus court. Les thyratrons à hydrogène peuvent être employés à une fréquence de répétition de plusieurs kilohertz tandis que les tubes à mercure sont en général limités à moins de 500 Hz. Le temps de récupération du deutérium est à peu près 30 % plus long que celui de l'hydrogène mais dans le GHT6 cela est plus que compensé par le fait que le deutérium a plusieurs autres avantages qui seront décrits plus tard.

La stabilité d'opération peut être affectée par les changements de température de l'eau de refroidissement et il se produit ici une différence importante. La pression de vapeur dans un ignitron dépend de la température de l'eau de refroidissement qui peut donc être contrôlée de très près. Mais dans un GHT6 l'eau de refroidissement ne contrôle pas la pression du gaz et une grande variation de températures peut donc être tolérée.

La sûreté et la facilité d'opération sont d'importance primordiale dans les installations compliquées des systèmes modernes, et nous nous sommes donc proposés ici de mettre en relief quelques-unes de ces caractéristiques.

Thyratrons au deutérium à enveloppe de métal

Dans le GHT6 l'hydrogène est remplacé par le deutérium, un isotope d'hydrogène de masse 2. Ce qui conserve tous les avantages antérieurs de l'hydrogène avec, en plus, moins de perte d'énergie dans le tube comme conséquence de la moins grande mobilité des ions et la possibilité d'employer des tensions plus élevées pour l'anode à des pressions données de gaz résultant de la puissance diélectrique supérieure du deutérium. [2]

Lorsque l'on envisage l'emploi de hautes puissances dans les thyratrons, il a été généralement reconnu que les tubes à enveloppe de verre ne conviennent pas à des puissances moyennes excédant quelques dizaines de kilowatts. Dans la plupart des cas la solution a été la transition presque automatique à l'enveloppe de céramique avec ses avantages de forme plus compacte, de solidité, et de résistance à des conditions

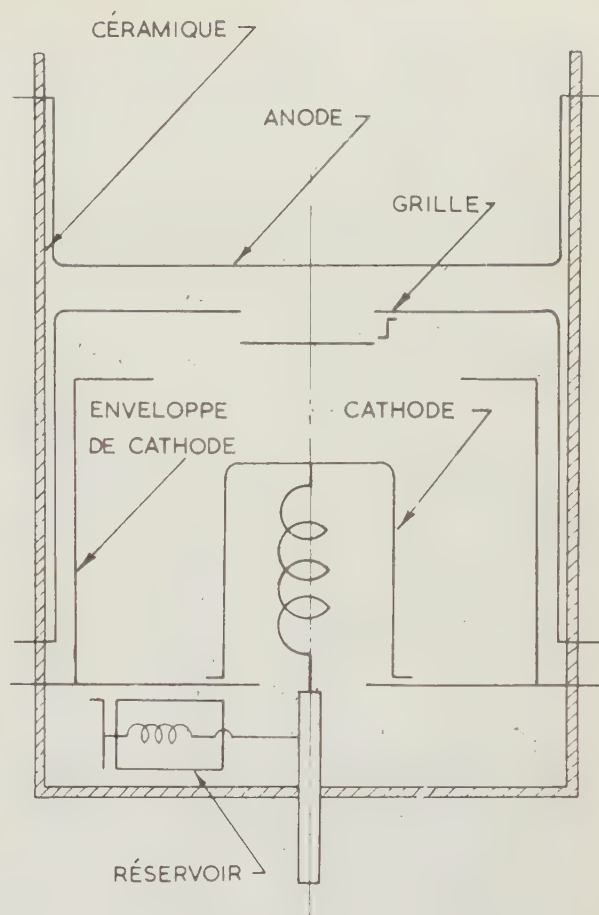


FIG. 1. — Thyatron à enveloppe de céramique.

plus sévères dans les procédés de fabrication et dans l'opération. Le schéma d'un tel tube pourrait être représenté comme figure 1. Pour le GHT6, cependant, la considération des nécessités fondamentales pour les thyratrons à hautes puissances a déterminé l'adoption d'une enveloppe de métal, ainsi qu'il est montré à la figure 2.

La température des électrodes et du deutérium présente une différence importante dans les deux genres de tube. Dans tous les processus principaux de décharge de gaz dans un thyatron, qu'il s'agisse d'arrêt de tension, de déclenchement, de taux d'augmentation de courant ou de désionisation, le fonctionnement du tube est déterminé par la densité du gaz plutôt que par les changements de pression du gaz. Si la grille s'échauffe la densité du gaz baissera dans la région de la grille et montera ailleurs, avec des effets indésirables sur les caractéristiques du tube.

L'efficacité d'un thyatron sera donc plus grande si les électrodes restent froides et cela est plus facile à accomplir dans un tube à enveloppe de métal. En particulier, l'on sait maintenant qu'un pourcentage appréciable de la dissipation dans le tube se passe dans la grille, et dans le GHT6 il a été possible d'introduire le refroidissement par eau jusqu'à l'intérieur du tube près des fentes de la grille elles-mêmes, pour un effet maximal. Des électrodes froides évitent aussi les émissions de la grille et simplifient la cons-

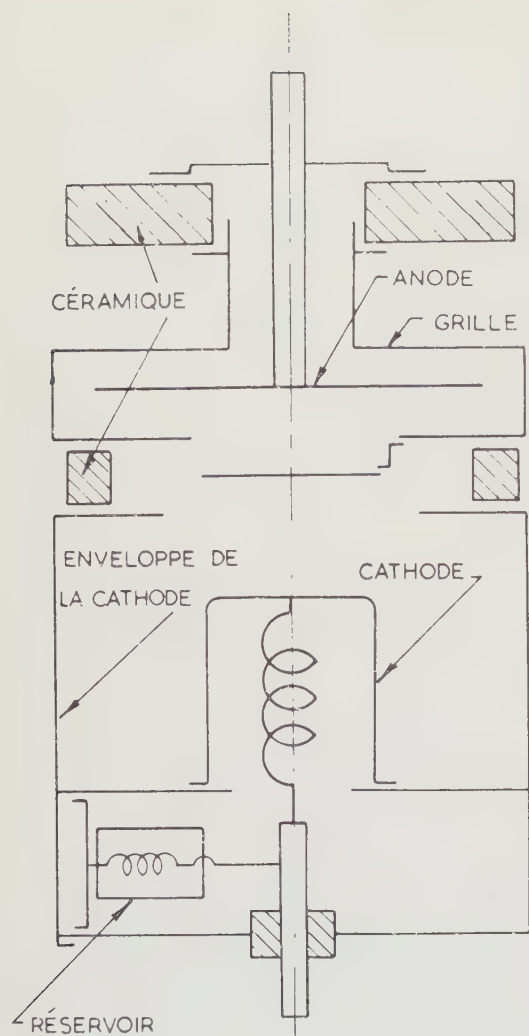


FIG. 2. — Thyatron à enveloppe de métal.

truction du système de remplissage en réduisant l'échauffement du réservoir par les électrodes du tube.

En dernier lieu, étant donné qu'il doit y avoir un isolant entre la grille et l'anode il paraît y avoir deux raisons pour que cet isolant soit derrière l'anode, comme il est montré à la figure 2. D'abord l'isolant est moins chaud, ce qui donne une puissance diélectrique supérieure et évite les effets d'émission fortuits. Ensuite, l'isolant a moins de chances d'être recouvert par la matière provenant du crépitement des électrodes.

La figure 3 montre un dessin du tube.

Tension d'arrêt de 40 kV

Dans les thyratrons à haute puissance la tension d'arrêt doit nécessairement être une sorte de compromis. Si la tension est trop basse elle donnera des courants élevés et une impédance basse de la ligne à retard qui donneront à leur tour des effets indésirables provenant d'inductances fortuites dans le montage. D'autre part une tension trop forte produira une pres-

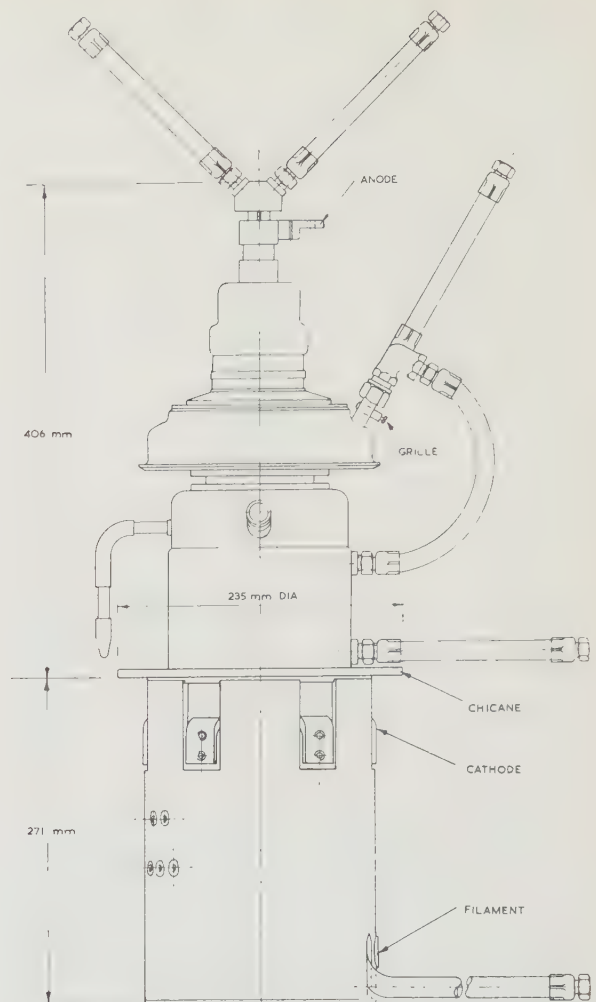


FIG. 3. DESSIN DU GHT6

sion de gaz trop basse et l'impossibilité de supporter une décharge suffisante.

Dans le GHT6 on a choisi un niveau de 40 kV. Avec ce potentiel entre l'anode et la grille — la grille étant sensiblement au potentiel de la cathode — des considérations d'émissions de champ ont donné lieu à un espace minimal entre la grille et l'anode. Cette distance ayant été déterminée, la pression du gaz dans le tube est déterminée par la courbe Paschen. C'est ici que l'on voit l'un des avantages du deutérium. Ainsi qu'on le voit d'après la figure 4, la courbe tension de rupture - pression, pour le deutérium est à droite de celle de l'hydrogène; donc il s'ensuit qu'à la même tension d'opération, la pression du gaz est plus élevée dans le deutérium que dans l'hydrogène. Cette pression supérieure permet au gaz de supporter une décharge de puissance plus élevée. La pression de gaz nécessaire pour supporter le courant de crête dans le GHT6 ne peut être obtenue que par l'emploi du deutérium; avec de l'hydrogène à cette pression la tension d'opération aurait une limite d'à peu près 25 kV. Cela est illustré dans les deux thyratrons à haute puissance de la Compagnie M-O Valve, le

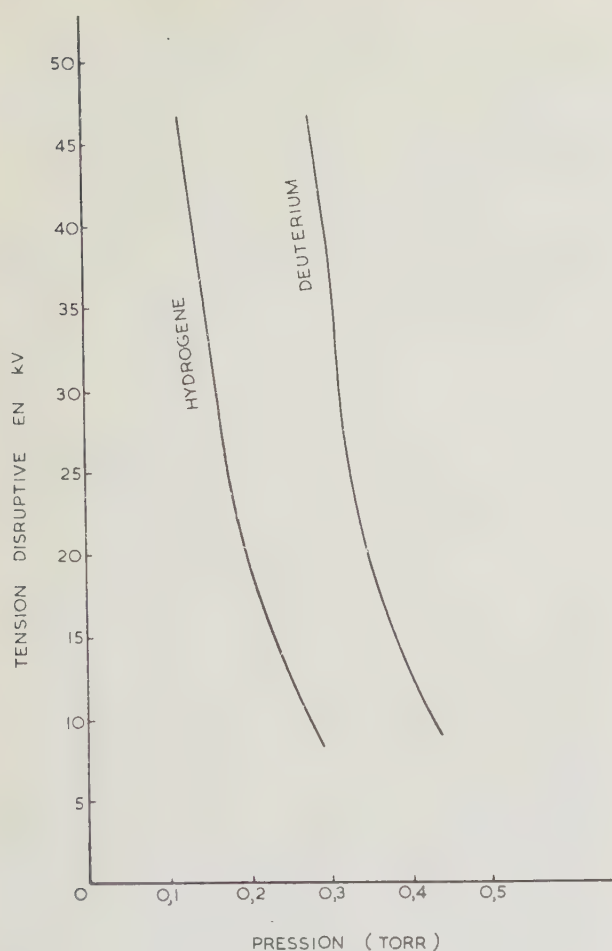


FIG. 4. — Courbes Paschen pour l'hydrogène et le deutérium.

GHT4 et le GHT6 qui ont un courant de crête identique (2 000 A) et sont de dimensions très semblables. Le premier est rempli d'hydrogène pour une tension anodique de 25 kV tandis que le second est rempli de deutérium pour une tension anodique de 40 kV.

La projection de l'anode en dehors de la boîte de la grille qui l'entoure présente un risque de rupture de la tension. Ainsi qu'on le voit à la figure 5 les surfaces de l'anode et de la grille du GHT6 apparaissent finalement comme deux cylindres concentriques de métal. A ce point les lignes de force cessent d'être courtes et droites entre les surfaces et s'évasent avec

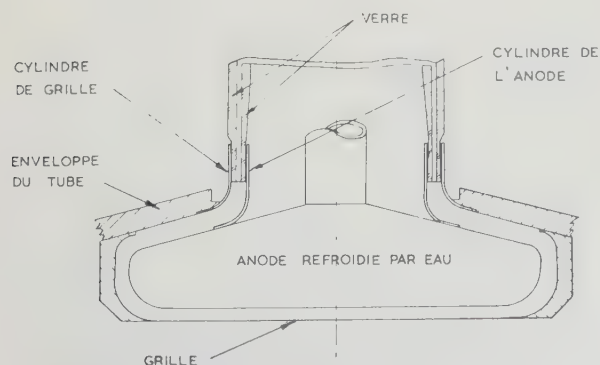


FIG. 5. — Isolement dans la région de la grille.

une tendance à la rupture pour les distances trop longues (long path breakdown). Pour empêcher cela un isolant doit être inséré entre les deux surfaces. Pour obtenir un isolement suffisant à des températures élevées on ne doit pas employer un seul bloc de matière ; une combinaison de deux cylindres concentriques d'isolant — du verre — avec un espace rempli de gaz entre les deux, a été trouvée entièrement satisfaisante [4]. Les cylindres en verre s'étendent pour former partie intégrante de l'enveloppe et l'isolement est ainsi préservé.

Puissance moyenne élevée

La puissance moyenne élevée de 150 kW pour le GHT6 a été obtenue en faisant attention surtout à deux points très importants. Ce sont l'élimination des émissions de la grille et le maintien d'une haute densité de gaz.

Les émissions de la grille seraient nocives de deux façons. Si l'émission se porte vers la cathode le retardement (bias) est alors coupé ; sans retardement le temps de récupération augmente et le tube ne peut plus arrêter la tension de l'anode : une déficience de cette sorte se produit toujours au commencement du cycle. Si l'émission se porte vers l'anode le tube ne peut plus, de même, retenir la tension, mais en ce cas la défaillance se produit au sommet du cycle de charge.

Bien que la pression du gaz dans le corps principal du tube soit maintenue constante par le réservoir, le gaz dans la région de la décharge devient très chaud et sa densité décroît. Cela augmente la chute de tension dans le tube, les conditions deviennent plus ardues et la situation empire. On ne peut remédier à cet état de choses en augmentant la pression car cela produirait des claquages dans les autres parties du tube où ces conditions de température ne sont pas applicables - dans le scellement de l'anode, par exemple. Le refroidissement du gaz et le maintien de la densité ont un autre avantage : une haute densité produit un taux d'accélération élevé de la performance en courant. Il est donc important d'éliminer la possibilité d'émissions de la grille et de maintenir constante la densité du gaz par un refroidissement efficace. De plus ce refroidissement doit se produire à l'endroit même où l'effort et la température sont au maximum - au bord des fentes de la grille [5]. Dans le GHT6 la grille elle-même consiste en deux disques parallèles de molybdène de 1 mm d'épaisseur. Dans chacun est coupée une fente annulaire presque complète, d'un arc de 280°. Entre ces deux disques se trouve un tube en cuivre formé pour suivre un des bords de chacune des fentes à une distance de 4 mm seulement de celles-ci. Le tout est soudé ensemble afin d'obtenir un bon contact thermique entre le tube et le disque. Le tube se termine par deux bouts parallèles qui sortent de l'enveloppe de métal par des trous soudés. De cette façon le refroidissement par eau est mené jusqu'aux bords des fentes de la grille sans augmenter l'impédance de la grille à la décharge.

Aux impulsions de courte durée, un grand pourcentage du chauffage dans le tube se produit au début

et à la fin de la pulsation; ainsi un bon refroidissement de la grille a conduit à une capacité pour le tube de 40 000 MW-Hz pour le produit de $\frac{1}{2} \times$ tension anodique de crête $\times$ courant anodique de crête $\times$ fréquence de répétition de l'impulsion, c'est-à-dire un facteur Pb de 80×10^9 .

Des matières d'émission de la cathode seraient une cause d'émissions de la grille, et pour empêcher cela une chicane en métal est interposée entre la cathode et la grille. Cette chicane a le même potentiel électrique que l'enveloppe.

Puissance de crête élevée

La tension de blocage ayant été déterminée à 40 kV, l'autre facteur contribuant à une puissance de crête élevée est un courant de crête élevé. On peut s'attendre à obtenir des impulsions de courant d'émission de provenance de cathodes d'émission primaires chaudes, de l'ordre de 10 A par cm^2 . Un courant de crête de 10 000 A suggère donc à première vue une cathode chaude d'une superficie de 1 000 cm^2 . Cela serait énorme et nécessiterait une puissance de chauffage considérable. Heureusement, par un autre procédé, on peut obtenir de grandes quantités d'impulsions d'émission secondaires d'écrans de chauffage autour de la cathode [6], pourvu que ceux-ci aient été recouverts d'une matière fournissant des émissions, ce qui se produira dans le cours normal de l'opération du tube. La cathode elle-même est faite de tungstène poreux et imprégné, lequel est non seulement solide en lui-même, mais se laisse empoisonner moins facilement que les cathodes en oxyde et a un potentiel de vie très longue. Cette cathode est maintenue à une température de 1 050° pendant l'opération au moyen d'un système de chauffage consistant en six hélices de tungstène placées en parallèle. La dimension totale de la surface d'émission primaire est à peu près 250 cm^2 .

L'écran de chauffage est un cylindre en molybdène muni d'ailettes radiales qui permettent ainsi une surface totale d'émission de quelques 750 cm^2 . De cette façon, par les deux procédés, on obtient la surface d'émission de 1 000 cm^2 requise pour des courants de crête de 10 000 A. Ce courant de crête de 10 000 A est en conjonction avec des pulsations d'une durée de 5 μs ou moins. Le tube peut être utilisé pour des pulsations beaucoup plus longues avec une réduction proportionnelle de courant de crête — 1 000 A pour une pulsation de 500 μs , par exemple.

Réservoir de gaz

Personne n'a découvert un moyen d'empêcher la diminution de la pression de gaz dans des engins de cette sorte. Il est donc nécessaire de fournir un réservoir pour remplacer ce gaz perdu, afin de maintenir une longue vie du tube.

Les substances qui conviennent comme matériel de remplacement sont des hydrures métalliques tels que ceux du titane, du zirconium, ou du hafnium; le titane a été choisi pour le GHT6 et avec le deu-

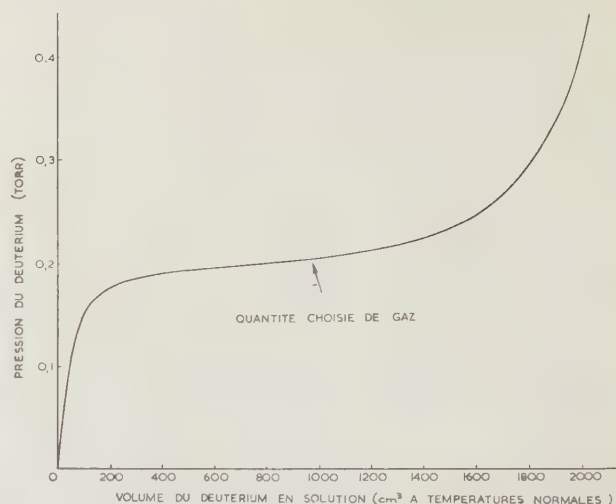


FIG. 6. — Quantité de deutérium et pression pour le réservoir du GHT6.

térium donne le deutéride de titane. Quand cette matière est chauffée elle se décompose et donne du gaz de deutérium. La pression d'équilibre du deutérium en contact avec le deutéride à une température donnée du système varie avec la quantité de gaz en solution dans le métal, c'est-à-dire le contenu de la matière de remplacement. La figure 6 montre une courbe de la pression d'équilibre par rapport au contenu pour un deutéride de titane avec un courant de chauffage de remplacement fixe, d'où l'on verra qu'il y a une région du contenu pour laquelle la pression d'équilibre est sensiblement constante. Il est désirable de se maintenir sur la partie plate de la courbe puisque, malgré la perte inévitable de gaz dans le tube et ainsi la diminution du contenu du réservoir, la pression de gaz demeure constante. Des considérations de durée de vie maximale dans le tube tendraient à indiquer qu'un contenu sur la droite du plateau devrait être choisi, mais dans cette région l'activité de la matière de remplacement est paresseuse et susceptible

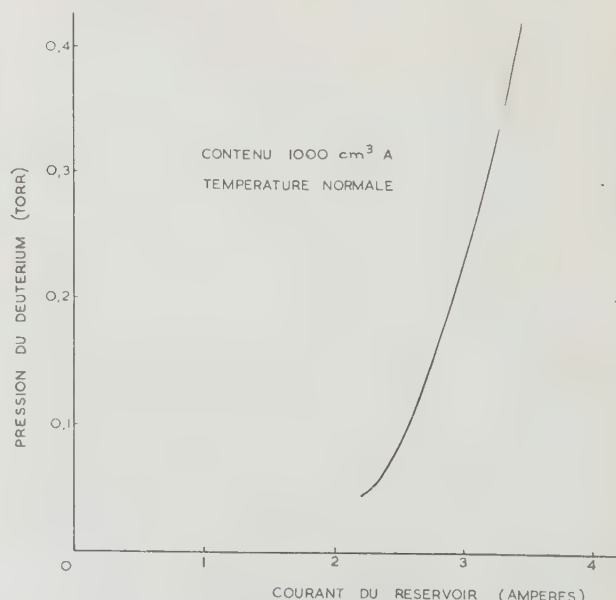


FIG. 7. — Pression du deutérium et contenu du réservoir pour le GHT6.

d'empoisonnement ; en pratique une position près du centre a donc été choisie. D'après des observations qui ont été faites il est possible d'estimer la vitesse de perte de gaz dans le tube. Cela permet de déduire le nombre de cm^3 pour une pression et température normales, nécessaires dans le réservoir pour assurer une vie acceptable.

La courbe donnée figure 7 montre la pression d'équilibre du gaz en raison du courant de chauffage pour le réservoir, dans un GHT6. La pression de gaz nécessaire pour le fonctionnement a été déterminée d'après la géométrie du tube choisi ; le contenu désiré est connu ; ainsi avec cette courbe l'on peut calculer la valeur du filament pour le réservoir.

La pression d'équilibre dans le tube peut varier pour deux raisons principales. D'abord, puisque la courbe filament du réservoir/pression monte rapidement, des variations dans la tension d'alimentation pour le filament du réservoir apporteront un changement très marqué dans la pression. On élimine cela en plaçant un régulateur en série avec le réservoir [7], stabilisant ainsi le courant du filament pour une variation de tensions étendue. Ensuite la chaleur du tube lui-même ou toute autre cause de changement de température ambiante peut faire varier la température du réservoir même quand la puissance de chauffage demeure constante. Pour éviter cela on met un thermistor en parallèle avec le filament. Quand ce thermistor s'échauffe sa résistance baisse, il attire de plus en plus de courant du filament et la température du réservoir est stabilisée. Il est à remarquer en passant que tout cela se passe automatiquement dans le culot de base du tube et l'utilisateur n'a besoin que de fournir aux deux extrémités une tension de 11,5 V stabilisée à $\pm 10\%$.

A l'intérieur du tube se trouve aussi un getter, de construction semblable au réservoir, mais fonctionnant à une température beaucoup plus élevée. Son objet est d'absorber les gaz indésirables qui pourraient se produire dans le tube pendant une longue vie.

Amorçage de la grille

Le GHT6 a deux électrodes de déclenchement, appelées la *chicane* et la *grille*, qui sont alimentées par un circuit d'impulsion d'un seul canal. L'impulsion de déclenchement a une amplitude minimale de 1 kV et une montée au début de 2-4 kV par microseconde. Il est ainsi certain que l'arc de la grille à la cathode sera frappé pendant la partie montante de l'impulsion de la grille et qu'il y aura donc un minimum de variations dans la succession des impulsions de l'anode. L'impulsion de déclenchement est d'une longueur de 2-3 microsecondes et elle est superposée sur un retardeur négatif à courant direct de 60-80 V. Le générateur d'impulsion a une impédance de source maximale de 100 Ω . Il est avantageux de connecter un condensateur de 100 microfarads à travers l'alimentation du retardeur pour maintenir l'impédance de la source d'impulsion à l'intérieur de la valeur spécifiée.

La connexion du générateur avec la grille et la chicane doit se faire avec un réseau condensateur-

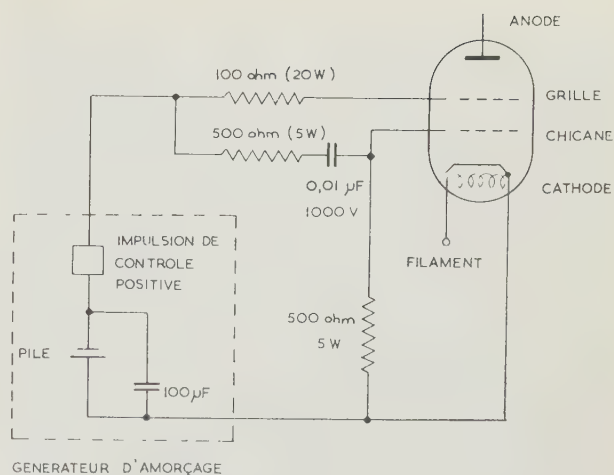


FIG. 8. — Schéma R-C pour grille et chicane.

résistance, [8] ainsi que le montre la figure 8. Il serait possible de déclencher le tube en utilisant une résistance de grille en série beaucoup plus grande que les 100 ohms montrés dans le circuit, mais le temps de récupération varie en fonction de la résistance série de la grille et serait normalement beaucoup trop long pour permettre au tube d'opérer aux valeurs normales de la fréquence de répétition des impulsions. Le retardeur de la grille (grid bias) tout en n'étant pas nécessaire pour fournir une tension d'arrêt, est utilisé pour assurer un temps de récupération court.

La chicane reçoit des impulsions par une résistance en série de 500 ohms avec un condensateur de 0,005

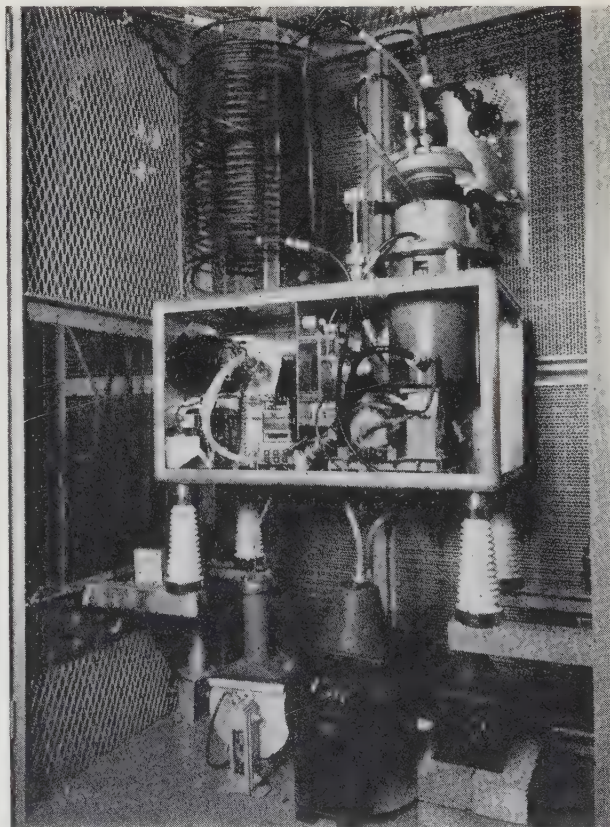


FIG. 9.



FIG. 10.

microfarads, et ne reçoit donc pas de retardement négatif. Une autre résistance de 500 ohms est connectée entre la terre et la chicane pour assurer que celle-ci ne reçoive pas des potentiels non désirés.

Installation

On emploie les grands thyratrons non seulement dans les dispositifs radar à haute puissance, mais aussi dans les accélérateurs de particules nucléaires. Dans l'accélérateur linéaire de protons du National Institute for Research in Nuclear Science à Harwell en Angleterre, par exemple, qui possède trois résonateurs de Q élevé, deux thyratrons GHT6 sont déjà en service dans les modulateurs des deuxième et troisième résonateurs (accélérations de 10-30 MeV et

30-50 MeV). Les ignitrons dans le modulateur du premier vont bientôt être remplacés par le GHT6, ainsi que ceux du modulateur qui fournit les impulsions de commande commune des amplificateurs de puissance finaux.

La figure 9 montre un GHT6 dans un modulateur expérimental à Harwell. On peut voir les canaux de l'eau déminéralisée pour le refroidissement de l'enveloppe, de la grille, et de l'anode, et les alimentations de puissance pour le réservoir à gaz et le getter. Les grands isolateurs sont nécessaires parce que pour cette application le thyatron opère avec une haute tension de cathode.

Les paramètres maximal d'opération du thyatron à Harwell sont : tension d'arrêt 30 kV, courant de crête 330 A, longueur de pulsation 400 microsecondes, impulsions par seconde 50, et courant moyen 6,6 A.

Cet accélérateur linéaire est utilisé pour des expériences de physique nucléaire 24 heures par jour pendant 10 jours sur 14, et c'est pour ce fonctionnement continu que la sûreté d'opération du thyatron est avantageuse.

Table sommaire — Thyatron GHT6

Tension anodique	40 kV
Courant de crête	10 000 A
Courant moyen	15 A
Puissance moyenne	150 kW
Montée du courant	20 000 A/ μ s
Facteur P_b	$80 \cdot 10^9$
Tension de déclenchement	1 kV

BIBLIOGRAPHIE

- [1] The M-O Valve Co. Ltd. and K.G. COOK, US Patent N° 2953705.
- [2] COOK K.G., ISAACS G.G. — pp. 497-498, and ARMSTRONG R.J., NICHOLLS N.S. — pp. 498-499 « Deuterium Filled Thyratrons », *British Journal App. Physics*. Vol. 9. December 1958.
- [3] The M-O Valve Co. Ltd. and ISAACS G.G. — Patent N° 798,627.
- [4] The M-O Valve Co. Ltd. and ALGAR L.E., COOK K.G. — Patent N° 855,998.
- [5] The M-O Valve Co. Ltd. and ALGAR L.E., TAYLOR E.A. — Patent Application N° 34220/60.
- [6] The M-O Valve Co. Ltd. and BAKER B.O., WHELDON R.J. — Patent Application N° 16527/62.
- [7] The M-O Valve Co. Ltd., and BOOTH A.J., COOK K.G. — Patent N° 729,962.
- [8] The M-O Valve Co. Ltd. and COOK K.G. — Patent N° 747,484.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU RENDEMENT DES CELLULES SOLAIRES PHOTOVOLTAÏQUES AU SILICIUM

PAR

H. MAYER et L. BERREBY

Collège Scientifique Universitaire, Pau

Les semiconducteurs ouvrent d'intéressantes perspectives de conversion directe de l'énergie solaire en énergie électrique. En effet, si les cellules électriques photovoltaïques ne permettent d'obtenir qu'un rendement inférieur à 1 %, les cellules solaires photovoltaïques au silicium donnent un rendement de 8 à 10 % et plus, ce qui a permis leur utilisation dans les satellites artificiels où ils constituent la seule source d'énergie à longue échéance.

Nous avons pensé que cette même conversion directe et simple d'énergie solaire en énergie électrique pourrait intéresser des pays riches en énergie solaire mais dépourvus d'autres sources d'énergie, comme l'est la Tunisie. C'est pour cette raison que nous avons entrepris, directement à l'aide de l'énergie solaire et non à l'aide d'une source artificielle, une étude du rendement des cellules photovoltaïques solaires au silicium.

La cellule solaire photovoltaïque au silicium (1), (2), (5) est constituée d'une jonction PN de silicium dopé. La couche P est beaucoup plus mince que la couche N pour faciliter l'action des photons sur la jonction à travers cette couche.

On sait qu'à la jonction P-N il y a au début passage d'électrons vers P et de trous vers N ce qui donne naissance à une barrière de potentiel qui arrête ce passage. A l'obscurité la diode acquiert les propriétés d'un redresseur. Sous l'influence des photons le nombre des porteurs augmente considérablement. Grâce à la barrière de potentiel créée, le courant auquel donnent naissance ces nouveaux porteurs ne peut être qu'un courant de diffusion dû au gradient de concentration entre P et la jonction, N et la jonction. Ce courant de diffusion, constitué des porteurs minoritaires, est beaucoup plus important et de sens opposé au courant de début. Il en résulte un produit courant-tension ($i.v$) négatif, donc un générateur d'énergie. v est la tension qui prend naissance aux bornes de la jonction et i l'intensité de courant créée par les pho-

tons, donc le courant de diffusion. Le produit $i.v$ représente donc l'énergie électrique obtenue. Si nous appelons P_s la puissance reçue du soleil sur la surface des cellules solaires, on a pour le rendement η l'expression

$$\eta = \frac{v \cdot i}{P_s}$$

Les cellules solaires utilisées étaient des cellules au silicium Ferranti de type MS2 (aire active 2,28 cm²) et MS11 (aire active 4,52 cm²).

Pour obtenir un maximum d'énergie solaire, il fallait obtenir une incidence perpendiculaire des rayons solaires sur les cellules. Ceci a été réalisé par la fixation du support des cellules sur une planche qu'on peut incliner plus ou moins par rapport à l'horizon. Une tige métallique fixée perpendiculairement à la planche indique par le minimum de son ombre l'incidence perpendiculaire des rayons solaires.

La puissance solaire P_s par cm² a été mesurée au début de chaque série de mesures à l'aide d'un actinomètre LINKE et FEUSSNER constitué de plusieurs thermocouples en série dont on mesure la tension aux bornes à l'aide d'un millivoltmètre étalonné en mW/cm².

Etude du rendement en fonction de la charge

Pour mesurer la puissance recueillie en fonction de la résistance de charge nous branchons la cellule solaire en série avec une résistance variable R et avec un milliampèremètre qui mesure i . Nous mesurons v aux bornes de la cellule solaire à l'aide d'un voltmètre de résistance interne de 20 000 ohms/volt.

R est une résistance variable de précision A.O.I.P. A sa valeur s'ajoute chaque fois la résistance interne du milliampèremètre ($1,7 \Omega$).

Les mesures ont été effectuées par temps clair, d'heure en heure, par conséquent pour des puissances solaires différentes. Pour une énergie solaire donnée, nous avons tracé une courbe représentant la puissance recueillie en fonction de la résistance de charge. On obtient une courbe qui accuse un maximum pour une certaine résistance optima. Nous reproduisons sur la figure 1 trois de ces courbes pour les puissances solaires suivantes :

$$P_s = 65,35 \text{ mW/cm}^2 \quad P_s = 74,53 \text{ mW/cm}^2$$

$$P_s = 85,50 \text{ mW/cm}^2$$

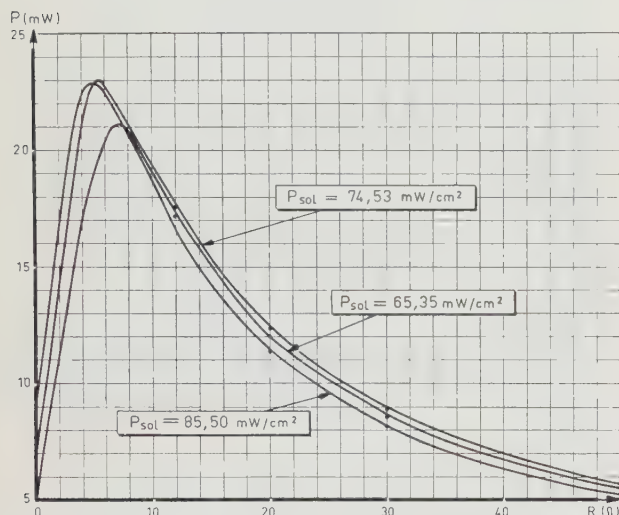


FIG. 1.

Nous obtenons ainsi des rendements qui varient entre 5,92 % et 7,22 %. A ceci nous ajoutons les remarques suivantes :

1) Lorsque la puissance solaire augmente la puissance recueillie augmente aussi mais pas linéairement. Il se produit une espèce de saturation.

2) Le rendement est meilleur le matin de bonne heure et tard l'après-midi. Il diminue lorsqu'on se rapproche de midi. Ceci est dû probablement au chauffage plus important des cellules, car on sait que le rendement diminue linéairement avec la température (4).

3) Lorsque l'énergie incidente augmente, la résistance optimale de charge correspondant à P_{max} , diminue.

Nos mesures nous ont montré que pour les résistances optimales, la tension restait presque constante. Les inventeurs de la cellule solaire (3) ont établi que le meilleur rendement est obtenu lorsqu'on utilise comme charge une f.e.m. constante. Autrement dit, les cellules solaires au silicium se prêtent bien à la charge des accumulateurs. En effet nous nous sommes servi de

cellules solaires pour charger de petits accumulateurs EDISON (Aglo type 17b, tension 1,2 volts, capacité 20 mA heures). Nous avons déchargé cet accumulateur à travers une résistance jusqu'à ce que la tension aux bornes soit de 0,6 volts. Puis nous l'avons chargé pendant une heure à l'aide de trois cellules MS11 branchées en série. La tension mesurée aux bornes de la pile en fonction du temps avait l'allure générale de la courbe de charge d'un accumulateur. Pour que l'accumulateur ne se décharge pas à travers la cellule solaire lorsque le soleil se cache, nous avons branché une diode à semiconducteur en série avec l'accumulateur.

Le rendement obtenu avec les cellules MS11, dont l'aire utile est plus grande que celle des cellules MS2, est meilleur. Il en résulte qu'il est préférable d'utiliser des cellules dont la surface est plus grande.

Nous avons ensuite étudié le rendement des cellules groupées en parallèle et en série. Les résultats obtenus avec les cellules MS11 groupées en série sont représentés sur la figure 2. Les résultats obtenus avec les mêmes cellules groupées en parallèles sont représentés sur la figure 3.

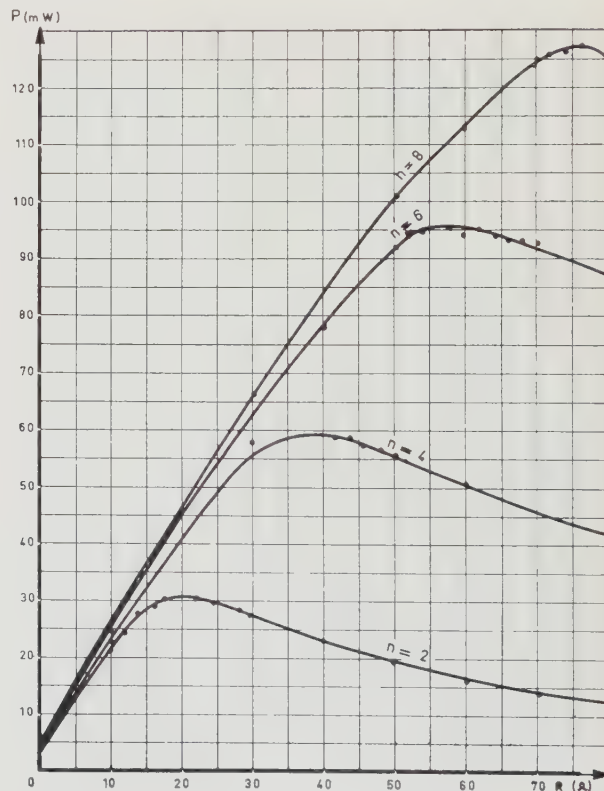


FIG. 2.

Il résulte de ces figures que le rendement est légèrement supérieur pour le groupement en parallèle, mais, suivant la valeur de la charge, on se servira d'un branchement ou de l'autre. Le montage en série admet une plus grande variation de la résistance de charge sans changement important du rendement.

Le fait que la résistance optimale varie avec l'éclairement nous a suggéré l'idée que notre cellule suivait

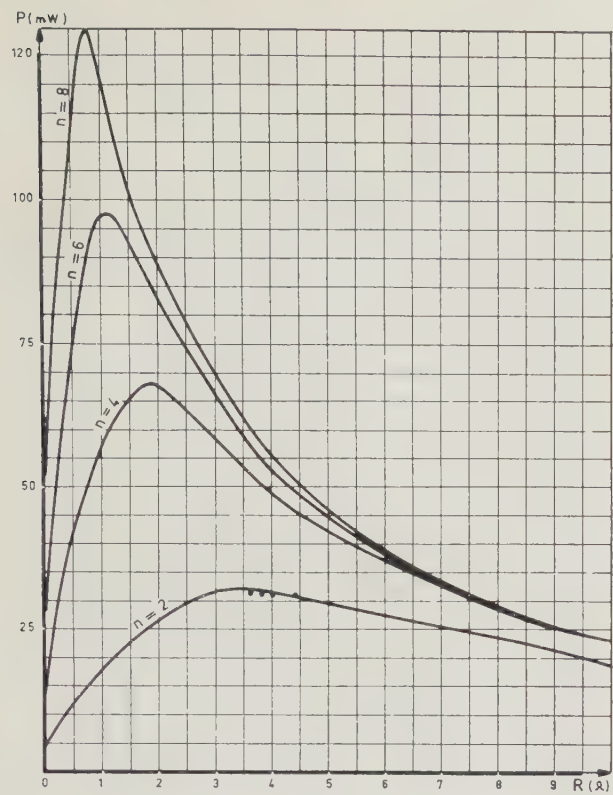


FIG. 3.

la règle générale d'après laquelle on obtient le maximum de puissance pour une résistance interne du générateur égale à la résistance de la charge. Autrement dit, quand on éclaire la cellule sa résistance interne varie avec l'éclairement et elle nous fournit le maximum de puissance pour une résistance de charge égale à la résistance interne de la cellule, correspondant à cet éclairement.

Nous sommes passés alors à la vérification expérimentale de cette hypothèse. Nous avons considéré d'abord la cellule comme un simple générateur de tension, comme une pile par exemple. Nous avons mesuré sa résistance interne R_i d'après la méthode classique, en mesurant la *f.e.m.* V_0 à circuit ouvert, la tension aux bornes à circuit fermé V , ainsi que l'intensité de courant I pour différentes valeurs de la résistance externe R_e (fig. 4). Malheureusement on obtient différentes valeurs pour R_i lorsque R_e varie,

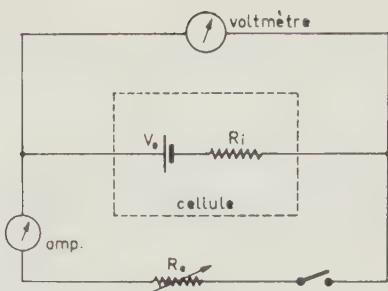


FIG. 4.

comme il résulte du tableau suivant où $R_g = 1,7 \Omega$, résistance du milliampèremètre, doit être ajouté à la valeur de R_e .

Nous avons porté dans un système de coordonnées R_i en fonction de $R = R_e + R_g$. On obtient une courbe dont l'allure est donnée à la figure 5.

En extrapolant cette courbe [pour $R_e + R_g = 0$, c'est-à-dire jusqu'à l'intersection avec l'axe des ordonnées, on obtient la valeur de la résistance interne cherchée, soit 8,3 ohms.

D'autre part, nous avons tracé la courbe $P = VI = f(R_e + R_g)$ qui nous a donné la valeur de la résistance de charge optima, soit 6,75 ohms.

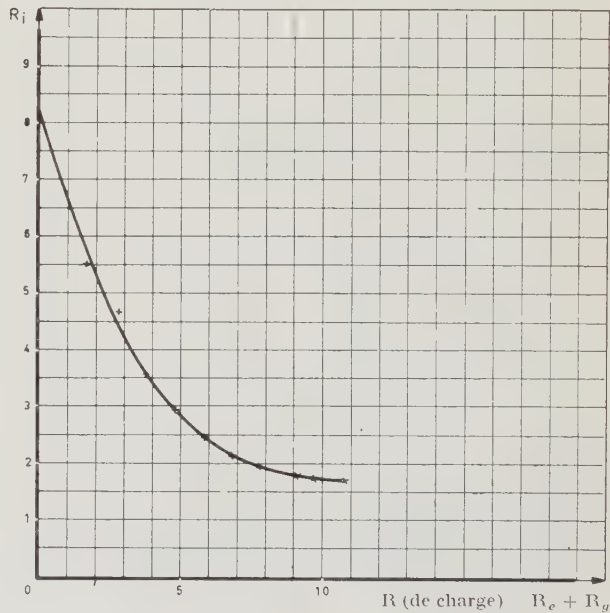


FIG. 5.

$R_e + R_g (\Omega)$	V_0 (Volts)	V (volts)	$V_0 - V$	I (mA)	$R_i = \frac{V_0 - V}{I}$	$P = VI$ (mW)
1,7	0,430	0,1	0,330	60	5,50	6
2,7	0,430	0,15	0,280	60	4,66	9
3,7	0,430	0,22	0,210	59,6	3,54	13,11
4,7	0,430	0,257	0,173	58,2	2,97	14,95
5,7	0,430	0,290	0,140	55,4	2,52	16,06
6,7	0,430	0,318	0,112	51,6	2,16	16,40
7,7	0,430	0,338	0,092	47,6	1,93	16,07
8,7	0,430	0,350	0,080	43,8	1,82	15,33
9,7	0,430	0,360	0,070	40,2	1,74	14,47
10,7	0,430	0,366	0,064	37,5	1,70	13,72

En comparant les résultats, on s'aperçoit que pour un éclaircissement donné la résistance interne de la cellule est légèrement supérieure à la résistance de charge optimale.

Adaptation d'une résistance à une cellule photovoltaïque

Une cellule photovoltaïque associée à une résistance de charge R_c débite un courant I et présente à ses bornes une d-d-p V .

Nous partons du modèle équivalent donné par FORTINI [6] dans un article de l'*Onde Electrique* dont sont également extraites les figures 6 et 7 (la figure 6 diffère de la figure 2 de l'article cité parce qu'elle tient compte de ce que la courbe n'est pas normale aux axes OI et OV).

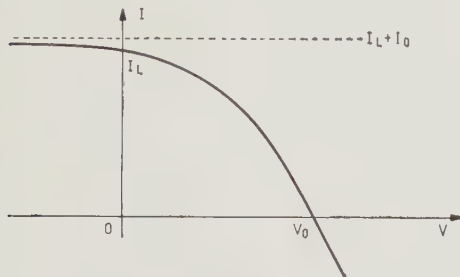


FIG. 6.

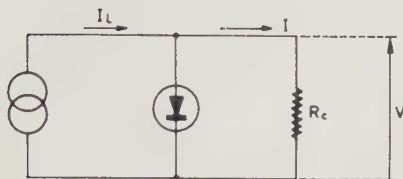


FIG. 7.

FORTINI montre que :

$$\left\{ \begin{array}{l} I = I_L + I_0(1 - e^{eV/kT}) \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} IR_c = V \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} I_L \text{ courant injecté par les photons} \\ I_0 \text{ courant de saturation de la diode équivalente} \end{array} \right.$$

la puissance maxima est obtenue dans R_c quand VI est maximum ou

$$\frac{d(VI)}{dV} = 0 = I + V \frac{dI}{dV} \quad (3)$$

on tire de (1) (2) (3) la résistance de charge optima :

$$R_{cm} = V_m / I_m \quad (4)$$

Dérivons (1)

$$\frac{dI}{dV} = -I_0 \frac{e}{kT} e^{eV/kT}$$

ce qui nous donne dans (3) :

$$I_L + I_0(1 - e^{eV/kT}) - \frac{eV}{kT} I_0 e^{eV/kT} = 0 \quad (5)$$

qui donnera V_m . Ensuite on aura

$$I_m = I_L + I_0(1 - e^{eV_m/kT}) \quad (6)$$

puis
$$R_{cm} = \frac{V_m}{I_m} \quad (4)$$

Posons $\exp \frac{eV_m}{kT} = a$ d'où $\frac{eV_m}{kT} = \text{Log } a \quad (7)$

$$\left\{ \begin{array}{l} a = 1 \text{ dans l'obscurité} \\ a \rightarrow 10^{17} \text{ à la lumière} \end{array} \right.$$

alors (5) s'écrit : $I_L + I_0(1 - a - a \text{Log } a) = 0 \quad (8)$

(8) relié a et I_L

$$I_m = I_L + I_0(1 - a) \quad (9)$$

il est commode de prendre a comme paramètre

(8) et (9) donnent : $I_m = I_0 a \text{Log } a$

$$R_{cm} = \frac{V_m}{I_m} = \frac{eV_m}{kT} \cdot \frac{1}{I_m} \cdot \frac{kT}{e} = \text{Log } a \cdot \frac{1}{I_0 a \text{Log } a} \cdot \frac{kT}{e} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{a}$$

Nous avons donc pour une valeur donnée de a :

résistance de charge optimale :

$$R_{cm} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{a} \quad (10)$$

courant injecté par les photons :

$$I_L = I_0(a + a \text{Log } a - 1) \quad (11)$$

(10) et (11) donnent R et I_L en fonction de a .

$$a = 1 \quad 2 \quad e \quad e^2 \quad e^3 \quad e^{10} \quad e^{20} \quad e^{40}$$

$$\frac{I_L}{I_0} = 0 \quad 1,07 \quad 2,7 \quad 15,8 \quad 62 \quad 11e^{10} \quad 21e^{20} \quad 41e^{40}$$

$$\frac{R_{cm}}{kT/e} = 1 \quad 0,5 \quad 0,368 \quad 0,135 \quad 0,05 \quad e^{-10} \quad e^{-20} \quad e^{-40}$$

On ne peut pas exactement parler de résistance interne puisqu'une telle cellule photovoltaïque n'est pas linéaire, I variant en fonction de V suivant un

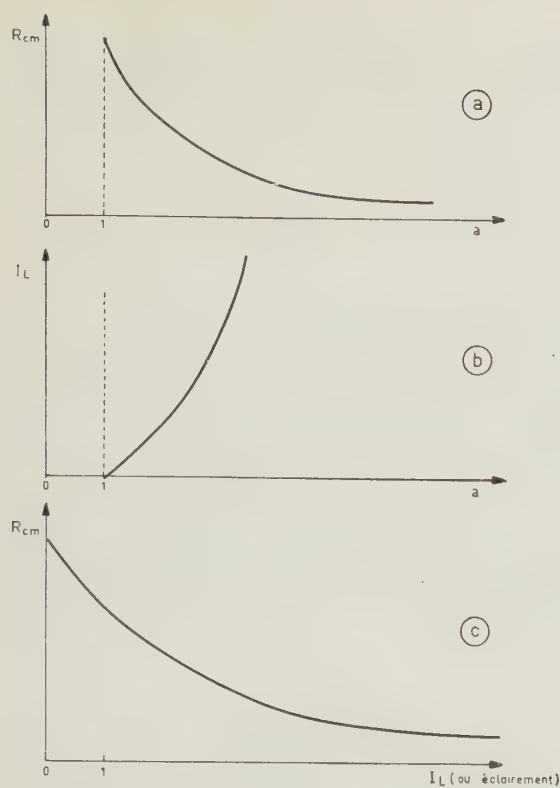


FIG. 8.

arc d'exponentielle et non suivant une droite. Néanmoins le branchement de n cellules en parallèle ou en série donnera comme résistance de charge optimale : R_{cm}/n ou nR_{cm} . On peut le voir par le calcul. On voit que la résistance de charge optima diminue quand l'éclairement croît.

A. n cellules en parallèle.

Il est facile de montrer que si l'on branche en parallèle n dispositifs non linéaires la résistance de charge optimale est divisée par n . Appelons I et V le courant et la tension pour 1 dispositif

1 dispositif

$$\left\{ \begin{array}{ll} I = f(V) & \text{caractéristique du dispositif} \\ IR_{cm_1} = V & \text{droite de charge} \\ I + V \frac{dI}{dV} = 0 & \text{optimisation (VI max)} \end{array} \right.$$

n dispositifs

$$\left\{ \begin{array}{ll} nI = nf(V) & I = f(V) \\ nIR_{cm_n} = V & nIR_{cm_n} = V \\ nI + V \frac{d(nI)}{dV} = 0 & I + V \frac{dI}{dV} = 0 \end{array} \right.$$

la comparaison des 3 dernières équations et des 3 premières entraîne l'identité des I et V optimas puis :

$$IR_{cm_1} = V = nIR_{cm_n} \quad \text{ou}$$

$$R_{cm_n} = \frac{R_{cm_1}}{n}$$

La figure 3 montre que l'accord avec l'expérience est satisfaisant.

B. p cellules en série. V désigne la ddp aux bornes d'une cellule.

1 cellule

$$\left\{ \begin{array}{l} I = f(V) \\ IR_{cm_1} = V \\ I + V \frac{dI}{dV} = 0 \end{array} \right.$$

p cellules

$$\left\{ \begin{array}{l} I = f(V) \\ IR_{cmp} = pV \rightarrow \\ I + (pV) \frac{dI}{d(pV)} = 0 \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} I = f(V) \\ IR_{cmp} = pV \\ I + V \frac{dI}{dV} = 0 \end{array} \right.$$

la comparaison des trois dernières et des trois premières équations entraîne l'identité des I et V optimas puis :

$$IR_{cm_1} = V = \frac{IR_{cmp}}{p} \quad \text{ou}$$

$$R_{cmp} = pR_{cm_1}$$

la résistance optima est p fois plus grande avec p dispositifs qu'avec un seul.

La figure 2 montre que l'accord avec l'expérience est assez bon.

Dans les deux cas le petit écart entre la théorie et la mesure s'expliquerait par le fait que pour un éclairement donné les différentes cellules MS11 exigeaient des résistances de charge légèrement différentes.

Etude du rendement en fonction de la longueur d'onde

Nous avons ensuite étudié le rendement en fonction de la longueur d'onde. Pour ce but nous nous sommes servi de filtres interférentiels Schott qui ne laissent passer qu'une bande très étroite et dont le facteur de transmission varie entre 25 % et 49 %. L'énergie utilisée est toujours l'énergie solaire. L'énergie qui arrive sur la cellule pour une longueur d'onde λ_4 est égale à l'intensité de cette longueur d'onde dans le spectre solaire multipliée par le facteur de transmission du filtre λ_4 . Nous avons mesuré cette énergie à l'aide de l'actinomètre en interposant le filtre utilisé

entre l'entrée de l'actinomètre et le soleil. Nous avons mesuré ensuite la puissance donnée par notre cellule sous l'influence du rayonnement solaire à travers ce même filtre. Pour pouvoir comparer les puissances à travers les différents filtres dont les facteurs de transmissions sont différents, nous avons normé la puissance transmise. Nous avons rassemblé les résultats de cette étude sur la figure 9.

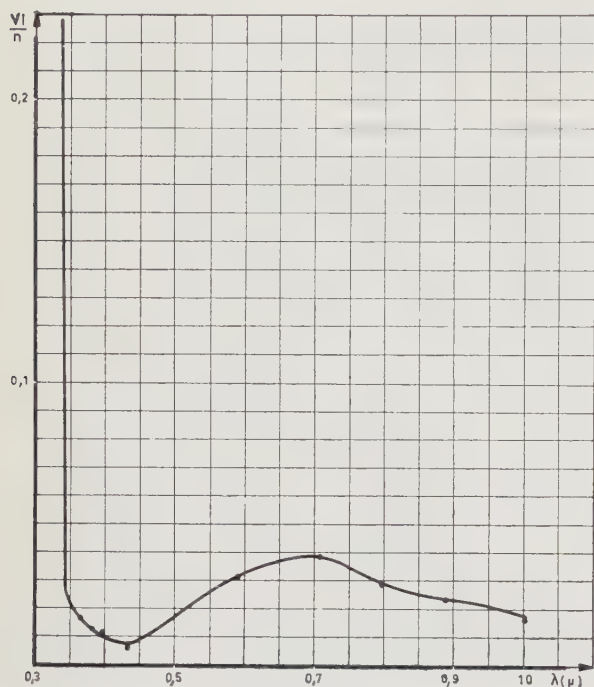


FIG. 9.

Comme la puissance solaire qui arrive sur l'actinomètre est proportionnelle au nombre de divisions de la déviation du millivoltmètre de l'actinomètre, c'est-à-dire que $P_s = kn$ où k est une constante et n le nombre de divisions, nous avons pour le rendement l'expression :

$$\eta = \frac{v \cdot i}{k \cdot n}$$

autrement dit, le rendement est proportionnel à vi/n .

Etant donné que c'est la variation du rendement qui nous intéresse, nous avons porté en ordonnée $v.i/n$ qui, comme nous l'avons vu, est proportionnel au rendement.

On observe sur la figure 9 un maximum de rendement vers 7 000 Å et une augmentation considérable du rendement en ultraviolet. Il serait donc intéressant d'utiliser les cellules solaires au-dessus de l'atmosphère.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CHAPIN, FULLER et PEARSON. — *Jour. Appl. Phys.* 1954, tome 25, pp. 676-677.
- [2] PRINCE M.B. — *Jour. Appl. Phys.* 26 (5) Mai 1955, pp. 534-540.
- [3] CHAPIN, FULLER et PEARSON. — *The Bell solar battery. Bell laboratories Record*, vol. 33, juillet 1955, pp. 241-246.
- [4] WYSOCKI J.J., RAPPAPORT P. — *Jour. Appl. Phys.*, mars 1960, tome 3, pp. 571-578.
- [5] DESVIGNES. — *Onde Electrique*, Juin 1962, p. 563.
- [6] FORTINI A. — *Onde Electrique*, 42, 1962, p. 534 (juin).

LINÉARITÉ DES PHOTOMULTIPLICATEURS : EFFET DES COURANTS DE DYNODES

PAR

P. MOATTI

Docteur ès Sciences - Ingénieur E.S.E.

Le problème de la linéarité est fondamental en Spectrométrie par scintillation, où l'on a à analyser des impulsions d'amplitude variable et de haute rapidité. Il est remarquable qu'il n'ait pas été résolu pendant toutes les années 1950, qui ont vu la généralisation de l'emploi des photomultiplicateurs en Physique Nucléaire, et leur perfectionnement considérable.

RAFFLE et ROBBINS [1] ont signalé pour la première fois en 1952 la non-linéarité de l'amplification par les photomultiplicateurs EMI. Ils attribuaient cet effet à de petites charges d'espace créées par les impulsions au voisinage des dynodes.

FOUCHER et autres [2] observent un accroissement de la hauteur des impulsions et un élargissement des raies pour une intensité croissante des rayonnements. Ils rattachent ces deux effets aux courants de dynodes, qui créent des modifications permanentes et des fluctuations des potentiels des dynodes. Ils obtiennent un gain pratiquement constant en fixant le potentiel des dernières dynodes.

HARRIS et FLAGGE [3], après une étude expérimentale des tensions interdynodes en fonction du courant anodique, ont proposé un montage compliqué de régulation *individuelle* des tensions interdynodes, utilisant des diodes à jonction ou des tubes à néon. Mais le système est d'un calcul compliqué et ne fonctionne que pour des temps supérieurs à 10^{-8} s.

En fait, comme nous allons le voir, le problème de la linéarité des P.M. est lié aux effets des courants de dynodes et de la charge d'espace. Le premier effet se manifeste quelles que soient l'amplitude et les composantes de fréquence du courant cathodique. Le phénomène de charge d'espace n'a lieu que pour des courants anodiques relativement élevés ; habituellement, on s'en maintient éloigné au moins dans les mesures d'amplitude. Dans ce qui suit, nous analyserons complètement l'effet des courants de dynodes,

dans le cas de la sortie anodique et de la sortie sur une dynode ; nous en déduisons un nouveau montage des P.M. assurant une haute linéarité du courant de sortie ⁽¹⁾.

A. ETUDE EN COURANT CONTINU

1. Analyse du montage classique

Le P.M. est alimenté au moyen d'une seule haute tension stabilisée, répartie également ou non entre les différents étages par l'intermédiaire de résistances constituant un pont (fig. 1).

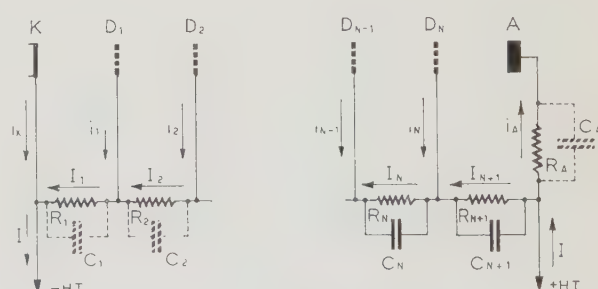


FIG. 1

Les équations de départ sont très simples ; ce sont les équations de KIRCHHOFF :

$$I_n = I_{n+1} + i_n$$

et les équations de l'émission secondaire :

$$i_n = (\delta_n - 1) \delta_1 \dots \delta_{n-1} \cdot i_k$$

⁽¹⁾ Demande de brevet français n° P.V. 915.433, déposée le 15 novembre 1962.

où δ_n représente le gain de la $n^{\text{ème}}$ dynode, et i_k le courant cathodique.

Sauf indication contraire, nous supposons toutes les résistances d'alimentation R_n égales.

On en déduit aisément la variation relative de potentiel du $n^{\text{ème}}$ étage :

$$\varepsilon_n = \frac{V_n - V}{V} = \frac{i_k}{I} \left[\frac{1 + \delta_1 + \dots + \delta_1 \dots \delta_N}{N+1} - \delta_1 \dots \delta_{n-1} \right] \quad (1)$$

V est la tension à vide du $n^{\text{ème}}$ étage et V_n sa tension en charge. I est le courant de pont au repos.

Admettons une loi de l'émission secondaire de la forme :

$$\delta = AV^{3/4} \quad (2)$$

qui convient bien aux photomultiplicateurs et aux tensions usuels.

Par suite : $\delta_n = \delta(1 + \varepsilon_n)^{3/4}$, en désignant désormais par δ le gain au repos du $n^{\text{ème}}$ étage. L'expression (1) est donc une relation de récurrence, implicite et compliquée. Pour calculer ε_n , nous utiliserons un développement limité au 2^e ordre par rapport à la

variable $\alpha = G \frac{i_k}{I}$, qui est sans dimensions comme $\varepsilon_n \cdot G$ est le gain à vide du P.M. ; si N est le nombre de dynodes, $G = \delta^N$.

Les calculs, laborieux, donnent, en se limitant au 2^e ordre :

$$\varepsilon_n = \left(\rho - \frac{\delta^{n-1}}{G} \right) \alpha + \frac{3}{4} \rho \left\{ \frac{\delta^2}{\delta^2 - 1} \cdot \frac{N}{N+1} \left[1 - \frac{2}{N(\delta-1)} \right] - (n-1) \frac{\delta^{n-1}}{G} + \frac{N+1}{\delta} \cdot \frac{\delta^{2n-2}}{G^2} \right\} \alpha^2 + \dots \quad (3)$$

avec :

$$\rho = \frac{\delta}{\delta-1} \cdot \frac{1}{N+1}$$

On voit que la loi de distribution des potentiels en charge en fonction du rang de la dynode n'est pas simple, et qu'elle dépend directement du courant cathodique.

La variation relative du gain total est :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{G - G}{G} = [(1 + \varepsilon_1)(1 + \varepsilon_2) \dots (1 + \varepsilon_N)]^{3/4} - 1 \quad (4)$$

où G est le gain en charge.

On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta G}{G} = & \frac{3}{4} (1 - \rho) \alpha + \\ & + \frac{9}{16} \rho \left\{ N \rho \left[N \frac{3\delta+1}{2\delta+2} - \frac{2\delta}{\delta^2-1} - \frac{1}{2} \right] + \frac{\delta+1}{(\delta-1)^2} + \right. \\ & \left. + \frac{N+1}{\delta(\delta^2-1)} \left[2 - \frac{\delta-1}{6} \right] - \frac{1}{\delta-1} \left[2N - \frac{1}{3} \right] \right\} \alpha^2 + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

Conséquences : le gain en charge est de la forme :

$$G = G(1 + \frac{\Delta G}{G}) = G(1 + a_1 i_k + a_2 i_k^2 + \dots)$$

Dans le montage classique, le P.M. n'est pas un amplificateur linéaire de courant, même pour de courants faibles, par le seul effet des courants de dynodes.

L'importance de cet effet est mise en évidence par la relation :

$$i_k + i_1 + \dots + i_N = i_A \quad (6)$$

qui se démontre à partir des équations de KIRCHHOFF.

La somme du courant de cathode et des courants de dynodes est égale au courant anodique.

Vérification expérimentale : Les courbes de la figure 2 représentent les résultats de HARRIS et FLAGGE [3],

traduits en paramètres ε_n et $\beta = \frac{i_A}{I} = \alpha \left(1 + \frac{\Delta G}{G} \right)$.

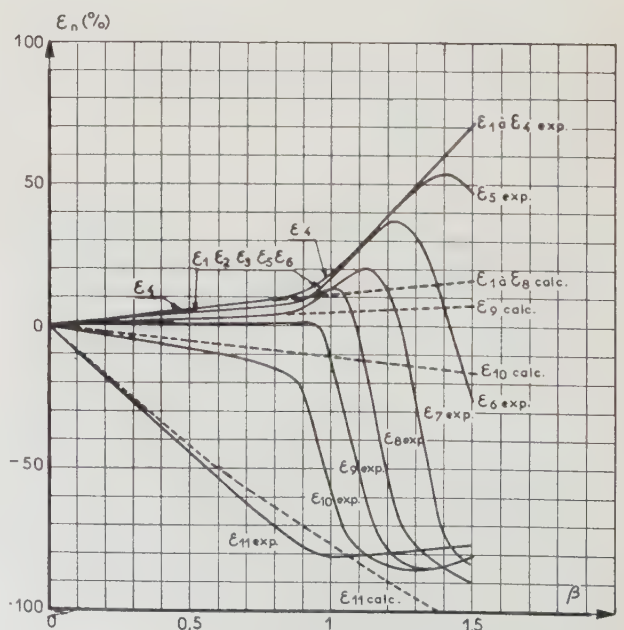


FIG. 2

La figure 3 représente la distorsion du gain total en fonction de l'amplitude du courant anodique.

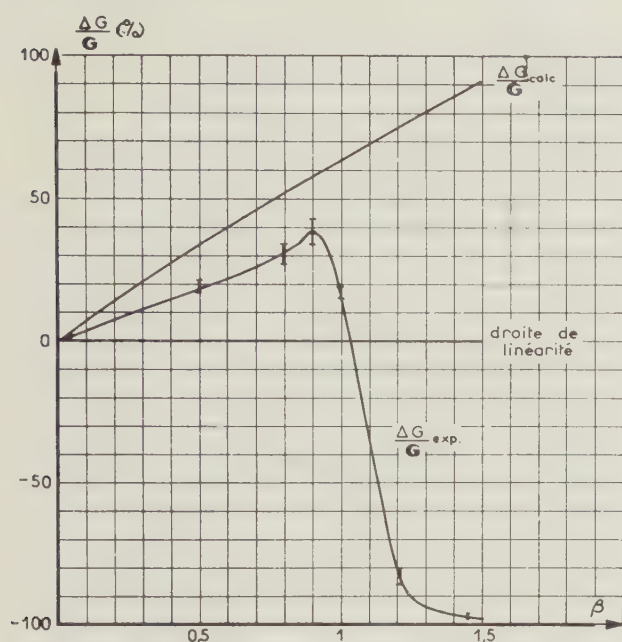


FIG. 3

On peut être surpris de son importance: pour $i_A \approx I$, $\frac{\Delta G}{G}$ est de l'ordre de 40 %, puis le gain tend rapidement vers 0. Ceci explique les erreurs commises en mesurant le gain d'un P.M. en courant continu avec le montage classique à une seule haute tension.

La concordance entre les courbes calculées et expérimentales est très bonne: les différences sont dues surtout à l'inégalité des résistances d'alimentation, et aussi à la représentation imparfaite de la loi de l'émission secondaire (relation 2). Au delà de $i_A = I$, les différences proviennent des termes du 3^e ordre en α , dont l'importance est très visible sur la figure 2; mais les calculs deviennent inextricables.

Conclusions :

Il est illusoire de pousser la stabilisation de la haute tension dans l'espoir d'améliorer la linéarité du gain. Il est indispensable de combattre l'effet des courants de dynodes.

— La courbe de distorsion du gain montre qu'il se produit un tassement des amplitudes autour du point $i_A = I$.

— Les courbes $\varepsilon_n(\beta)$ accusent d'importantes surtensions en charge au 1^{er} étage, d'autant plus dangereuses que sa tension d'alimentation à vide est souvent choisie supérieure à celle des autres étages. Ces surtensions favorisent les claquages, et le bombardement de retour par les ions, d'où une augmentation du bruit de fond du P.M.

— On voit que la plus forte chute de tension en charge est subie par l'étage anodique. C'est cette

chute de tension qui crée un relèvement des tensions des autres étages (qui eux contribuent au gain) et par conséquent une augmentation du gain du P.M. Cette observation expérimentale a été faite par COUSINS [4]: le gain dépend de la tension en charge de l'étage anodique. On est ainsi amené logiquement à stabiliser la tension de l'étage anodique par une alimentation séparée.

Sortie sur une dynode :

Le gain à vide du P.M. est, avec sortie sur la $n^{\text{ème}}$ dynode :

$$G_d = \delta^n - \delta^{n-1}$$

Le gain en charge est :

$$G_d = \delta^n [(1 + \varepsilon_1) \dots (1 + \varepsilon_n)]^{3/4} - \delta^{n-1} [(1 + \varepsilon_1) \dots (1 + \varepsilon_{n-1})]^{3/4}$$

La tension du $n^{\text{ème}}$ étage est modifiée par la résistance de charge R_d . On constate qu'aucune valeur de R_d ne peut annuler le taux de distorsion $\frac{\Delta G_d}{G_d}$ au 1^{er} ordre. Dans le meilleur des cas, qui est celui de la sortie sur la dernière dynode, la distorsion est pratiquement inchangée par rapport au cas de la sortie anodique.

2. Montage à 2 hautes tensions

a. sortie anodique

Alimentons le P.M. au moyen de 2 hautes tensions stabilisées en série, connectées à la dynode D_{N-q} (fig. 4), et considérons le cas de la sortie anodique.

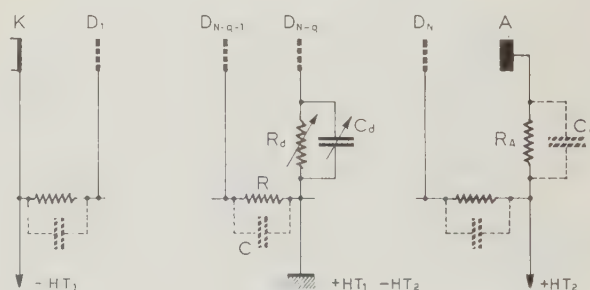


FIG. 4

Les calculs précédents peuvent être repris, avec pour paramètre supplémentaire le nombre q de dynodes alimentées indépendamment avec l'anode. Les développements limités au 2^e ordre de ε_n et de $\frac{\Delta G}{G}$ sont trop compliqués pour être reproduits ici.

On trouve encore une distorsion relative du gain anodique de la forme :

$$\frac{\Delta G}{G} = A_1 \alpha + A_2 \alpha^2 + \dots$$

A_1 ne dépend pas du nombre total de dynodes N , et ne s'annule que pour $q = 0$.

A_2 a une expression très compliquée, fonction de N , δ , et q . Nous donnons seulement les résultats numériques dans un cas moyen : $N = 10$ dynodes ; gain d'étage : $\delta = 4$, soit un gain total au repos : $G = 10^6$ (v. fig. 5 et 6).

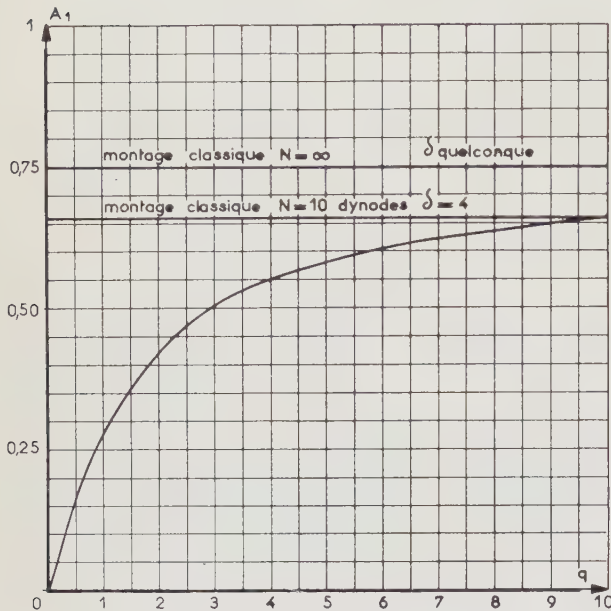


FIG. 5

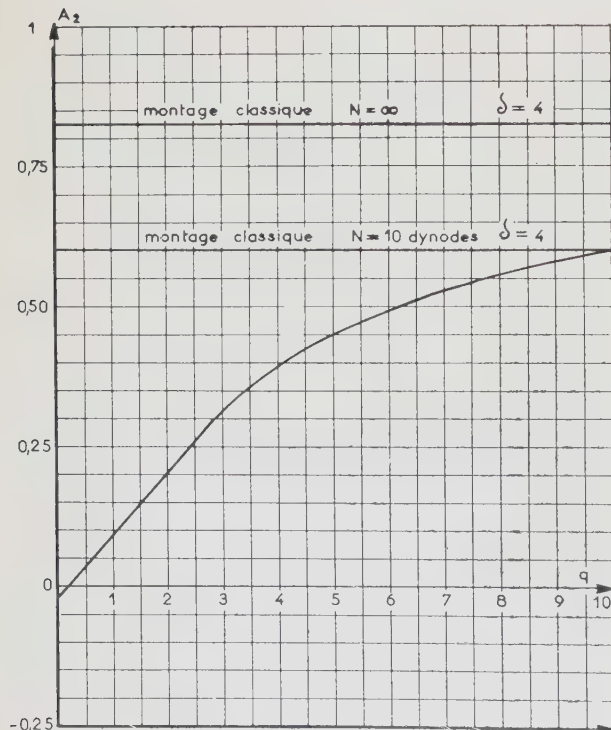


FIG. 6

A_1 et A_2 sont toujours inférieurs à leur valeur dans le montage classique, et augmentent rapidement avec q .

Le cas le plus intéressant est celui où $q = 0$. L'expression générale de la distorsion à l'anode est alors :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{9}{16} \cdot \frac{1}{(\delta-1)^2} \left[-\frac{1}{2} + \frac{2}{3N} + \frac{1}{\delta+1} \left(1 - \frac{\delta-1}{6} \right) \right] \alpha^2 + \dots \quad (7)$$

On a obtenu une régulation au 2^e ordre. Avec les P.M. usuels, $\frac{\Delta G}{G}$ est de l'ordre de 2 % pour $\alpha = 1$,

ou $i_A \div I$, soit i_A de l'ordre de 1 mA. Ce cas est celui d'une alimentation indépendante de l'étage anodique seul (fig. 7).

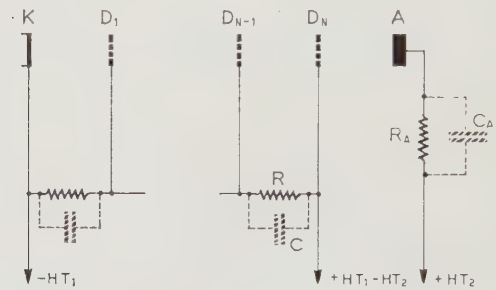


FIG. 7

Ce montage simple a un grand intérêt pratique, en particulier pour la mesure du gain d'un P.M. en courant continu.

Notons que c'est ce montage qui répond directement à notre observation concernant la tension de l'étage anodique.

b. Sortie sur une dynode (voir figure 4)

La condition de régulation au 1^{er} ordre est que la résistance R_d , qui joue aussi le rôle de charge, soit donnée par :

$$\frac{R_d}{R} = \frac{1}{\delta(\delta-1)} \left[1 - \frac{\delta}{\delta-1} \cdot \frac{1}{N-q} \right] \quad (8)$$

R représente ici la résistance d'alimentation du $(N-q)^{\text{ème}}$ étage, non nécessairement égale aux autres.

Le réseau de courbes de la figure 8 donne les variations de $\frac{R_d}{R}$ en fonction de $(N-q)$ et δ .

L'expression au 2^e ordre de $\frac{\Delta G_d}{G_d}$ est compliquée ; elle a été calculée numériquement dans tous les cas pratiques, $(N-q)$ variant de 4 à 20, et δ variant de 2,5 à 7 (voir figure 9).

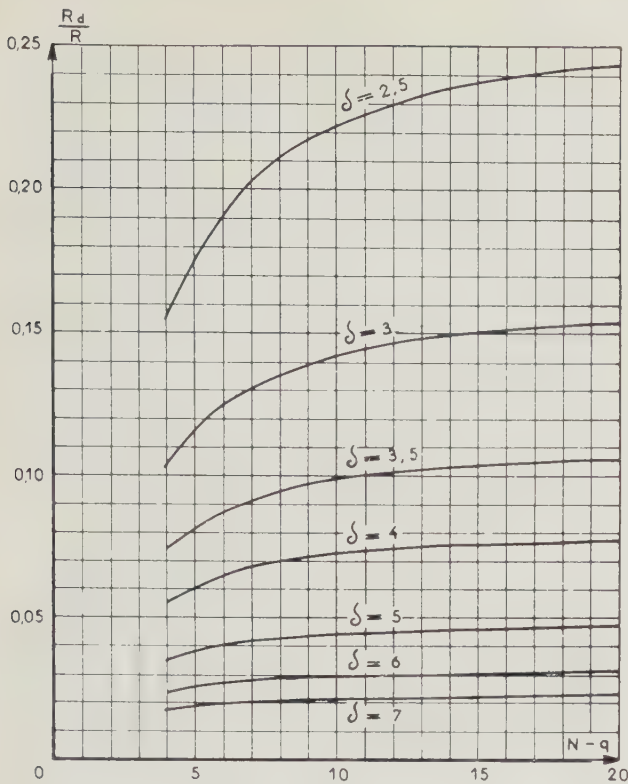


FIG. 8

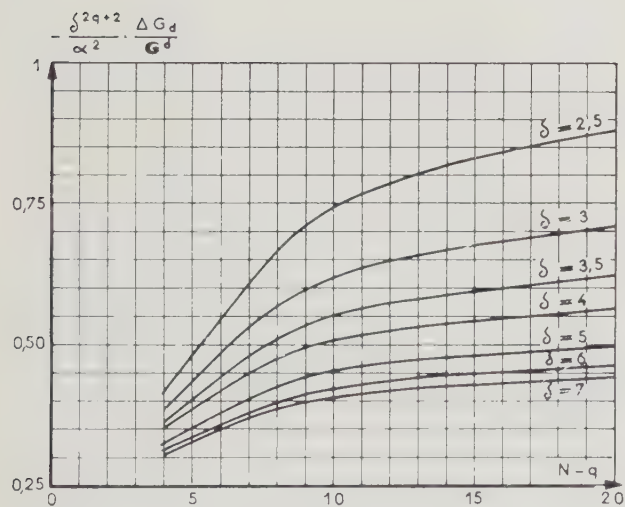


FIG. 9

B. ETUDE EN COURANT ALTERNATIF

Cette étude s'appuie sur deux résultats classiques :

- un courant variable peut toujours être décomposé en composantes de fréquence sinusoïdales ;
- Un courant sinusoïdal d'amplitude I et de pulsation ω se partage dans un circuit RC de manière que l'amplitude complexe du courant dans la résistance

soit :

$$\tilde{J}_R = I \cos \phi \cdot e^{-j\phi} \tag{9}$$

avec :

$$\operatorname{tg} \phi = RC \omega \tag{10}$$

Par ailleurs, nous supposons essentiellement que la multiplication par émission secondaire n'introduit qu'une augmentation d'amplitude sans déphasage. Cette hypothèse peut ne pas être valable aux fréquences les plus élevées que transmet le photomultiplicateur.

1. Montage classique

On ajoute souvent, surtout aux derniers étages, des capacités de découplage inégales, dans le but d'intégrer partiellement les variations de potentiel dues aux courants de dynodes.

En fait, le courant total d'alimentation du $n^{\text{ème}}$ étage, somme du courant de repos I et des courants de dynodes, a pour expression exacte :

$$I_n = I + i_k \left[\frac{1 + \delta_1 + \dots + \delta_1 \dots \delta_N}{N + 1} - \delta_1 \dots \delta_{n-1} \right] \tag{11}$$

i_k , donc I_n , et par suite δ_n , sont développables en série ou en intégrale de FOURIER : ils ont chacun une composante continue, et des composantes sinusoïdales. I_n a pour composante moyenne au 1^{er} ordre :

$$I_n = I + i_k G \left(\rho - \frac{\delta^{n-1}}{G} \right)$$

et pour composante de pulsation ω , au 1^{er} ordre :

$$I_n(\omega) = i_k(\omega) \cdot G \left(\rho - \frac{\delta^{n-1}}{G} \right)$$

En ce qui concerne la composante continue, déjà étudiée, observons seulement que l'introduction de capacités de découplage sur les derniers étages n'apporte aucune amélioration de la distorsion moyenne du gain total, puisque la composante continue traverse uniquement les résistances d'alimentation.

La composante $I_n(\omega)$ est proportionnelle à $i_k(\omega)$ (au 1^{er} ordre) et en phase avec lui. L'amplitude complexe de la tension du $n^{\text{ème}}$ étage est, pour cette composante :

$$U_n(\omega) = R \tilde{J}_{nR}(\omega) = R i_k(\omega) G \left(\rho - \frac{\delta^{n-1}}{G} \right) \cos \phi_n \cdot e^{-j\phi_n}$$

avec : $\operatorname{tg} \phi_n = \phi RC_n \omega$.

Si tous les ϕ_n sont égaux, tous les calculs faits en courant continu au 1^{er} ordre restent valables, à une similitude près. Il n'y a donc aucune régulation possible au 1^{er} ordre.

Si les ϕ_n sont inégaux, les variations relatives de tension sont inégales et sont cumulatives (v. formule 4). Si les capacités, par exemple celles des derniers étages, sont assez grandes, ces variations sont négligeables,

mais elles subsistent sur tous les autres étages. Notons que la valeur des capacités de découplage commande uniquement celle de RC_n donc de ϕ_n , et qu'elle n'a aucun rapport avec le gain d'étage δ . La loi de récurrence :

$$C_n = \frac{\delta^{n-1}}{G} C_{N+1} \text{ habituellement choisie n'a}$$

donc aucune justification.

L'intérêt des capacités de découplage est essentiellement de réduire l'amplitude des composantes résistives $I_{nR}(\omega)$. La meilleure solution, avec le montage à une seule haute tension, consiste donc à rendre identiques et les plus grandes possibles toutes les constantes de temps.

Mais la distorsion moyenne, subsiste, ainsi que les fluctuations les plus lentes : pour des raisons d'encombrement, il semble difficile de descendre au-dessous de quelques kHz.

En impulsions, de fréquence et d'amplitude aléatoires, ces fluctuations de gain se traduisent par un défaut de linéarité et un élargissement des raies, même si la haute tension était parfaitement stabilisée.

En résumé, le montage classique des photomultiplicateurs, avec une seule haute tension, et ceux qui en dérivent, présentent un grave défaut de linéarité du courant de sortie, en courant continu et variable.

2. Montage à deux hautes tensions

a. sortie dynodique (voir figure 4)

Il est facile d'étendre la régulation au cas du courant alternatif. La condition est la proportionnalité des composantes alternatives aux composantes continues, qui sont déjà régulées. Cela se traduit, d'après les relations (9) et (10), par l'égalité des constantes de temps :

$$R_1 C_1 = R_2 C_2 = \dots = R_{N-q} C_{N-q} = R_d C_d \quad (12)$$

L'égalité des autres constantes de temps n'est nécessaire qu'en cas d'utilisation de la sortie anodique.

Dans ces conditions, la régulation est valable pour chaque composante de fréquence, prise individuellement. C'est la propriété la plus précieuse du montage. D'après le principe de superposition, la régulation est réalisée en courant non périodique et en impulsions.

Ce système d'asservissement du courant de sortie, d'une grande simplicité, présente l'avantage d'une linéarité poussée en courant continu et alternatif, indépendante de la fréquence. En outre, il permet d'effectuer des mesures non linéaires à l'anode (mesures de temps), tandis que les mesures d'énergie sont faites à la sortie dynodique.

Le calcul de la régulation est valable en courant continu pour $i_A \leq I$, soit de l'ordre de 1 mA. En courant alternatif, la régulation est réalisée a fortiori " α (est multiplié par $\cos \phi$)". On peut donc prendre $\alpha = 1$ comme base du calcul de la régulation. Avec les photomultiplicateurs classiques, ce domaine couvre en pratique largement celui des mesures par scintillation à basse

énergie ⁽²⁾. On choisit un taux de distorsion $\frac{\Delta G_d}{G_d}$;

le nombre de dynodes N et le gain d'étage δ étant données, le graphique de la figure 9 donne q , nombre de dynodes alimentées séparément avec l'anode. On en déduit R_d au moyen du graphique de la figure 8. Il suffit alors d'égaliser $R_d C_d$ aux autres constantes de temps.

b. Rapidité de réponse du photomultiplicateur :

En courant alternatif, la fréquence maximale du signal de sortie est de l'ordre de $1/R_d C_d$. En impulsions, la durée d'une impulsion est de l'ordre de $R_d C_d$. D'après la condition (12), la rapidité de réponse du P.M. est donc essentiellement liée à son mode d'alimentation.

Avec les alimentations stabilisées classiques, I est de l'ordre de 1 mA, les tensions d'étage de 100 V, donc R est d'environ 100 k Ω . Les capacités parasites sont de l'ordre de 10 pF, et la constante de temps RC est d'environ 1 μ s. C'est exactement ce qui est nécessaire pour faire de la spectrométrie classique par scintillation. Observons que, dans ces conditions, une seule capacité, C_d est à ajouter au montage.

Si l'on veut diminuer la constante de temps du système, on peut essentiellement agir sur R , c'est-à-dire augmenter le courant de repos I . Avec les gains d'étages usuels ($\delta \simeq 4$), R_d/R est de l'ordre de 0,1. R_d ne peut être inférieur à l'impédance caractéristique du câble de sortie ($\simeq 100 \Omega$), donc $R \simeq 1\,000 \Omega$ et $RC \simeq 10^{-8}$ s.

On peut alors atteindre le domaine des scintillateurs organiques. Mais le montage est mal commode (grande dissipation des résistances d'alimentation), et la Spectrométrie rapide reste réservée à la sortie anodique, qui n'est pas linéaire en général.

D'autre part, la sortie dynodique présente un autre défaut. L'amplitude du courant de sortie est très inférieure à celle du courant anodique. En spectrométrie classique, cela n'est pas gênant, car le signal est amplifié avant d'attaquer le sélecteur. Par contre, en électronique rapide, on désire un courant élevé sans amplification postérieure au P.M. Avec les gains habituels, la sortie anodique devient nécessaire.

c. sortie anodique

Le montage de la figure 7 présente l'intérêt de fournir une linéarité convenable — mais non réglable — en courant continu. En courant alternatif, le taux de distorsion a pour valeur, pour une composante de fréquence donnée :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{A_2}{1 + R^2 C^2 \omega^2} \left[\frac{i_A(\omega)}{I} \right]^2 + \dots \quad (13)$$

⁽²⁾ Il n'en est pas de même avec les P.M. rapides actuels, à gain élevé. Ces tubes ne sont utilisables avec sortie dynodique que si l'on réduit leur gain à une valeur classique. Comme nous allons voir que la sortie dynodique ne se prête pas aux mesures rapides, on en conclut que celle-ci ne convient qu'aux P.M. classiques.

où A_2 a la valeur donnée par la formule (7). Les constantes de temps du pont sont supposées identiques et on néglige les déphasages. Le taux de distorsion est donc une fonction décroissante de la fréquence ayant pour maximum sa valeur en courant continu.

Le montage convient bien à la spectrométrie au moyen de P.M. classiques, dans lesquels les composantes du courant anodique ont des amplitudes de l'ordre du courant de repos I . Mais les P.M. modernes débitent, en vue des mesures rapides, un courant anodique élevé, très supérieur à I (plusieurs centaines de mA), surtout si l'on adopte une répartition progressive des tensions de manière à reculer l'effet de charge d'espace.

Dans ces conditions, surtout si le taux de comptage est grand, les composantes à basse fréquence et continue peuvent devenir importantes. Comme on ne peut guère augmenter les capacités du pont, on est conduit, même en spectrométrie classique, à augmenter considérablement I : on fera appel à des impulsions de haute tension, qui seront ici des impulsions de courant, les tensions d'alimentation restant classiques [5, 6, 7]. Les constantes de temps du pont seront évidemment toutes égales, et indépendantes de la constante de temps d'anode. Pour conserver un front raide des impulsions d'alimentation, on choisira ces constantes très courtes (10^{-9} s par exemple, avec des capacités réduites à celles du montage).

Par ce procédé, il est possible de faire de la spectrométrie avec une haute linéarité dans le domaine de la nanoseconde, même avec des taux de comptages élevés. On observera l'importance de la puissance instantanée d'alimentation nécessaire au P.M. (de l'ordre du kW), pour réaliser des mesures fines, en temps, énergie et résolution, quel que soit le taux de comptage.

d. *Vérification expérimentale* : le montage à sortie dynodique a été expérimenté avec succès avec un 53AVP RADIOTECHNIQUE. On avait : $R = 100 \text{ k}\Omega$; $C = 30 \text{ pF}$; $R_a = 7,5 \text{ k}\Omega$; $C_a = 400 \text{ pF}$, avec un gain d'étage de près de 4. Le taux de comptage des rayonnements γ de ^{60}Co a été fait varier de 250 cp/s à 11 000 cp/s, avec une bonne concordance des spectres d'énergie obtenus dans les deux cas.

On peut considérer cette expérience comme une bonne vérification des calculs et du principe du montage à deux hautes tensions. Nous ne disposons pas de sources permettant d'augmenter le taux de comptage et l'énergie des rayonnements incidents. Mais il semble acquis que ces performances puissent être largement dépassées par le P.M. ; cela ne peut être vérifié qu'à condition que le sélecteur puisse suivre sans saturation.

En conclusion, on peut dire que le problème de la linéarité des photomultiplicateurs en amplitude et en fréquence, a été résolu dans toute la bande passante des P.M. les plus rapides actuels, par les montages des figures 4 et 7.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] RAFFLE J.F., ROBBINS E.J. — *Proc. Phys. Soc.*, 1952, B, 65, n° 5, 320-4.
- [2] FOUCHER R., DICK L., PERRIN N., VARTAPETIAN H. — *J. Phys. Rad.*, 1957, t. 18, n° 3, 54A-57A.
- [3] HARRIS O.R., FIAGGE B. d'E. — *IRE Trans. Nucl. Sc.*, Vol. NS-4, n° 1, Mars 1957.
- [4] COUSINS A.W.J. *Observatory*, 1959, Vol. 79, n° 909, 57.
- [5] POST R.F., *Nucleonics*, 1952, 10, n° 5, 46-50.
- [6] HAWLICZEK F. — *Oesterr. Akad. Wissensch. Sitz. Ber. Abt. II*, 1955, 164, n° 5-7, 241-53.
- [7] SINGER S., NEHER L.K., RUEHLE R.A. — *Rev. Sc. Instr.*, 1956, 27, n° 1, 40-3.

LES CÂBLAGES IMPRIMÉS LEUR CONTRIBUTION A LA FIABILITÉ, LEURS POSSIBILITÉS DANS LA MINIATURISATION

PAR

J. MARZIN

*Laboratoires Circuits Imprimés Professionnels
COPRIM (Evreux)*

1. — Généralités

Les câblages imprimés ou circuits imprimés (nous emploierons indifféremment les deux termes) ont, à l'origine de leur mise en œuvre, suscité énormément d'intérêt, essentiellement comme procédé économique de câblage en grandes séries et également comme procédé devant en principe assurer une très bonne reproductibilité de ces câblages.

On s'est aperçu très rapidement que, les maladies de jeunesse de ce procédé ayant été faites, les câblages imprimés présentaient en outre un énorme intérêt en ce qui concerne leur fiabilité et, dans certains cas d'application, leurs propriétés mécaniques, en particulier vis-à-vis des fortes accélérations.

Actuellement, on peut dire que le circuit imprimé est un procédé extrêmement répandu dans l'électronique mais qu'il a singulièrement dépassé ses objectifs primitifs. En effet, s'il a conquis une grande partie du marché grand public, et plus spécialement du marché grand public des récepteurs miniatures, il n'est pas universellement adopté dans ce domaine ; en revanche dans le domaine professionnel, qu'il s'agisse de matériel militaire, de matériel de télécommunications ou de machines à calculer, il s'impose de plus en plus, essentiellement par le fait qu'il apporte une grande fiabilité, une parfaite reproductibilité et des possibilités très intéressantes de miniaturisation.

Nous espérons, dans l'exposé qui suit, montrer que les circuits imprimés renferment dans leurs techniques avancées des possibilités encore incomplètement exploitées et de substantielles promesses en ce qui concerne leur introduction dans les techniques microminiatures.

2. — Matériaux de base

Le matériau de base servant à la confection des circuits imprimés est bien connu. Il se présente soit sous forme d'une feuille de cuivre plaquée sur un sup

port isolant (simple face) soit de deux feuilles de cuivre plaquées recto verso sur l'isolant (double face). On trouve bien entendu une grande variété d'épaisseurs d'isolant et d'épaisseurs de cuivre. D'autres circuits imprimés peuvent être obtenus soit sur des supports souples, soit en utilisant des métaux autres que le cuivre. Ces circuits imprimés spéciaux sont actuellement destinés à des usages assez particuliers et ils sortent du cadre du présent article.

Les épaisseurs courantes d'isolant utilisées sont comprises entre quelques dixièmes de millimètres et 1 ou 2 millimètres, les épaisseurs de cuivre étant le plus souvent de $35\ \mu$ ou de $70\ \mu$. Les propriétés mécaniques et la plupart des propriétés électriques du circuit, hormis la résistance des conducteurs, dépendent essentiellement du matériau de base.

Nous avons assisté ces dernières années à de grandes améliorations de ces matériaux supports, améliorations nécessitées par les exigences des utilisateurs qui réclament d'un appareillage électronique des performances plus poussées au fur et à mesure du progrès de la technique. En particulier ces performances électriques ont dû être singulièrement améliorées avec la miniaturisation des circuits et l'emploi de câblages double face.

Nous avons en ce moment à notre disposition un large éventail de matériaux de base qui se classent en deux grandes catégories : stratifiés papier et stratifiés verre. A l'intérieur de ces deux grandes catégories on trouve une très grande variété de produits dont le nombre augmente sans cesse et qui sont destinés à répondre aux différentes spécifications demandées par les utilisateurs. Si on considère par exemple les spécifications américaines il apparaît clairement que les différentes variantes de matériaux de base ont été établies en fonction de besoins très particuliers et leur très grande multiplicité, si elle montre que cette technique est extrêmement travaillée, montre également que les efforts ont été assez dispersés.

Parmi les stratifiés papier, se trouvent deux caté-

gories principales qui sont : les stratifiés phénoliques plus spécialement destinés aux utilisations grand public, les papiers époxy de performances plus poussées et destinés plus spécialement aux circuits imprimés industriels ou aux machines à calculer.

Parmi les stratifiés verre on trouve actuellement trois grandes catégories :

— les verres époxy caractérisés par une très bonne résistances aux agents chimiques,

— les verres silicones qui eux sont attaqués par les hydrocarbures et les solvants chlorés mais qui présentent en revanche d'excellentes qualités électriques en HF, une résistance mécanique remarquable ainsi qu'une bonne résistance à la chaleur,

— les verres téflon qui allient des qualités remarquables au point de vue résistance à la température, aux agents chimiques, ainsi qu'un très faible fluage et une reprise d'humidité pratiquement nulle.

Les verres téflon sont d'un prix très élevé et ne peuvent de ce fait être utilisés que pour des emplois bien précis, en outre ils sont très difficilement usinables.

3. — Elaboration des circuits à trous métallisés

Nous n'avons pas l'intention dans cet article de décrire les différents procédés de fabrication de circuits imprimés, ces procédés sont en général bien connus et d'ailleurs plusieurs articles leur ont été déjà consacrés dans la présente revue. En revanche, nous donnerons des indications générales en ce qui concerne la fabrication des circuits à trous métallisés ainsi que les résultats auxquels on peut parvenir tant au point de vue mécanique qu'au point de vue électrique.

3.1. USINAGE

L'usinage de la plaque de base avant son utilisation a une influence primordiale sur la qualité de la métallisation. On sait à l'heure actuelle réaliser des trous métallisés dans n'importe quel type de support mais, si les stratifiés papier peuvent être poinçonnés sans trop de clivage, il n'en va pas de même pour les stratifiés verre.

Le poinçonnage d'un stratifié verre produit non seulement du clivage mais un arrachement des fibres de verre, ce qui donne à la paroi du trou une surface déchiquetée qui compromet la qualité de la métallisation. On est donc conduit à percer des trous à l'aide d'un foret de carbure dont l'angle de coupe, la vitesse de rotation et la vitesse de pénétration sont bien déterminés. La précision du perçage est un élément très important surtout pour les circuits double face, il est courant que la précision exigée en ce qui concerne les entr'axes des trous soient de 0,02 mm. L'usinage exige donc l'emploi de calibres de très grande précision, les forets de carbure, du fait de leur fragilité, ne permettent pas l'usage des calibres classiques et exigent une vitesse de pénétration constante, cela oblige à l'emploi de perceuses automatiques qui seules permettent d'atteindre la précision et la qualité désirées pour le perçage.

3.2. MÉTALLISATION

Des procédés très différents, quant à leur principe et quant aux résultats obtenus sont actuellement connus pour obtenir la métallisation des trous. Parmi eux nous retiendrons trois procédés principaux :

3.2.1. Métallisation par badigeonnage

Dans ce procédé on badigeonne l'intérieur des trous à l'aide d'une pâte conductrice. Ce procédé essentiellement artisanal donne des résultats très irréguliers. Industriellement il ne peut guère être utilisé que de façon très occasionnelle et quand un nombre très réduit de trous est à métalliser. Nous ne citons ce procédé que pour mémoire.

3.2.2. Utilisation d'un matériau conducteur très divisé

Ce procédé comporte un très grand nombre de variantes. D'une façon générale on utilise un corps conducteur très divisé en suspension dans un liquide volatil. On peut utiliser pour cela des métaux (cuivre, argent) ou du graphite. Les surfaces à métalliser sont trempées dans la suspension ou reçoivent cette suspension sous forme de pulvérisations, les plaques sont séchées et, en utilisant la conductibilité du dépôt obtenu, sont rechargées électrolytiquement ; pour limiter les surfaces métallisées on peut soit utiliser des caches, soit enlever mécaniquement le dépôt pulvérulent aux endroits que l'on désire réserver.

3.2.3. Utilisation de métallisation chimique

Parmi les procédés utilisant la métallisation dite chimique on trouve ceux qui permettent la plus grande précision et qui sont d'un emploi très général (en particulier métallisation de trous de faible diamètre). Nous ne pouvons pas décrire dans ces lignes tous les procédés utilisés d'autant plus que certains parmi eux ne nous sont connus que dans leurs grandes lignes. Cependant les systèmes les plus couramment utilisés s'apparentent tous plus ou moins au procédé général que nous allons décrire.

— La première opération est le perçage des trous, ce perçage est exécuté avec les précautions indiquées ci-dessus.

— La deuxième opération est une métallisation chimique de la tranche des trous ; pour des raisons de commodité on pratique généralement une métallisation chimique générale de la plaque recouverte de ses feuilles de cuivre, il est évident que, dans ce cas, la métallisation du cuivre est un phénomène parasite ne jouant aucun rôle dans la suite des opérations. Bien entendu le fait de tremper du cuivre dans le bain de métallisation limite, dans une certaine mesure, le choix de ce bain. D'autre part on évite d'utiliser l'argent car celui-ci est susceptible de migrer sur le stratifié. En fait on utilise le plus généralement un bain de cuivrage chimique.

— La troisième opération consiste en un épaissement électrolytique de la mince pellicule conductrice déposée sur la tranche du trou. Pour les mêmes raisons que ci-dessus il est plus simple et plus économique de pratiquer cet épaissement sur la totalité de la surface de la plaque, cela ne gênera en rien les opérations ultérieures.

— Une quatrième opération assure un bouchage provisoire des trous ou une protection de leur tranche.

— La cinquième opération ne se différencie en rien des différentes opérations classiques pour l'obtention du dessin du circuit imprimé, on peut aussi bien utiliser le procédé de photogravure (pelliculage photogravure et attaque chimique) que les procédés au pochoir, ou les procédés de report par « offset ».

— La sixième opération consiste enfin à dissoudre la pellicule de protection, éventuellement on pourra dissoudre dans la même opération le bouchage ou la protection des trous à moins que cela fasse l'objet d'une opération séparée.

Le procédé décrit, très simple dans son principe, demande cependant un outillage spécialisé et une très grande précision dans sa mise en œuvre.

3.3. FINITION

Plus spécialement dans les applications professionnelles les circuits imprimés sont très rarement utilisés à l'état brut. Il est en effet souvent nécessaire de protéger la surface du cuivre par un revêtement, tantôt métallique, tantôt constitué par un vernis, ou même par la superposition des deux, afin d'améliorer les propriétés électriques, mécaniques ou climatiques du câblage.

La nature du revêtement dépend du but recherché, ce dernier est, suivant le cas, soit une amélioration de la soudabilité, soit une protection contre la corrosion, soit une diminution des résistances, éventuellement des forces électro-motrices, de contact, soit enfin un accroissement de la résistance mécanique de la surface vis-à-vis des frottements ou de la pression.

3.3.1. Amélioration de la soudabilité

Les finitions les plus courantes destinées à améliorer la soudabilité sont constituées par des revêtements électrolytiques d'étain pur ou d'alliage étain-plomb

dont l'épaisseur varie de 5 à 15 μ . Notons qu'un circuit doré, même d'une très mince couche d'or se soude en général très bien.

3.3.2. Protection contre la corrosion

Tous les dépôts métalliques usuels assurent une certaine protection contre la corrosion. Cependant, sauf dans le cas du circuit « une face » entièrement étamé lors de la soudure des composants, il existera en général une différence entre le métal de la soudure et celui des conducteurs, ce qui entraîne une certaine vulnérabilité à la corrosion. Celle-ci cependant est fortement diminuée par l'emploi de couches d'alliages étain-nickel ou étain-cuivre.

3.3.3. Protection mécanique

Lorsque des circuits sont destinés à être enfichés dans des connecteurs ou s'ils constituent par exemple des pistes de commutateurs, on doit déposer sur la surface du cuivre une couche mécaniquement très dure offrant des résistances et des forces électro-motrices de contact aussi faibles que possible.

Les revêtements les plus courants sont : soit l'étain-nickel, soit l'or, soit encore le rhodium, ces deux derniers corps étant déposés sur une couche de nickel électrolytique de 10 à 15 μ d'épaisseur. Une couche d'or, d'épaisseur moyenne 5 μ , présente d'excellentes propriétés électriques et mécaniques (de nombreuses mesures ont montré que la résistance entre un circuit doré et une lame de contact également dorée était généralement inférieure à 2 m Ω). Le rhodium est surtout utilisé lorsque la surface est soumise à des frottements répétés, l'épaisseur du dépôt n'excède jamais 1 ou 2 μ .

3.3.4. Stockage intermédiaire

De nombreux produits peuvent être utilisés pour protéger le circuit durant la période de stockage des circuits imprimés avant leur utilisation. Il s'agit soit

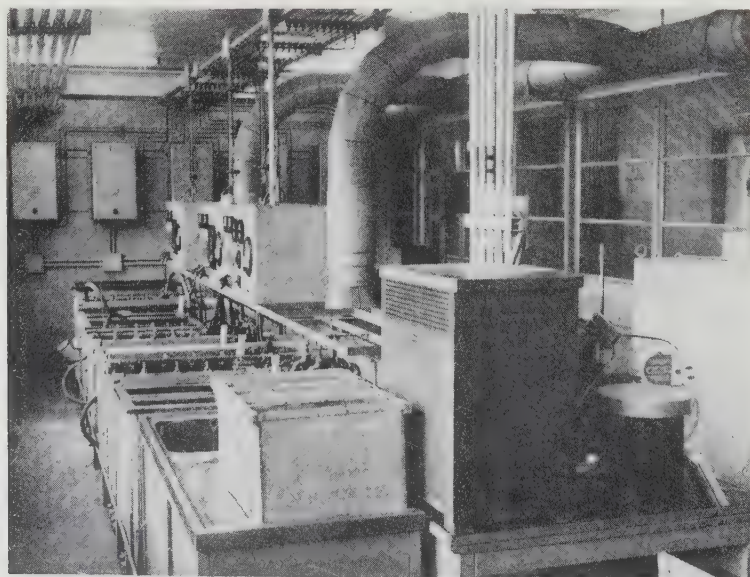


FIG. 1. — Une partie des ateliers de fabrication des Circuits Imprimés Professionnels : les traitements chimiques.

de vernis protecteurs jouant le rôle de flux de soudure, soit de vernis hydrofuges ne gênant pas par la suite les opérations de soudure. Ces vernis sont surtout utilisés quand les câblages imprimés sont destinés à être entièrement étamés lors de leur utilisation.

3.3.5. Protection finale

Après le câblage des différents éléments, il est souvent nécessaire de protéger le sous-ensemble ainsi constitué contre toutes les agressions extérieures ; la nature de la protection dépend évidemment des conditions d'utilisation des circuits. Cette protection est assurée par des matériaux stables, étanches et de bonne qualité électrique.

Dans tous les cas, comme les circuits ne sont pas entièrement exempts des résidus de flux de soudure, il est nécessaire de s'assurer de la compatibilité de ce flux et du matériau servant à la protection finale.

Ces revêtements protecteurs peuvent être appliqués : soit par trempage, soit par application à la brosse, soit par pulvérisation ; ils sont en général soit à base de résines phénoliques, époxy, silicones ou polyuréthanes, ces dernières présentent l'avantage de permettre la soudure, donc d'être favorables à d'éventuelles réparations.



FIG. 2. — Coordinatographe. Réalisation d'un dessin modèle au coordinatographe. Cet appareil permet de dessiner et d'effectuer tous contrôles sur la géométrie des circuits imprimés avec une précision de $\pm 3/100$.

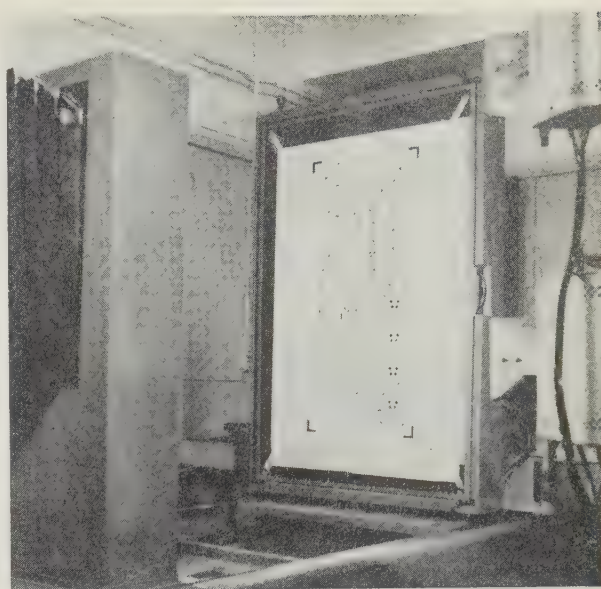


FIG. 3. — Réduction photographique du dessin modèle. Cette opération doit être effectuée avec une précision rigoureuse. Elaboration finale de l'image du circuit : elle doit s'effectuer avec le maximum de précision (tolérance finale inférieure à 5/100).

Lorsque les circuits sont utilisés dans des conditions sévères les protections par vernis ne suffisent plus, on doit alors faire appel à des techniques d'enrobage. Dans ce cas la qualité de l'enrobage dépend en grande partie de l'étanchéité des sorties de fils de connexions. Actuellement, on utilise pour ces sortes d'enrobage des résines époxy flexibilisées contenant des charges de natures diverses.

4. — Caractéristiques et contrôles

4.1. CARACTÉRISTIQUES GÉOMÉTRIQUES

Les premiers contrôles consistent à vérifier que les mensurations et la position du câblage par rapport aux repères sont conformes aux spécifications. La précision obtenue dépend des moyens de reproduction du dessin et des méthodes employées pour reporter le dessin du câblage sur le matériau de base. Seule la mise en œuvre de procédés très étudiés permet d'obtenir les précisions exigées par les utilisateurs. L'emploi de salles climatisées et de procédés de mesure et de contrôle de haute précision s'impose. On peut actuellement utiliser les méthodes de sérigraphie pour un grand nombre de cas où la photogravure semblait s'imposer. En effet, par l'emploi de pochoirs à tension réglable et dont on peut corriger mécaniquement les distorsions géométriques il est possible de fabriquer économiquement des circuits imprimés de grande précision en séries importantes. Les circuits imprimés obtenus sont d'un contrôle facile et sont exempts des



FIG. 4. — Retouche d'un cliché positif.

piqûres souvent rencontrées en photogravure. La photogravure demeure cependant le procédé de choix pour les petites séries ou pour les circuits à haute définition.

4.2. LES REVÊTEMENTS MÉTALLIQUES PROTECTEURS

Ces revêtements doivent présenter deux qualités essentielles : l'adhérence et la non porosité.

Il n'existe aucune méthode de mesure ou de contrôle de l'adhérence qui soit entièrement satisfaisante. Toutefois deux essais ont été normalisés. L'un consiste à inciser profondément la surface traitée selon un quadrillage, le revêtement ne doit pas s'écailler. Un autre consiste à limer le bord de la planche dans une région où se trouve du cuivre métallisé, on ne doit pas observer d'écaillage. Parfois on utilise l'arrachement d'un ruban adhésif fortement appliqué sur le circuit.

En ce qui concerne la porosité on a recours à des méthodes chimiques ou électro-chimiques d'examen. Nous donnerons comme exemple le cas du contrôle de la porosité d'une couche d'or déposée sur une sous-couche de nickel. Ce contrôle est effectué par un procédé électrolytique. Le processus est le suivant : la sous couche de nickel sert d'anode, la surface dorée est recouverte d'un papier imprégné d'électrolyte sur lequel appuie une cathode dorée. On fait passer pendant quelques instants entre les électrodes un courant d'intensité proportionnelle à l'aire intéressée du circuit ; le papier est ensuite plongé dans une solution de diméthylglyoxime. Le plus petit pore ou la plus petite fissure dans la couche d'or permet le passage, lors de l'électrolyse, d'ions nickel qui donnent sur le papier d'essai une tache rouge lorsqu'on le trempe dans la diméthylglyoxime. Ce procédé est prodigieusement sensible et, bien entendu, lors de sa mise en œuvre, il faut s'affranchir de toute poussière de nickel.

4.3. MÉTALLISATION DES TROUS

La métallisation des trous doit présenter les caractéristiques suivantes :

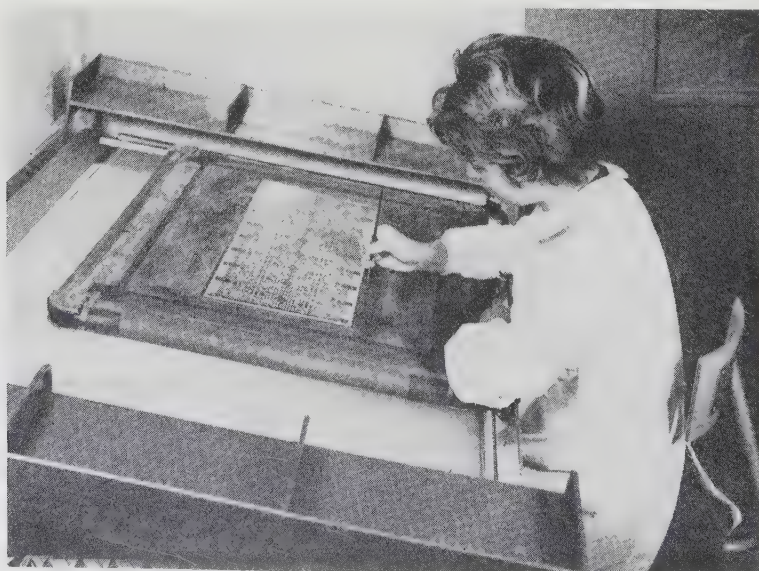


FIG. 5. — Retouche et contrôle d'un pochoir sérigraphique.



FIG. 6. — Crique décelée par la coloration rouge du nickel-diméthylglyoxime.



FIG. 7. — Coupe de la crique décelée par la diméthylglyoxime. On distingue nettement les couches métalliques superposées, cuivre de base, nickel de 15μ environ d'épaisseur et or de 5μ d'épaisseur. La dimension de la crique démontre l'efficacité de la méthode.

- bonne adhérence sur la tranche de la planche
- bonne mouillabilité par la soudure
- dans le cas des circuits double face (cas général) faible résistance recto-verso.

Ces caractéristiques sont observées sur des prélèvements. On pratique ainsi sur chaque lot de fabrication des coupes métallographiques (voir photogra-

phie), des essais de soudure, des essais de résistance entre faces et des essais mécaniques.

Les mesures de résistance électrique des trous métallisés sont effectuées sur des plaquettes double face comportant un seul trou métallisé. Par exemple pour une épaisseur de planche de 1,6 mm lorsque le diamètre du trou est supérieur à 1 mm, pour des épaisseurs moyennes de 15μ de cuivre déposé, la valeur de la résistance est inférieure à $1,5\text{ m}\Omega$.

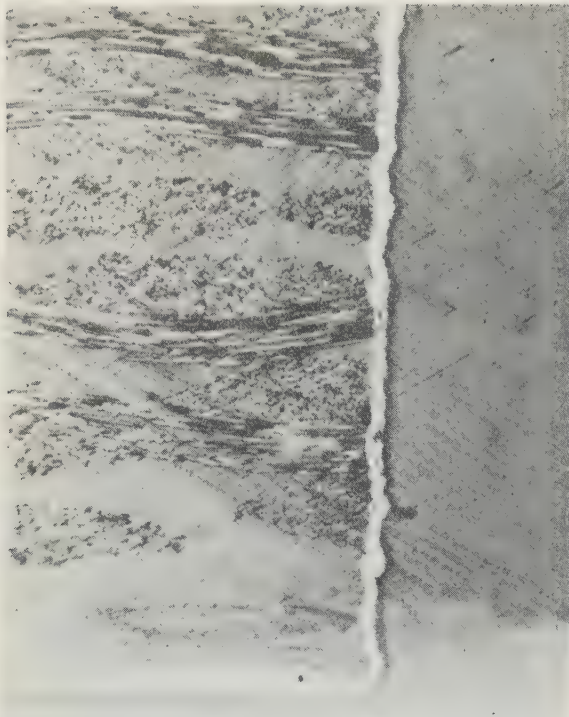


FIG. 8. — Coupe d'un trou métallisé. Epaisseur sur la paroi du trou : environ $10\ \mu$. Cette photo montre qu'il n'existe aucune discontinuité entre la surface du cuivre du stratifié et son recouvrement galvanique et permet de voir l'excellente adhérence entre ces couches.

Le tableau I donne quelques chiffres sur les résistances à la traction et à la torsion des connexions soudées dans des trous métallisés. Les matériaux de base sont du XXXP et du verre époxy G11. La traction est appliquée à un fil de fer étamé de diamètre de 0,9 mm.

TABLEAU I
ESSAIS DE TRACTION

Matériau de base	Diamètre du trou en mm	Charges de rupture en N
XXXP	2,5 côté éléments	280 – 300
XXXP	1,6 côté éléments	250 – 300
	1,6 côté cuivre	220 – 200
G 11	1,6 côté éléments	220 – 200
	1,6 côté cuivre	190 — 200

Les essais ont été effectués sur des trous métallisés comportant sur les faces du circuit imprimé des couronnes de cuivre de 1 mm de largeur

$10\ \text{N} \pm 1\ \text{kg}$ $0,1\ \text{mAN} \pm 1\ \text{kg/cm}$.

Le tableau II donne deux valeurs du couple de rupture à la torsion, mesuré sur un trou métallisé entouré d'une couronne de cuivre de 1 mm de largeur. Ce couple est appliqué à un fil de 1 mm de diamètre soudé dans le trou et plié à angle droit à environ 2,5 mm du circuit.

TABLEAU II
COUPLE DE TORSION

Matériau de base	Diamètre du trou en mm	Charges de rupture
XXXP	1,6	0,15 m Δ N
G 11	1,6	0,2 m Δ N

5. — Emplois des circuits imprimés à trous métallisés

Les circuits imprimés à trous métallisés, bien qu'étant plus coûteux que les circuits ordinaires présentent de tels avantages au point de vue fiabilité et facilité d'emploi qu'il est à souhaiter que leur usage se généralise.

En effet les soudures sont très sûres étant donné que l'étain doit remonter dans le trou et même déborder sur l'autre face et former ainsi une sorte de rivetage. Les résistances à la traction sont environ 7 à 8 fois supérieures à celles observées sur des circuits ordinaires. Enfin toute soudure défectueuse sera très visible ; en fait l'expérience montre qu'elles sont pratiquement inexistantes si toutes les précautions ont été prises.

D'autre part, les trous métallisés sont l'auxiliaire indispensable des circuits double-face ou multicouches et, de ce fait, des sous-ensembles miniatures.

6. — L'avenir des circuits imprimés professionnels dans les techniques miniatures et microminiatures

L'exposé qui précède montre que les circuits imprimés sont capables de s'adapter aux exigences de plus en plus sévères au point de vue performances et au point de vue fiabilité ; cependant, les circuits imprimés professionnels doivent maintenant s'adapter à l'utilisation des circuits miniatures et subminiatures. En fait, on peut constater qu'ils constituent une solution de choix en ce qui concerne ces circuits. Les procédés classiques de câblage conduisent à une filerie dont la miniaturisation est très difficile à concevoir et pour laquelle les chances d'erreurs de câblage sont d'autant plus grandes que la réduction des dimensions est plus poussée.

Les circuits imprimés à haute définition double face et à trous métallisés doivent pouvoir donner une solution sûre, très souple et très générale aux problèmes d'association des circuits microminiatures. Une nouvelle technique, séduisante au premier abord,

se développe actuellement : celle des circuits multicouches, qui utilise un empilage de circuits soit simple face, soit double face et qui doit permettre en principe de résoudre tous les problèmes topologiques. Le raccordement des différentes couches de ces circuits ne peut se faire que si l'on maîtrise parfaitement les problèmes de métallisation. De plus les entr'axes de connexions de circuits miniatures et subminiatures pouvant être de l'ordre du millimètre, il sera indispensable de fixer ces circuits au moyen de trous métallisés, les dimensions de ces entr'axes n'autorisant pas l'emploi de pastilles ou de lunules pour la soudure.

7. — Conclusion

Il apparaît de tout ce qui précède que la confection des circuits imprimés de technique avancée constitue une authentique spécialité, nécessite des investissements très importants et des spécialistes avertis, il est indispensable que les utilisateurs soient informés des possibilités offertes par ces techniques et collaborent étroitement avec les fournisseurs spécialisés afin d'utiliser pleinement les possibilités des circuits imprimés qui sont actuellement très loin d'être totalement exploitées.

PROGRAMMATION PAR MATRICE A TORES MAGNÉTIQUES D'UN APPAREIL DE CONTROLE AUTOMATIQUE PAR SOUS-ENSEMBLE

PAR

M. CHALEAT et B. LOSCUL

Laboratoires Mémoires COPRIM (Evreux)

Leurs très larges applications aux mémoires rapides des calculateurs électroniques et autres machines à traiter l'information font perdre de vue les intéressantes ressources offertes par les tores de ferrite à cycle d'hystérésis rectangulaire dans des domaines moins spectaculaires. Les tores se prêtent d'une manière sûre, commode et souvent économique à la construction de nombreux circuits de commutation utilisés par exemple en automatisation et en téléphonie. Notre objet est de décrire une mémoire d'instructions régissant les différentes opérations d'un appareil automatique de contrôle de sous-ensembles électroniques.

L'appareil de contrôle : son but, son organisation

Le sous-ensemble se présente sous la forme d'un panneau imprimé comportant entre 10 et 18 composants actifs ou passifs.

L'essai statique consiste à vérifier individuellement chaque élément présent sur le circuit.

La valeur des résistances et des condensateurs doit se tenir à l'intérieur des tolérances prescrites.

Les transistors doivent avoir gardé un gain supérieur au minimum et un courant inverse supérieur à la valeur minimale. De même pour les diodes dont le courant inverse et la tension directe doivent rester inférieurs aux valeurs maximales. Tous ces paramètres sont contrôlés au point de fonctionnement donné par le constructeur.

Le câblage imprimé doit être conforme au dessin et ne comporter ni cassures ni soudures résistantes ni court-circuits.

Toutes ces vérifications se ramènent à effectuer une comparaison entre la valeur de l'élément à mesurer et la valeur marginale acceptable en ne s'intéressant qu'au signe de cette comparaison. En général, cela conduit à deux opérations par composant,

Le sous-ensemble comporte 17 points de test (dont les prises normales d'utilisation font partie) parmi lesquels les points choisis peuvent être reliés à trois barres omnibus raccordées à un pont de comparaison dont l'une des branches comporte 14 résistances dans la série 0,5 — 1 — 2 — 2 — 4 — 10 — 20, etc. chacune pouvant être court-circuitée.

Ainsi les quatre chiffres significatifs peuvent être introduits sous la forme d'un nombre binaire décimal codé 4 2 2 1. La puissance de 10 applicable à la mesure est réalisée par des résistances insérées dans une autre branche du pont. Par une configuration judicieuse de l'autre partie du pont, il est possible de contrôler tous les types de composants à un point de fonctionnement limite spécifié. Un détecteur de zéro à forte amplification fournit un signal dont la polarité décide ou non du rejet.

L'établissement de tous les circuits de mesure est assuré par des relais à ampoule scellée. Ainsi l'appareil comporte cinq groupes de relais constitués de la façon suivante :

14 relais pour les chiffres significatifs

5 relais pour les puissances de 10

2 relais pour le sens du déséquilibre

6 relais pour la liaison des barres omnibus au pont de mesure ou à l'alimentation.

51 relais pour la liaison de chacun des 17 points de mesure à l'une des 3 barres omnibus.

L'essai complet du sous-ensemble comporte dans le cas du sous-ensemble le plus chargé, deux fois 18 mesures, soit 36 mots de 78 chiffres binaires. D'autre part, cet appareil est susceptible de contrôler 40 sous-ensembles différents et l'opérateur doit disposer commodément, par la simple manœuvre d'un poussoir parmi 40, du programme d'essai de chacun de ces sous-ensembles. Le nombre total de chiffres binaires à stocker est $40 \times 36 \times 78 = 112\,320$.

Mémoire

L'ensemble des informations requises pour assurer le fonctionnement automatique de l'appareil se ramène ainsi à une liste de 1380 mots de 78 signes binaires.

On aurait pu réduire le nombre de ces signes mais au prix d'un décodage des informations fournies par la mémoire. Or une mémoire permanente n'est rien d'autre qu'un organe de conversion d'un code (l'adresse) en un autre (l'information contenue à cette adresse). Aussi rien ne justifie a priori le choix d'un code plus économique en signes.

Une simplification importante est apportée par le fait que les 1 380 mots ne sont pas sollicités dans un ordre quelconque : seul l'accès aux groupes de 36 mots mesures doit rester arbitraire.

Les informations relatives à un groupe pourront être enregistrées dans une mémoire de 36 mots de 78 signes binaires, dont les mots seront extraits successivement.

Le caractère permanent des informations permet d'utiliser cette même mémoire pour les différents groupes dans la mesure où l'on possède un moyen de particulariser les cellules en fonction de chaque groupe.

La mémoire (fig. 1) se présente sous la forme d'une matrice unique de 36 × 78 tores à cycle d'hystérésis rectangulaire, ayant 3,8 mm de diamètre (type 6E1). Un fil de commande traverse les 78 tores de chaque ligne. Les 36 lignes sont commutées séquentiellement. A cet effet, elles sont reliées par autant d'interrupteurs à un générateur de courant commun. Les interrupteurs sont ouverts ou fermés en fonction des états d'un compteur binaire.

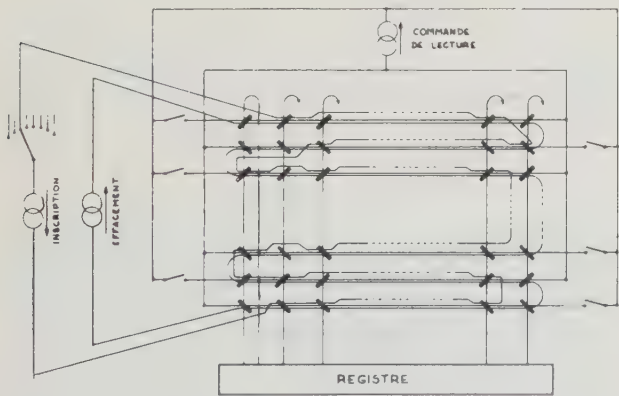


FIG. 1. — Mémoire.

A chaque groupe de 36 mesures, est associée une ligne d'inscription qui traverse les tores à requérir et permet de les placer dans l'état d'aimantation rémanente convenable. Le nombre de ces tores ne dépassant pas 24 par ligne de 78, le fil d'inscription agira au plus sur 864 tores. La ligne d'inscription correspondant au sous-ensemble à mesurer est sélectionnée par un clavier à touches.

Un fil de lecture traverse 3 fois les 36 tores de chaque colonne. L'application d'une impulsion de courant à une ligne de commande provoque l'inversion de l'aimantation des tores requis dont le sens était contraire à celui qu'impose le courant, d'où une variation de flux et un signal induit recueilli par les lignes de lecture correspondantes. Aux bornes des autres lignes de lecture apparaît un bruit dû à l'inclinaison du cycle d'hystérésis dans la région de saturation. Les réponses agissent sur un registre de 78 bascules remis à zéro avant chaque lecture.

Le déroulement des différentes opérations est schématisé sur le diagramme figure 2.

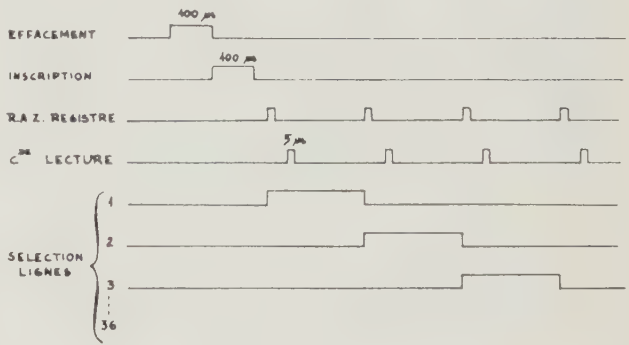


FIG. 2. — Diagramme.

Dispositifs associés

INSCRIPTION ET EFFACEMENT

L'inversion de l'aimantation d'un nombre indéterminé de tores par un seul conducteur commun peut résulter de l'application d'une tension ou d'un courant constant. Dans ce dernier cas, la durée du basculement ne dépend que de l'amplitude du courant, mais, la force contre-électromotrice proportionnelle au nombre de tores peut atteindre une valeur excessive.

Pour l'effacement ou l'inscription de n tores, n étant compris entre 0 et 1 000, la commande en tension doit donc être adoptée mais il faut tenir compte d'une durée de basculement proportionnelle au nombre de tores.

Nous avons utilisé un transistor saturé appliquant à la ligne une tension de 12 volts. Dans un premier temps, le courant est limité à environ 270 mA par le basculement des tores, ensuite à environ 500 mA par une résistance série. L'aimantation est ainsi sollicitée plus loin dans le sens de la saturation, ce qui contribue à améliorer la rectangularité du cycle d'hystérésis parcouru lors de la lecture.

La durée de basculement est donnée par la relation approchée :

$$t_s = \frac{n\Phi_s}{E}$$

où Φ_s représente la variation totale du flux d'induction soit 0,48 microweber pour le tore 6E1, n le nom-

bre de tores, E la tension appliquée, laquelle, compte-tenu de la chute dans la résistance série est de l'ordre de 6 volts.

Ainsi, pour $n = 1\,000$, $E = 6$ volts : $t_s = 80 \mu s$

Si n est faible, la relation ci-dessus cesse d'être valable, car l'impédance présentée par les tores est également faible devant la résistance série. On rejoint alors la commande en courant avec une durée de basculement de $1,5 \mu s$ et une force contre électromotrice de 300 mV pour un seul tore.

L'inclinaison du cycle d'hystérésis dans la région des déplacements réversibles correspond à une inductance de 20 nanohenry pour une spire. La constante de temps d'un circuit d'inscription ou d'effacement (ligne + résistance série) ne dépasse pas $2 \mu s$.

Le temps total alloué aux opérations d'effacement-inscription est de $200 \mu s$.

COMMANDE DE LECTURE

Le circuit représenté figure 3 ne suscite pas de commentaires. L'amplitude du courant a été fixée à 400 mA, de façon à obtenir du tore une réponse de 500 mV d'amplitude crête avec une largeur de $3 \mu s$ aux bornes d'un enroulement de 3 spires chargé par une résistance de 82Ω .

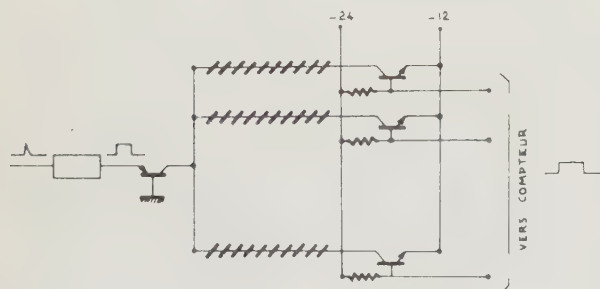


FIG. 3. — Commande de lecture.

Le seul bruit recueilli par la ligne de lecture lorsqu'un tore n'a pas été inscrit est dû à la faible variation réversible du flux qui vaut environ $0,6 \mu Wb$. Pour trois spires et un temps de montée de $0,5 \mu s$ le bruit reste inférieur à 50 mV.

ETAGE DE SORTIE (fig. 4)

Le tore 6E1 a été choisi à cause de ses dimensions autorisant le passage d'un nombre appréciable de fils (ϕ intérieur = 2,2 mm) mais également parce que l'énergie transmissible était suffisante pour actionner directement un transistor.

Lorsque le registre de sortie a été remis à zéro préalablement à une lecture, le transistor T_2 est maintenu à saturation. Le signal de la matrice provoque la conduction du transistor T_1 , lequel détourne le courant alimentant la base de T_2 .

La non linéarité de la diode émetteur base de T_1 , ainsi que sa constante de temps contribuent à la dis-

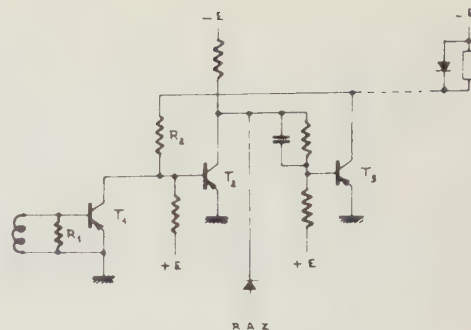


FIG. 4. — Etage de sortie.

crimination signal-bruit. R_1 est une résistance d'amortissement destinée à éviter une réponse de nature oscillatoire.

INFLUENCE DU MILIEU ENVIRONNANT

Le principal effet sur un tore d'une élévation de température est de réduire le champ corectif.

Pour le tore considéré, cette diminution est de 13.10^{-4} Oe (soit 2 mA) par degré Celsius.

En supposant que l'amplitude du courant d'excitation demeure constante, la tension induite mesurée aux bornes de l'enroulement de lecture croît alors avec la température de 10 mV par degré.

Il n'a donc pas été prévu de compensation. Celle-ci eut été seulement nécessaire pour garantir un fonctionnement aux basses températures.

Réalisation

La matrice est disposée sur un rack de 19 pouces qui contient les circuits directement associés à la mémoire, câblés sur des plaquettes enfichables (fig. 5 et 6).

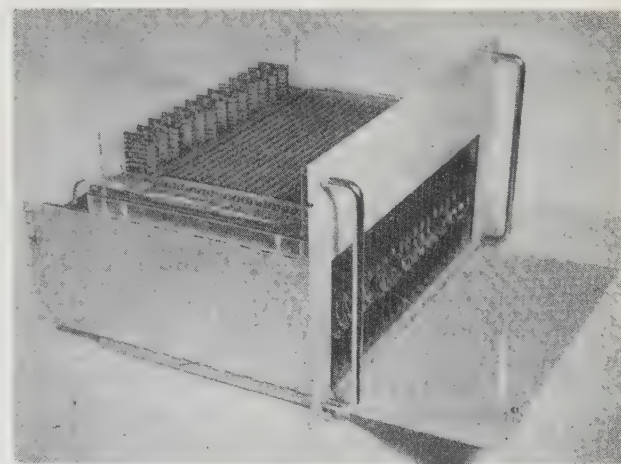


FIG. 5. — Le tiroir « Programmeur » supporte la mémoire et contient les circuits qui lui sont associés.

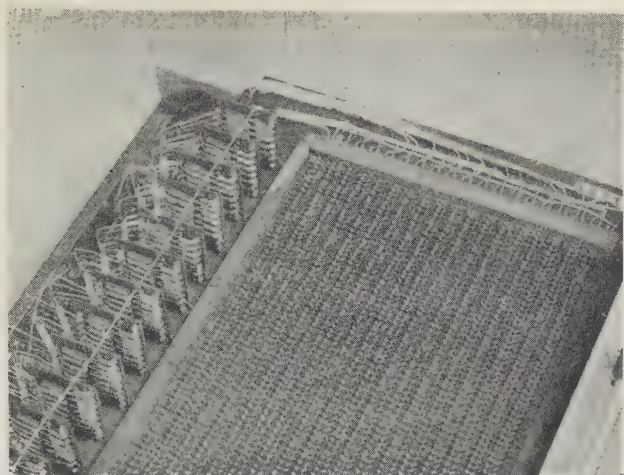


FIG. 6. — Matrice et amplificateurs de sortie.

Les principaux composants mis en œuvre sont :

— transistors	: 285
— diodes	: 80
— résistances	: 700
— condensateurs	: 90
— tores	: 2 808

Conclusion

Cette description d'un programmeur montre que les organes périphériques d'une mémoire permanente à tores magnétiques peuvent être conçus très simplement en vue d'une réalisation économique.

Le câblage particulier de certains fils représente les informations enregistrées. Une modification éventuelle du contenu demeure toujours possible et entraîne une immobilisation de la mémoire pour quelques heures.

L'inaltérabilité des tores et du câblage garantit une conservation indéfinie des informations, sauf dommage mécanique. Ce risque peut être évité par un enrobage dans une résine synthétique.

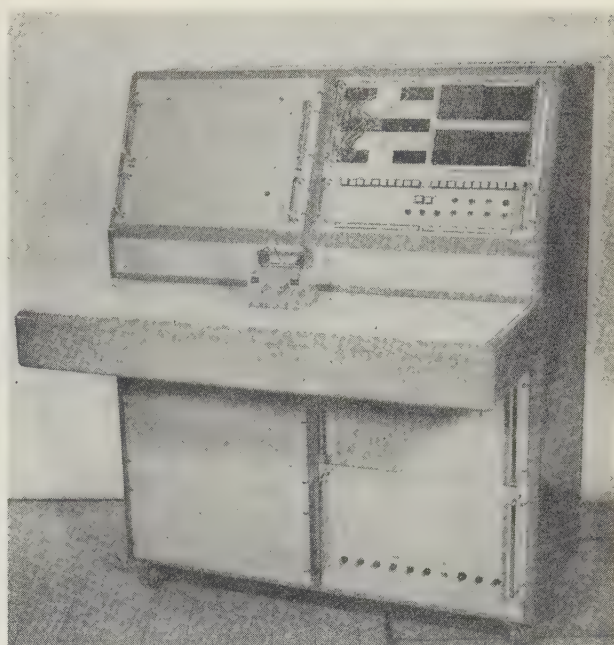


FIG. 7. — Vue générale de l'appareil de contrôle.

On distingue les tableaux de programmation destinés aux essais et aux sous-ensembles hors-série (tiroir supérieur) le clavier à 22 touches pour la sélection d'un programme parmi 40, ainsi que les voyants d'affichage du numéro de la mesure.

La souplesse d'emploi due à la simplicité des principes mis en jeu ainsi que la sécurité offerte rend ce type de programmeur intéressant dans des domaines très variés notamment dans celui du contrôle et du tri automatique des nombreux produits à caractéristiques multiples de l'industrie électronique.

Nous tenons ici à remercier M. LACOUR qui a activement participé à la conception et à la réalisation de cet ensemble.

BIBLIOGRAPHIE

Behaviour of square loop magnetic cores in circuits, by D.A.H. BROWN. *Electronic Engineering*, July 1959.

DES ANOMALIES D'AUDITION DANS LA STÉRÉOPHONIE D'INTENSITÉ

PAR

L. CHATENAY

*Ingénieur en Chef des Télécommunications
Service des Etudes. Radiodiffusion Télévision Française*

1. Avant-propos

L'étude des conditions de prise de son et d'écoute en stéréophonie d'intensité avait conduit à prévoir certaines anomalies dans la localisation des sources sonores apparentes. Quelques manipulations sommaires sur des matériaux sonores convenablement choisis avaient fait apparaître des dissociations d'images en corrélation étroite avec la répartition de l'énergie du signal dans le spectre de fréquences. Une étude plus approfondie de ces anomalies montre qu'elles ont un caractère plus grave qu'on ne le supposait et qu'elles affectent non seulement la localisation, mais aussi la courbe de réponse globale du système.

2. Conditions d'expérimentation

L'écoute stéréophonique est beaucoup plus affectée que l'écoute monophonique par l'ambiance du milieu d'écoute et la qualité des haut parleurs utilisés pour cette écoute.

2.1. L'ambiance intervient par les réflexions parasites qui viennent perturber les rapports d'intensité et de phase des signaux présentés aux deux oreilles. Pour éliminer ces effets parasites, les expériences ont été conduites en chambre sourde.

2.2. L'influence présumée des haut parleurs, et qui a été confirmée par les essais, tient essentiellement, en dehors de leurs qualités intrinsèques également valables en monophonie, aux écarts localisés de niveaux et de phases qu'ils introduisent entre les deux signaux. Lorsqu'on utilise des haut parleurs courants du commerce, les courbes de réponse présentent de nombreux accidents, profonds de plusieurs décibels, qui sont accompagnés systématiquement de rotations de phase et de traînage. Deux haut parleurs de même fabrication présentent généralement des tracés identiques de courbe de réponse jusque vers 1 000 ou

1 200 Hz. Au delà, les tracés diffèrent dans leurs détails. Mais, même dans la région de tracés identiques, on constate de légers glissements de fréquences des défauts qui sont sans influence pour l'écoute monophonique. En stéréophonie, par contre, ces glissements de fréquences se traduisent par des écarts très localisés de niveaux et de phases qui viennent interférer avec les conditions d'expérience.

Pour éliminer, autant que faire se peut, cette cause d'incertitude, on a opéré avec des haut parleurs de haute qualité, soigneusement appariés, et dont la courbe de réponse est exempte d'accidents dépassant 2 décibels.

3. Effet d'opposition de phase

Comme il devait apparaître au cours des essais, notamment en position décalée de l'auditeur, des effets d'opposition de phase, on a commencé par étudier ces effets dans l'écoute de deux haut parleurs.

L'auditeur était placé dans l'axe du système d'écoute et voyait les haut parleurs sous un angle de 30° à gauche et 30° à droite. Les deux haut parleurs étaient alimentés par le même signal et les deux voies équilibrées l'un des haut parleurs étant inversé en phase, le signal présenté était un bruit à énergie constante dans toutes les octaves filtré en tiers d'octave. Le niveau acoustique à l'emplacement de l'auditeur était d'environ 90 dB en crête.

3.1. Au dessous de 1 600 Hz environ on ressent une gêne très nette, qui atteint son maximum vers 400 à 500 Hz : le signal apparaît dans toute la tête avec tendance à se porter aux deux oreilles. Lorsque la gêne est maximale, une sorte de bourdonnement désagréable apparaît et il suffit d'un écart de niveau de quelques décibels entre les deux voies pour projeter brutalement l'image sonore sur l'un des haut-parleurs, droit ou gauche.

3.2. Au delà de 1 600 Hz, la fusion des images se rétablit et on ne distingue plus un signal en phase d'un signal en opposition de phase entre les deux voies.

Les impressions restent les mêmes que le signal soit présenté d'une manière continue ou par trains de 0,88 sec séparés par des silences de 0,78 s.

4. Essais de localisation

Les essais de localisation ont été conduits avec des trains de bruit à énergie constante dans toutes les octaves, filtrés en tiers d'octave, d'une durée de 0,88 s, séparés par des silences de 0,78 s.

Le niveau acoustique à l'emplacement de l'auditeur était d'environ 90 dB en crête. Le signal était découpé avant filtrage afin d'éliminer les bruits de commutation.

L'auditeur disposait d'un atténuateur du type « fader », donnant un signal « somme » constant pour les deux voies, lui permettant d'introduire des écarts de niveau calibrés entre les voies. Les haut parleurs étaient en phase et les canaux équilibrés pour la position médiane du fader. Un système de télécommande permettait d'enregistrer les positions du fader correspondant à chaque localisation.

L'auditeur voyait une série de cinq étiquettes, pendues entre les haut parleurs et correspondant, pour la position « centrale », à des angles de visée de -20° , -10° , 0 , $+10^\circ$, $+20^\circ$.

En position « centrale » les haut parleurs étaient vus sous des angles de -30° et $+30^\circ$.

Il était demandé pour chaque tiers d'octave, d'effectuer un calage de la source sonore d'abord, au centre puis, à 10 ou 20° à droite et sur la position symétrique à gauche.

Il est apparu très vite qu'il était nécessaire de prévoir un appui tête sur le siège de l'auditeur et que cette précaution est encore insuffisante pour obtenir une bonne reproductibilité. Un auteur anglais a préconisé la fixation d'un miroir sur le front de l'auditeur et cela semble un utile complément de l'appui tête ⁽¹⁾. En dépit des précautions prises, les résultats se sont révélés difficilement reproductibles en changeant d'auditeur, par suite du manque d'entraînement des sujets et de la précision nécessaire dans la mise en place du dispositif. Les résultats rapportés ci-après sont relatifs à un cas type particulièrement caractéristique.

Ces essais ont été faits dans 3 positions de l'auditeur par rapport au système d'écoute :

— Une position dite « centrale » dans laquelle l'auditeur est dans l'axe du système d'écoute et voit les deux haut parleurs sous un angle de 60° (longueur de la base 2,50 m).

— Une position « arrière » où l'auditeur, toujours dans l'axe, est reculé de 1 mètre par rapport à la position centrale (les haut parleurs sont alors vus sous un angle de $21^\circ 30'$).

— Une position « déportée à droite » dans laquelle l'auditeur est déporté d'un demi siège (soit 32 cm) par rapport à la position centrale.

Les étiquettes de localisation restent à la même place dans les trois cas.

Les essais correspondant à une localisation à 20° de l'axe sont seuls rapportés ici parce qu'ils sont les plus caractéristiques pour servir de base à la discussion qui suit.

5. Localisation en position « centrale »

La figure 1 montre les résultats obtenus. On a, en ordonnées, les écarts de niveaux en dB nécessaires pour obtenir une déviation de 20° de l'image sonore apparente (moyenne entre l'observation à droite et l'observation à gauche) et en abscisses les fréquences centrales des tiers d'octave successifs.

La courbe a une allure caractéristique :

— d'abord nettement croissant, l'écart de niveaux passe par un maximum vers 300 — 400 Hz.

— Un creux très marqué de la courbe d'écart de niveaux dans la région 1 600 - 2 500 Hz puis une remontée au-delà de 3 000 Hz pour revenir à un écart de niveaux comparable à celui de départ aux basses fréquences.

La figure 2 montre le déplacement du centre apparent au cours de ces essais. Les fluctuations constatées semblent pouvoir être imputées aux différences résiduelles entre les deux haut parleurs.

6. Localisation en position « reculée »

La courbe représentée figure 1 montre la même allure générale que dans le cas précédent, mais le creux se situe maintenant entre 2 500 et 3 000 Hz.

La figure 3 fait apparaître un déplacement du centre apparent plus marqué qu'en position centrale.

7. Localisation en position « déportée »

Dans cette position, la courbe de la figure 1 montre des accidents assez nettement différents de ceux des cas précédents.

— La montée dans les basses fréquences est beaucoup plus brutale

— Le creux entre 2 000 et 2 500 Hz subsiste comme en position « centrale »

— La remontée aux fréquences élevées est moins marquée,

— Un creux caractéristique apparaît à 500 Hz avec, à l'audition toutes les caractéristiques de l'opposition de phase.

⁽¹⁾ The assessment of two Channel Stereophony Reproduction Performance in Studio Monitor Rooms, Living Rooms and Small Theatres. Gilbert F. DUTTON Journal of the Audio Engineering Society. Avril 1962. Vol. 10. N° 2.

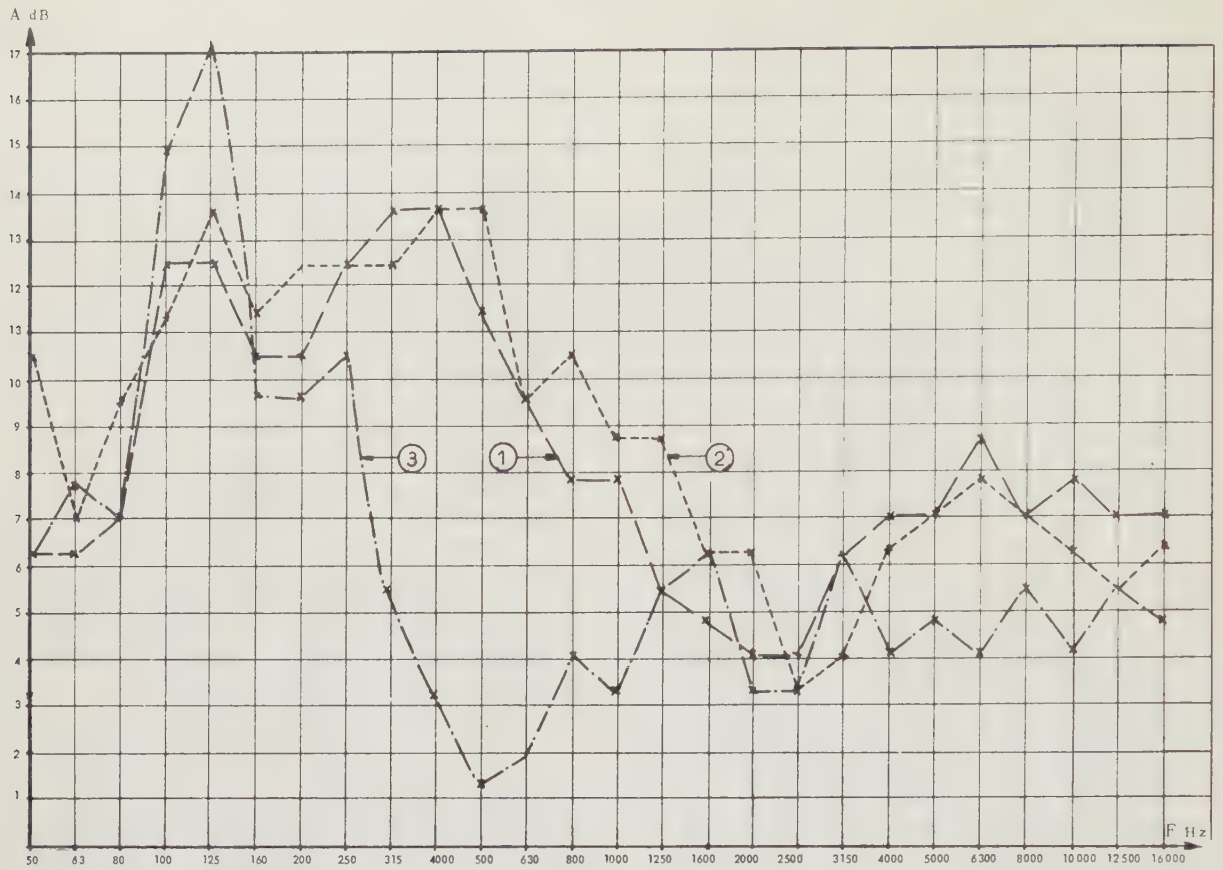


FIG. 1.

- 1 : position centrale
2 : position reculée
3 : position décalée

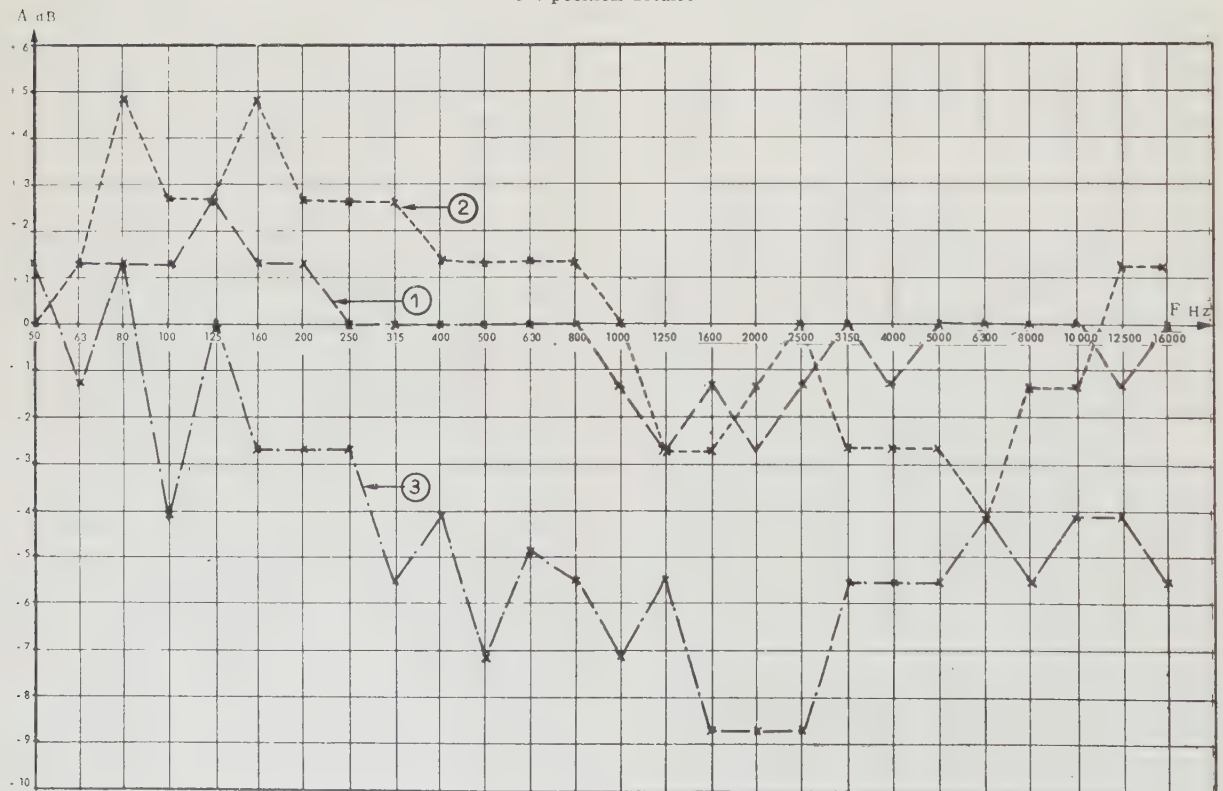


FIG. 2.

- 1 : position centrale
2 : position reculée
3 : position décalée

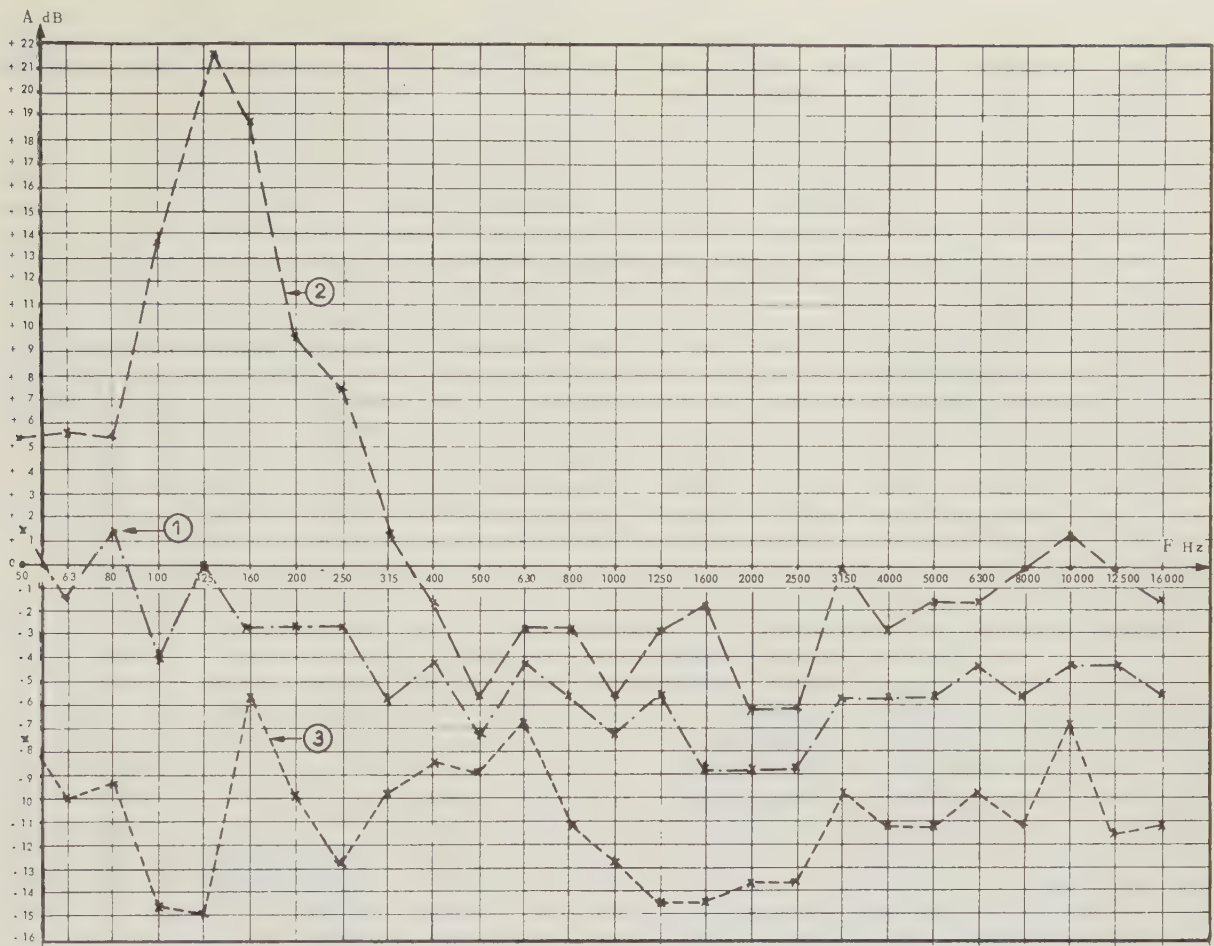


FIG. 3.

- 1 : centre
2 : 20° à droite
3 : 20° à gauche

La figure 2 montre que le décalage du centre apparent va en croissant et passe par un maximum vers 1 600 - 2 500 Hz.

Enfin la figure 3 fait apparaître une assez forte asymétrie entre les localisations droite et gauche avec une anomalie vers 125 Hz, qui est peut être imputable aux haut parleurs et à la chambre sourde utilisée.

8. Discussion des résultats

Les résultats rapportés ci-dessus ont tout d'abord paru surprenants, parce que les essais préliminaires laissaient supposer une courbe assez régulière inclinée vers le bas à gauche.

Puis des essais complémentaires l'ont confirmé, il est devenu évident qu'il y a, en position « centrale », interférence des deux haut parleurs sur chaque oreille.

En position « déportée », il y a en outre opposition de phase des sons directs sur les deux oreilles avec toutes les caractéristiques de cet effet

- impression désagréable à l'audition.
- décalage rapide de l'image à droite ou à gauche pour quelques décibels d'écart de niveau.

8.1. Supposons un système de deux haut parleurs HP_1 et HP_2 vus respectivement sous un angle de 30° à gauche et 30° à droite par un auditeur qui regarde droit devant lui (figure 4).

Soient p_1 et p_2 les pressions sonores produites par les ondes directes de HP_1 sur l'oreille gauche et de HP_2 sur l'oreille droite.

Une onde indirecte provenant de HP_2 exerce une pression p'_2 sur l'oreille gauche et une onde indirecte provenant de HP_1 exerce une pression p'_1 sur l'oreille droite.

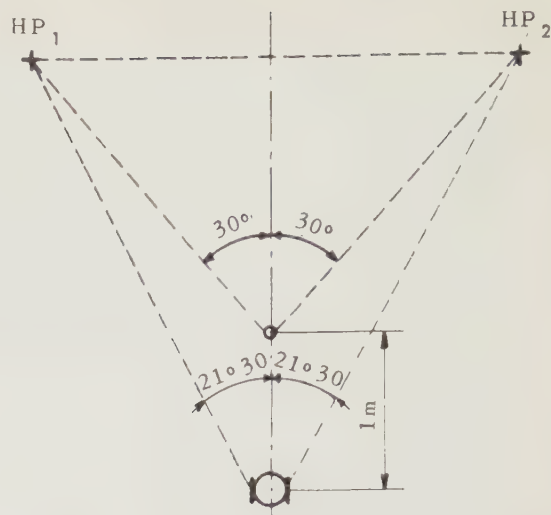
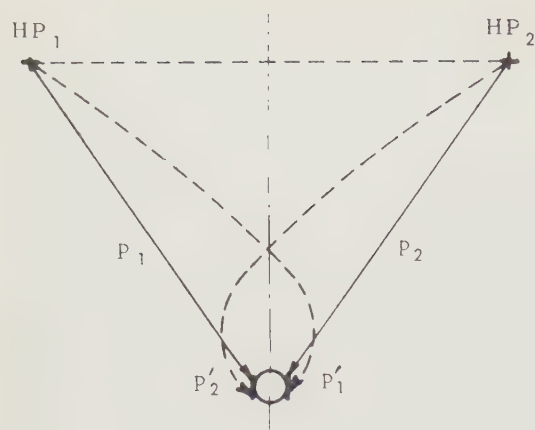
Les pressions résultantes sont

$$P_{r1} = P_1 + P'_2 \quad \text{et} \quad P_{r2} = P_2 + P'_1$$

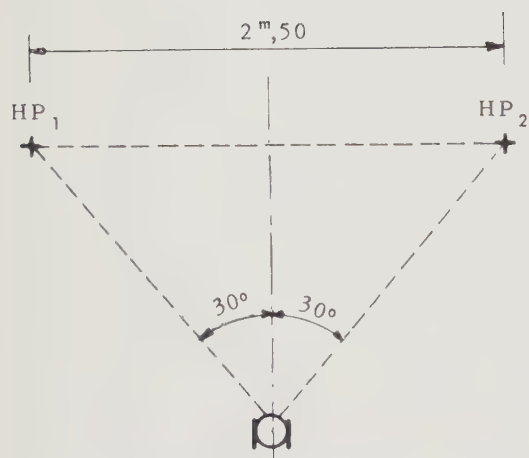
La distance des oreilles est négligeable devant celle des haut parleurs et on peut écrire

$$P'_2 = kP_2 < \phi_2 \quad \text{et} \quad P'_1 = kP_1 < \phi_1$$

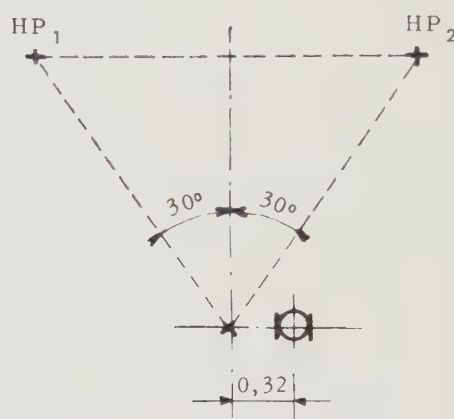
k est un coefficient de proportionnalité inférieur à l'unité qui rend compte de la diffraction et des propriétés directives de l'oreille.



Position reculée



Position centrale



Position déportée

FIG. 4.

8.2. Si on se rapporte aux courbes de directivité de Sivian et White, k tend vers 1 aux très basses fréquences et vers 0 aux fréquences élevées. Simultanément, ϕ_1 et ϕ_2 qui sont égaux dans un système symétrique partent d'une valeur nulle aux très basses fréquences (à 50 Hz $\lambda = 6,80$ m $\phi \sim 8^\circ$) et croissent constamment avec la fréquence.

Par conséquent on peut écrire, à la limite aux basses fréquences.

$$P_{r1} = P_1 + P_2 \quad \text{et} \quad P_{r2} = P_2 + P_1$$

d'où

$$\frac{P_{r1}}{P_{r2}} = 1$$

Il ne devrait donc pas y avoir d'information de direction due à l'intensité aux très basses fréquences.

Or, bien que les approximations faites soient très proches de la réalité, la conclusion est contraire à l'expérience et on constate dans tous les cas une recrudescence de la sensibilité aux écarts de niveau aux très basses fréquences.

Aux fréquences très élevées, le déphasage augmente considérablement, mais comme k tend vers 0,

$$P_{r1} \text{ tend vers } P_1 \quad \text{et} \quad P_{r2} \text{ vers } P_2$$

$$\text{et par suite} \quad \frac{P_{r1}}{P_{r2}} \text{ tend vers } \frac{P_1}{P_2}$$

Si on fait $p_2 = np_1$, n étant positif et compris entre 0 et ∞ $\frac{P_{r1}}{P_{r2}}$ varie entre ∞ et 0 et la source apparente

se déplace du haut parleur de gauche au haut parleur de droite suivant une loi à définir. C'est bien ce qu'on constate expérimentalement.

8.3. Dans le haut médium, il y a une première fréquence pour laquelle l'angle ϕ entre p_1 et p'_1 ou p_2 et p'_2 est égal à π et pour laquelle k est nettement différent de 0. Si on se reporte aux résultats de E.D. SCHUBERT ⁽²⁾ l'écart de temps entre p_1 et p'_1 lorsque la source est vue sous un angle de 30° est de 0,3 ms à 1 024 Hz. Il devrait être légèrement inférieur pour des fréquences plus élevées. On peut l'estimer à 0,25 ms vers 2 000 Hz. Ce temps correspondrait à une demi-période pour une fréquence de 2 000 Hz. qui correspond bien au creux de la courbe de la figure 1 pour la position « centrale ».

On a alors $P_{r1} = P_1 - kP_2 = P_1 - knP_1 = P_1(1 - kn)$

$$P_{r2} = P_2 - kP_1 = nP_1 - kP_1 = P_1(n - k)$$

$$\text{et } \frac{P_{r1}}{P_{r2}} = \frac{1 - kn}{n - k} - k < 1, \quad 0 < n < \infty$$

Il y a deux inversions du rapport $\frac{P_{r1}}{P_{r2}}$ une pour $n = k$

et une pour $n = \frac{1}{k}$ qui correspondent à l'annulation

de P_{r1} ou de P_{r2} . Dans la zone de fréquences intéressées, l'oreille n'est plus sensible à l'inversion de

phase et l'étude de la variation du rapport $\frac{P_{r1}}{P_{r2}}$ per-

met de définir comme suit le parcours apparent de la source sonore lorsque n varie de 0 à ∞ pour la fréquence pure qui correspond à $\phi = \pi$

Pour $n = 0$, c'est-à-dire $p_2 = 0$, la source part du haut parleur gauche, lorsque n croît, la source apparente se déplace à gauche au delà du haut parleur pour aller à 90° à gauche pour $n = k$. Quand n continue à croître, la source revient vers le centre, repasse par le haut parleur gauche pour

$$\frac{P_{r1}}{P_{r2}} = \frac{1}{k} \quad \text{soit} \quad n = \frac{2k}{1 + k^2}$$

vient au centre pour $n = 1$, passe par le haut parleur droit pour $n = \frac{1 - k^2}{2k}$, continue vers la

droite jusqu'à 90° pour $n = \frac{1}{k}$ puis revient vers le haut parleur de droite pour $n = \infty$.

Ce parcours de la source apparente peut être parfaitement reproduit expérimentalement en fréquence pure. Avec des trains de bruit découpés en tiers d'octave à énergie constante, le parcours est sensiblement le même, mais il n'est pas possible d'atteindre

la position 90° , parce que l'opposition de phase n'est pas maintenue dans tout le spectre du signal et que l'annulation ne peut être obtenue.

Il est néanmoins surprenant que l'influence des relations de temps entre les signaux droit et gauche n'entrave pas sensiblement les déplacements de la source apparente.

Pour passer du haut parleur gauche au haut parleur droit, n doit varier de $\frac{2k}{1 + k^2}$ à $\frac{1 + k^2}{2k}$. Si on se reporte aux courbes de directivité de SIVIAN et WHITE, pour une source réelle à 30° à 2 000 Hz.

$$k = 5 \text{ dB soit } 0,56 \text{ et } \frac{2k}{1 + k^2} = 0,855 \text{ ce qui corres-}$$

pond à 1,4 dB. Le creux de la figure 1 correspond à 4 dB pour un bruit qui occupe un tiers d'octave. L'explication est donc satisfaisante.

8.4. Mais un autre aspect du phénomène étudié, c'est que du point de vue spectre de fréquences du signal perçu, l'interférence doit se manifester comme celle qui se produit dans le cas du signal $A + B$ lorsqu'il existe une relation de temps.

C'est effectivement ce qui se produit, lorsqu'on écoute de la musique et que le signal est envoyé en phase et au même niveau sur les deux voies. Le spectre du signal perçu est fortement altéré lorsqu'on passe exactement dans l'axe.

8.5. Supposons maintenant qu'on déplace légèrement l'auditeur à droite ou à gauche de l'axe, pour que p_2 soit en opposition de phase avec p_1 tout en conservant $[p_1] = [p_2]$

On a alors : $P_{r1} = P_1 + P_2$ mais toujours à 2 000 Hz.

$$P'_2 = -kP_2 = kP_1 \text{ d'où } P_{r1} = P_1(1 + k)$$

et réciproquement : $P_{r2} = -P_1(1 + k)$

$\frac{P_{r1}}{P_{r2}} = -1$ mais comme nous l'avons vu à cette fréquence l'oreille n'est plus sensible à l'opposition de phase.

Donc pour un faible déplacement de l'auditeur sur une ligne parallèle à la base l'intensité du signal perçu doit varier de $1 - k$ à $1 + k$ à 2 000 Hz sans modifier la localisation. C'est effectivement ce qu'on constate, même avec des trains de bruit en tiers d'octave et d'énergie constante dans les différentes octaves. Avec les chiffres précédents k , 0,56 on a $1 - k = 0,44$ et $1 + k = 1,56$ soit un écart d'intensité de 11 dB.

Le déplacement correspond dans le cas de figure 4 à $\frac{\lambda}{2}$ soit 8,5 cm. Dans le cas d'un signal musical le phénomène qui vient d'être décrit correspond à une très grosse altération du spectre de fréquences.

8.6. Si on examine maintenant ce qui se passe à 1 000 Hz dans cette position décalée de 8,5 cm, on a

$$P_{r1} = P_1 + P'_2$$

⁽²⁾ Some Preliminary Experiments on Binaural Time Delay and Intelligibility J.A.S.A. Volume 28. N° 5. Septembre 1956.

mais :

$$P'_2 = kP_2 \left| \underline{90^\circ} \right.$$

en conservant :

$$[P_1] = [P_2]$$

on a :

$$P_2 = P_1 \left| \underline{90^\circ} \right. \quad \text{et} \quad P'_2 = -kP_1$$

d'où :

$$P_{r1} = P_1 - kP_1 = P_1(1-k)$$

$$P_{r2} = P_2 + P'_1 = P_1 \left| \underline{90^\circ} \right. + kP_1 \left| \underline{90^\circ} \right. = P_1(1+k) \left| \underline{90^\circ} \right.$$

L'information d'intensité est en désaccord avec l'information de temps, mais la source apparente est décentrée.

Si on fait varier p_2 en posant $[P_2] = [nP_1]$

$$\text{il vient :} \quad P_{r1} = P_1(1-nk) \quad \text{et} \quad P_{r2} = P_1(n+k) \left| \underline{90^\circ} \right.$$

p_{r2} ne s'annulera jamais, mais p_{r1} sera nul pour $n = 1/k$

Par conséquent, en fréquence pure à 1 000 Hz la source pourra atteindre 90° à droite mais jamais à gauche (on a supposé que l'auditeur s'est déplacé de 8,5 cm à gauche).

C'est ce qu'on constate expérimentalement.

Les perturbations de localisation et de spectre s'étendent donc bien en-dessous de la fréquence critique déterminée ci-dessus.

8.7. Examinons maintenant ce qui se passe dans la position reculée. L'auditeur étant reculé d'un mètre voit maintenant les haut parleurs sous un angle de $21^\circ 30'$. La différence des temps de parcours entre l'onde directe arrivant à une oreille et l'onde indirecte arrivant à l'autre oreille peut alors être estimée à 0,18 ms. L'opposition de phase entre ces deux ondes correspond à la fréquence 2 800 Hz au lieu de 2 000 précédemment.

La courbe relevée expérimentalement montre que le creux qui correspond à la fréquence critique se situe maintenant entre 2 500 et 3 150 Hz. La concordance reste donc satisfaisante.

En ce qui concerne le coefficient k qui est fonction de la directivité de l'oreille, l'accroissement de fréquence tend à le faire diminuer, mais inversement la

diminution de l'angle sous lequel sont vues les sources réelles tend à l'augmenter. En fait d'après les courbes de Sivian et White, il serait inchangé.

On peut donc s'attendre à retrouver toutes anomalies constatées en position « centrale », transposées en fréquence, y compris les altérations de spectre, et les écarts latéraux correspondront à la nouvelle longueur d'onde $\left(\frac{\lambda}{2} \right) = \sim 6 \text{ cm}$ au lieu de 8,5).

Ces prévisions sont confirmées expérimentalement.

Plus on s'éloigne de la base, plus la fréquence centrale de l'interférence s'élève et plus les franges d'interférences sont resserrées. Lorsqu'on est assez éloigné de la base, et qu'on se déplace parallèlement à celle-ci on a l'impression qu'un rideau d'arbres serré est intercalé entre la source apparente et l'auditeur.

8.8. Lorsque l'auditeur est en position décalée, l'écart de distance entre les sources, pour les ondes directes est de 32 cm, ce qui donne l'opposition de phase pour une fréquence de 530 Hz qui correspond encore parfaitement à la courbe relevée expérimentalement et aux anomalies observées à l'audition :

— gêne à l'audition

— déplacement rapide de la source de droite à gauche pour un faible écart de niveaux.

9. Conclusion

Une analyse un peu serrée des conditions d'écoute à partir d'un dispositif stéréophonique conventionnel montre que les anomalies de localisation ne sont qu'un aspect, presque mineur, des défauts constatés.

On s'aperçoit de plus, que les défauts ne se manifestent pas seulement hors de l'axe du système d'écoute, mais que toute l'aire d'audition possible est gravement perturbée.

L'influence de l'effet d'antériorité paraît faible aux fréquences élevées lorsque les deux signaux droit et gauche sont de même ordre de grandeur. Le système d'écoute conventionnel de la stéréophonie, avec deux haut parleurs, est mal adapté à une reproduction correcte des sources sonores apparentes situées vers le milieu de la scène. Les essais vont être poursuivis pour rechercher si de meilleures conditions d'écoute peuvent être obtenues.

VIE DE LA SOCIÉTÉ

ATTRIBUTION DU PRIX HENRI ABRAHAM EN 1964

Le Prix Henri Abraham sera attribué par la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens (S.F.E.R.) en 1964 ; on trouvera, ci-après, le règlement concernant l'attribution de ce prix.

Il sera attribué tous les deux ans, à partir de l'année 1954, un Prix, non partageable, d'un montant de mille Francs — (1 000 F) — destiné à récompenser un travail particulièrement intéressant dans le domaine de la Radioélectricité, des Télécommunications ou de l'Electronique, effectué en France ou à l'Etranger par un Ingénieur, Savant ou Technicien français, âgé de moins de 35 ans au 1^{er} janvier de l'année d'attribution.

Ce travail, inédit ou non, doit être présenté par son auteur au Secrétariat Général de la S.F.E.R., 10, avenue Pierre-Larousse Malakoff (Seine) — avant le 1^{er} janvier de l'année d'attribution (dans le cas présent : le 1^{er} janvier 1964).

Le Prix est attribué par un Jury composé de la façon suivante :

- Le Président de la S.F.E.R., Président du Jury ;
- Le Président désigné pour l'exercice suivant ;
- Les 6 derniers Présidents ;
- Les 3 Vice-Présidents ;
- Le Secrétaire Général ;
- Le Secrétaire Général sortant.

Le Secrétariat en sera assuré par un Secrétaire de la Société.

Le Jury pourra éventuellement s'adjoindre à titre consultatif les spécialistes dont il désirerait recueillir l'avis.

Lorsque la valeur des travaux soumis au Jury est jugée insuffisante, le prix n'est pas attribué ; le principe d'attribution du prix est décidé à la majorité absolue des votants.

En cas de décision favorable, le prix est décerné à la majorité absolue des votants. — Toutefois, au cas où après 3 tours de scrutin, aucune majorité absolue ne pourrait se dégager, la majorité relative suffira pour faire désigner le lauréat.

En cas de décision défavorable, le résultat du vote sera transmis au Conseil de la S.F.E.R. qui pourra soit supprimer purement et simplement le Prix, soit le reporter dans des conditions qu'il précisera.

Les conditions des votes sont les suivantes :

- Le vote est personnel ;
- Le quorum est fixé aux deux tiers des membres du Jury ;
- En cas de partage des voix, la voix du Président du Jury est prépondérante ;
- Le vote par correspondance est admis.

LE CONGRÈS DES RADIOÉLECTRICIENS DE MOSCOU

Une lettre datée du 23 mars parvient à la S.F.E.R. émanant de la Société Scientifique et Technique de Radiotechnique et d'Electrocommunications du nom de A.S. POPOV. Elle est signée de son Président, V.I. SIFOROV, Membre-Correspondant de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. et de son Secrétaire Scientifique

N.M. SOUDAKOV. Cette lettre contient une très aimable invitation à participer, à titre de réciprocité, aux travaux du XIX^e Congrès Scientifique organisé à l'occasion de la Journée de la Radio. Celle-ci commémore, tous les ans, la démonstration faite, le 7 mai 1895 par A.S. POPOV de ses expériences de télégraphie sans fil... Pour la première fois, c'est en 1945 qu'a été célébré le cinquantenaire de cette date historique. Et depuis, tous les ans, le souvenir de cette première expérience publique de T.S.F. est célébré avec éclat et donne lieu à l'organisation d'un Congrès Scientifique.

Dans leur lettre, les dirigeants de la Société précisait qu'il leur serait particulièrement agréable de voir comme délégués français M. Gérard LEHMANN, Président de la S.F.E.R. et M. E. AISBERG. Malheureusement, M. LEHMANN, retenu par d'importants engagements contractés antérieurement, n'a pas pu se rendre à cette aimable invitation. Comme par ailleurs les collègues soviétiques, dans une deuxième lettre, exprimaient le désir de voir parmi eux un spécialiste de microscopie électronique, c'est le professeur R. CASTAING dont on connaît les remarquables travaux dans ce domaine, qui s'est rendu à Moscou en compagnie de E. AISBERG.

Comment dire ici la cordialité, la chaleur de l'accueil qui nous fut réservé ? Pour chacun de nous, le Président et le Secrétaire Scientifique de la Société A.S. POPOV sont personnellement venus à l'aérodrome de Chérémétievo. Nous avons été traités avec des égards et des manifestations d'amitié vraiment touchants. Deux charmantes interprètes qui n'ignorent rien des finesses de la langue française étaient attachées à nos personnes et nous ont considérablement facilité les choses.

Toutes les délégations étrangères (et il en est venu une bonne quinzaine, non seulement des démocraties populaires, mais aussi de plusieurs pays occidentaux ainsi que des Etats-Unis) ont été logées dans l'immense et très moderne gratte-ciel qu'est l'hôtel Ukraine.

Comme tout congrès, celui-ci comportait deux aspects : d'une part les distractions, mais d'autre part des travaux sérieux pour ne pas dire arides. Côté distractions, nous avons eu la possibilité de visiter tous les sites remarquables de Moscou à commencer par le Kremlin, son fameux Palais des Armures abritant d'incalculables trésors, le nouveau panorama de la Bataille de Borodino (la prescription jouant, nos sentiments n'ont nullement été blessés par le rappel de ce combat où Napoléon a connu une de ses premières défaites).

Le soir du 6 mai a eu lieu la séance d'ouverture solennelle qui s'est déroulée au Palais des Congrès, magnifique bâtiment ultra-moderne érigé en plein cœur du Kremlin et contrastant singulièrement avec les églises anciennes plantées tout autour. Les 6 000 places de la salle étaient toutes occupées, et au présidium on distinguait notamment le cosmonaute POPOVITCH et la fille de A.S. POPOV qui dirige le Musée consacré à la mémoire de son père. Après les discours mettant en valeur les progrès de l'électronique et son rôle dans la vie des peuples, un concert varié nous fut offert par la Radiodiffusion et Télévision de l'U.R.S.S.

Le lendemain matin, commençait le travail sérieux. Une séance plénière réunissait les congressistes dans la célèbre Salle des Colonnades de la Maison des Syndicats. Quatre rapports y ont été présentés :

1^o Les lois du développement des sciences naturelles et de la radioélectronique, par V.I. SIFOROV ;

2° Accélérateurs de protons et perspectives de leur développement, par l'Académicien A.L. MINTZ ;

3° Le rôle de la presse radioélectrique mondiale dans le progrès de la science, par E. AISBERG ;

4° La télévision électronique en U.R.S.S. par G.V. BRAOUDE.

Le lendemain ont commencé les travaux des commissions dont voici la liste :

1° Théorie de l'information ;

2° Antennes ;

3° Dispositifs à semiconducteurs ;

4° Radiorécepteurs et amplificateurs ;

5° Télécommunications par fils ;

6° Télévision ;

7° Electronique ;

8° Mesures radioélectriques ;

9° Radiotechnique générale ;

10° Emetteurs ;

11° Propagation des ondes électromagnétiques ;

12° Radiodiffusion électroacoustique et enregistrement du son ;

13° Technique des calculs électroniques ;

14° Ferrites en hyperfréquences ;

15° Télémécanique ;

16° Cybernétique ;

17° Technique oscillographique et optique électronique ;

18° Le microscope électronique dans ses applications industrielles.

Le rapport du Professeur CASTAING sur « La Microanalyse par émission secondaire ionique » a été écouté avec une attention particulière par plus d'une cinquantaine de spécialistes et a suscité de nombreuses questions montrant à quel point l'auditoire connaissait bien les problèmes évoqués par le conférencier qui a pu faire connaître les résultats de ses travaux les plus récents dans le domaine du microscope ionique.

Le jour de clôture a eu lieu une nouvelle séance plénière au cours de laquelle ont été présentés les rapports de L.P. KRAIZMER sur le problème de la conservation de l'information dans les systèmes cybernétiques et de M.L. BYKHOVSKII sur les principes cybernétiques de l'établissement du diagnostic médical. L'après-midi de ce même jour, une belle réception fut organisée, en l'honneur des délégués étrangers dans la splendide Maison de l'Amitié avec les peuples étrangers.

Le Président SIFOROV et le Secrétaire Scientifique SOUDAKOV ont tenu à nous accompagner chacun individuellement à l'aérodrome, et nous avons l'impression que les marques de sympathie et d'amitié qui nous étaient prodiguées s'adressaient à l'ensemble de la Société Française des Electroniciens et des Radioélectriciens, ce à quoi nous avons été infiniment sensibles.

E. AISBERG.

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.

Mai 1963	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz	NLK 18,6 kHz	NSS 22,3 kHz
1	— 128,2	— 126,3	— 128,4	—	— 128,6
2	— 127,7	— 126,8	— 127,4	—	— 127,6
3	— 125,0	— 125,3	— 124,0	—	— 127,7
4	— 130,3	— 127,9	— 127,4	— 130,4	— 129,1
5	— 129,5	— 124,9	— 126,3	— 129,2	— 129,5
6	— 128,5	— 125,4	— 126,1	— 129,1	— 129,8
7	— 130,3	— 127,3	— 128,1	— 128,6	— 129,0
8	— 128,7	— 127,3	— 127,7	— 128,8	— 127,7
9	— 127,9	— 127,0	—	— 128,1	— 128,6
10	— 130,3	— 126,3	—	— 124,2	— 125,9
11	— 127,2	— 126,1	— 128,1	— 127,7	— 130,4
12	— 128,0	— 125,6	— 128,2	— 127,8	— 129,5
13	— 130,7	— 125,1	— 126,1	— 127,9	— 130,0
14	— 128,0	— 126,1	—	— 128,1	— 130,7
15	—	— 126,3	—	—	—
16	— 127,3	— 126,8	—	— 128,0	— 130,7
17	— 128,3	— 126,2	— 128,8	— 128,5	— 127,9
18	— 127,9	— 126,7	— 127,8	— 129,4	— 131,1
19	— 127,8	— 126,8	— 128,1	— 128,3	— 131,2
20	— 127,5	— 126,4	— 128,1	— 127,2	— 130,8
21	— 129,2	— 127,0	— 127,7	— 127,2	— 132,4
22	— 127,4	— 127,6	— 127,8	— 127,5	— 128,5
23	— 128,9	— 126,1	— 127,0	— 127,5	— 126,5
24	— 127,7	— 125,6	— 126,6	— 127,9	— 127,0
25	— 127,9	— 125,8	— 128,5	— 127,3	— 126,7
26	— 127,1	— 125,9	— 126,3	— 128,1	— 126,2
27	— 127,7	— 126,3	— 128,3	— 126,6	— 125,2
28	— 128,8	— 125,8	— 126,0	— 127,6	— 125,4
29	— 129,2	— 126,9	— 126,9	— 127,8	— 124,9
30	— 127,9	— 126,7	— 126,0	— 128,0	— 125,2
31	— 129,9	— 127,6	— 130,4	— 128,1	— 126,4

— 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.

DU NOUVEAU DANS LES GÉNÉRATEUR DE NEUTRONS

C'est avec un vif intérêt qu'une centaine de personnes des milieux scientifiques et journalistiques se pressaient lundi 20 mai dans la salle de réception de la Maison des Centraux pour assister à la présentation publique des nouveaux générateurs de neutrons type BS lancés par la Société Anonyme de Machines Electrostatiques (SAMES Grenoble).

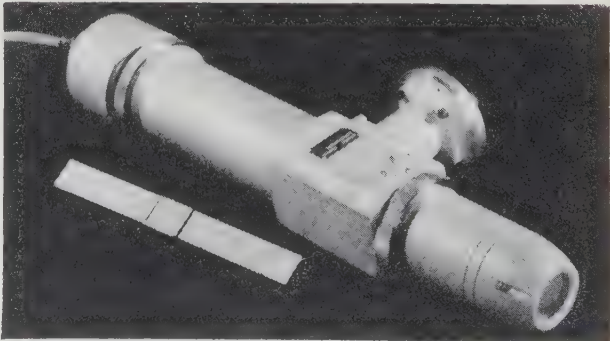
Un des avantages principaux qu'offrent sur leurs devanciers les nouveaux générateurs de neutrons présentés, réside dans leur encombrement excessivement réduit (voir photo).

A ce gros avantage s'ajoute un débit de neutrons important (10⁸ n/s à 10⁹ n/s), et une extrême maniabilité.

Mais ce qui différencie encore davantage ces nouveaux appareils de leurs prédécesseurs, c'est leur prix très modique, de l'ordre de 20 000 à 30 000 F seulement selon le type choisi (BS 1 ou BS 2).

La SAMES tient en effet à faire de ces nouveaux matériels des « outils » universels, à la portée de tous les Laboratoires, Universités, Centres de recherche et Industries. Parmi les nombreuses applications à envisager, l'Enseignement trouve une place de choix en raison des nombreuses possibilités offertes par la technique de ces tubes.

Le générateur type BS1 est entièrement démontable et il est ainsi possible d'effectuer en présence d'étudiants des démonstrations intéressantes. En outre des études approfondies peuvent être entreprises dans les domaines de la modération et la thermalisation des neutrons, l'analyse par activation, et la production de radioisotopes.



Générateur de Neutrons BS 1 de la SAMES
(Photopress)

NOUVEAUX OSCILLOSCOPES SUPERLUMINEUX

Les établissements DUMONT-FAIRCHILD (représentés en France par RADIOPHON) viennent de sortir une nouvelle version des oscilloscopes de la série 765. Comme ces derniers, ils sont transistorisés, existent en 3 présentations : 766 — normale, 767 — pour montage sur rack et 765 — portable, sous forme d'une valise. Ils sont tous construits sous forme du châssis principal comprenant l'alimentation et tube cathodique et 2 cavités dans lesquelles on place les tiroirs pour déviation verticale et horizontale.

Les oscilloscopes bien connus maintenant : 765, 766 et 767 sont alimentés en haute tension par 5 000 volts. La nouvelle version qui vient de s'ajouter à la version existante porte les références : 765H — 766H et 767H. Dans cette version le tube cathodique est alimenté sous 13 000 volts. Grâce à la tension d'accélération aussi élevée on obtient le spot très fin et l'image très lumineuse. Les vitesses de balayage peuvent être utilisées sans réduction de lumière ambiante. Ces appareils sont particulièrement recommandés pour les applications où les signaux à faible taux de répétition ou uniques doivent être observés.

Par ailleurs, les caractéristiques des appareils des deux versions sont identiques ; en particulier : bande passante : continue à 25 MHz, sensibilité : 5 millivolts/cm, hauteur utile de la trace : minimum 6 cm (pratiquement 7 à 8 cm).

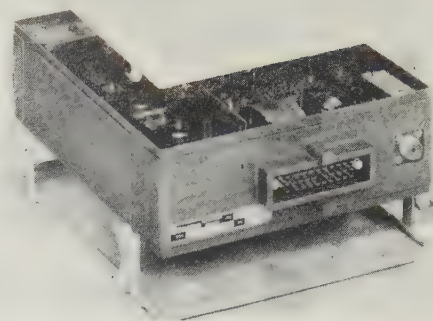
Tous les tiroirs standards sont utilisables dans les deux versions.

NOUVEAU POSTE RADIOTÉLÉPHONIQUE POUR 450 Mhz

STORNO — l'usine danoise de matériel pour radiocommunications — a mis en vente sous le nom de STORNOPHONE V un nouveau poste mobile transistorisé pour la bande de 450 MHz. Le poste est désigné CQM 69-50.

La bande de 450 MHz offre plusieurs avantages en comparaison des bandes de 80 et 160 MHz, surtout en ce qui concerne l'absence de bruit et la meilleure propagation dans les grandes agglomérations. Grâce à cela et en raison du trafic toujours croissant sur les bandes VHF, les nouveaux réseaux de télécommunications seront placés de plus en plus dans la gamme UHF.

Le STORNOPHONE V est incorporé dans un boîtier en métal léger coulé sous pression dont la conception spéciale du couver-



cle et du fond rend l'appareil entièrement étanche aux jets d'eau et aux poussières.

Le poste contient 20 transistors et 11 tubes Special Quality et des composants professionnels ont été utilisés partout. Pour cette raison, la sûreté de marche est considérable.

Le poste est exécuté en deux types dont un pour 6/12 V et un autre pour 12/24 V. Grâce à l'emploi de transistors, la consommation est extrêmement réduite ; en position d'attente elle est seulement de 28 W, ce qui est à peu près la même que celle des feux de stationnement d'une voiture ordinaire.

La construction est basée sur le principe modulaire, ce qui assure un entretien rapide et bon marché.

Grâce à la grande gamme d'accessoires comprenant e.a. un équipement complet de commande étanche à l'eau, le poste est tout indiqué pour servir non seulement dans des automobiles, mais aussi à bord de navires, sur des motocyclettes, des locomotives, des chariots élévateurs à fourche et en d'autres endroits où les conditions font appel à des exécutions spéciales.

La stabilité absolue de fréquence pour une distance de 50 kHz entre les canaux est obtenue sans emploi de dispositifs thermiques consommateurs de puissance pour les quartz et les spécifications du poste satisfont en tous points les demandes stipulées pour les stations mobiles dans les pays européens.

COMMUNIQUÉS

CONFÉRENCE SUR LES TUBES HYPERFRÉQUENCES Londres, 16-18 octobre 1963

La division électronique de l'« Institution of Electrical Engineers » organise une conférence sur les tubes hyperfréquences, qui se tiendra à Londres, du mercredi 16 au vendredi 18 octobre 1963. Le but de cette conférence est de permettre une rencontre entre les ingénieurs qui conçoivent les équipements et ceux qui fabriquent les tubes en vue de concilier exigences et possibilités des uns et des autres.

Les problèmes abordés seront classés en trois points principaux :

- Amplification des signaux et mesures physiques ;
- Radar et Communications ;
- Applications industrielles.

La plupart des contributions déjà proposées ont trait : aux ondes millimétriques, à l'amplification, aux modulateurs radar, etc. une attention particulière sera portée sur les dispositifs tels que : tubes à onde progressive, klystrons, tubes à champs croisés, etc. En outre une grande place sera attribuée aux discussions relatives à l'utilisation des tubes hyperfréquences dans le domaine du chauffage industriel.

S'adresser à : The I.E.E. Public Relations Officer, Covent Garden, 1871. Londres.

CONFÉRENCE INTERNATIONALE SUR LES HYPERFRÉQUENCES LA THÉORIE DES CIRCUITS ET LA THÉORIE DE L'INFORMATION Tokyo, 7-11 septembre 1964

« The Institute of Electrical Communications Engineers of Japan » organise à Tokyo (Japon) du 7 au 11 septembre 1964, une conférence internationale sur les hyperfréquences, la théorie des circuits et la théorie de l'information.

Cette conférence est ouverte à toute personne intéressée et comprendra diverses sessions ayant trait aux principaux points suivants :

1. Hyperfréquences :

— Théorie et Technique des hyperfréquences et des dispositifs à électrons : lignes de transmission à ondes de surface, composants pour hyperfréquences, mesures en hyperfréquences, techniques des ondes millimétriques et submillimétriques, amplificateurs paramétriques, applications de la cryogénie, tubes à modulation de vitesse, tubes à onde progressive, tube à onde inverse, magnétrons et amplitrans, tubes spéciaux, faisceaux d'électrons, dispositifs à décharge gazeuse, dispositifs à état solide pour hyperfréquences, laser et maser, plasmas.

— Antennes pour hyperfréquences ; propagation : théorie et pratique des antennes pour hyperfréquences, propagation des hyperfréquences, théorie des champs électromagnétiques.

— Systèmes de Communication en hyperfréquences : théorie et pratique des systèmes de communication en hyperfréquence, et des systèmes de communication spatiale.

2. Théorie des circuits :

Topologie des réseaux, théorie des réseaux passifs et actifs, réseaux variant dans le temps, théorie des circuits non linéaires etc.

3. Théorie de l'information :

Théorie du codage, processus stochastique et détection de signaux, etc.

De plus amples renseignements sur la possibilité de présenter une communication et sur les formalités d'inscription peuvent être obtenus en s'adressant à : Dr Kiyoshi Morita c/o The Institute of Electrical Communications Engineers of Japan, 2-8 Fujimicho, Chiyoda-ku, Tokyo, Japan.

PREMIER CONGRÈS INTERNATIONAL DES TECHNIQUES DU VIDE EN RECHERCHE SPATIALE (CIVRES)

Paris, 29 juin-4 juillet 1964

Le rapide développement des recherches spatiales sous-entend un développement parallèle de nombreuses techniques. Parmi celles-ci, et étant donné la nature même de l'Espace, les techniques du Vide jouent un rôle considérable.

Le succès des vols orbitaux notamment dépend de la qualité de tous les appareillages et composants et cette qualité ne peut être appréciée que par une simulation au sol de l'ambiance spatiale.

Le Premier Congrès International des Techniques du Vide en Recherche Spatiale (CIVRES), organisé à Paris, du 29 juin au 30 juillet 1964 par la Société française des ingénieurs et techniciens du vide, permettra de faire le point des progrès réalisés dans les dispositifs de simulation.

PROGRAMME

Des conférences générales, relatives à la Physique de l'Espace (revue des données acquises) et aux *Aspects Généraux de la Simulation*, comporteront l'évocation et la comparaison des diverses méthodes de mesures utilisables, la description de l'instrumentation nécessaire et la confrontation des résultats obtenus en vol avec ceux découlant d'essais de simulation.

Des communications particulières, dont la date de clôture de l'inscription a été fixée au 1^{er} janvier 1964, permettront la tenue de sessions-débats relatives aux rubriques suivantes :

— Simulation sous tous ses aspects ;

— Méthode et appareillages utilisés dans les essais de propulsion électrique et dans les tuyères hypersoniques.

A cette occasion, sera organisé un Centre Technique d'Accueil groupant les Techniciens des Organismes Scientifiques et des principales Firmes spécialisées dans le matériel de Vide et la Simulation d'Espace.

Le Comité d'Organisation est présidé par le Général R. AUBINIER, Directeur du Centre National d'Etudes Spatiales et le Comité Scientifique est placé sous la présidence de Monsieur Maurice Roy, Membre de l'Académie des Sciences et Président du COSPAR.

Pour tous renseignements s'adresser au Secrétariat Technique et Administratifs, Mme J. MAINIER, SFITV, 147 ter A, boulevard de Strasbourg, Nogent-sur-Marne (Seine), France. Tél. TReMblay 10.84.

NOUVEAU CENTRE D'ÉLECTRONIQUE SUR LA CÔTE D'AZUR

La CSF — Compagnie générale de Télégraphie Sans Fil achève un nouveau centre d'électronique situé sur la Côte d'Azur, à Cagnes-sur-Mer (quartier des Vallières).

Dans le plan général de décentralisation mis en œuvre par la Société depuis plus de 10 ans, ce Centre, consacré à l'électro-acoustique, est le cinquième établissement transféré de la région parisienne, après Grenoble, Dijon, Tonnerre et Brest.

Dans sa première phase, il comportera deux bâtiments de 2 000 m² organisés en laboratoire et en unité de production de séries limitées. Un effectif de 150 personnes, dont une vingtaine d'ingénieurs, est prévu d'ici la fin de l'année.

Le choix de la CSF s'est porté sur Cagnes, en raison de la proximité des grands laboratoires nationaux d'électroacoustique déjà implantés dans la région. La commodité des liaisons aériennes avec les laboratoires CSF demeurés à Paris constituait un autre facteur.

Le Département CSF d'Electro-Acoustique, installé à Cagnes, fait partie du Groupement Militaire de cette Compagnie.

CORRESPONDANCE

CONFINEMENT DE PLASMOIDES PAR CHAMPS HAUTE-FRÉQUENCE *

En vue de confiner un plasmoïde d'hydrogène en haute fréquence ($F = 1$ MHz environ) de nombreuses configurations magnétiques sont étudiées, conjointement par tracé sur papier semiconducteur TELEDELTO et par le calcul. Les configurations magnétiques (fournies par un ensemble de conducteurs parallèles disposés dans une symétrie axiale de révolution) sont quadri-polaires puis bipolaires, le nombre de conducteurs de 12 et de 6 et les réseaux d'alimentation triphasé et hexaphasé.

Le tracé sur papier TELEDELTO permet d'obtenir très rapidement des résultats qualitatifs, puis quantitatifs, ainsi que l'allure des lignes de force et le sens de leur courbure : la détermination de B ainsi faite est suffisante en général pour une première approximation.

Le calcul par l'emploi de la loi de BIOT et SAVART par contre, donne une évaluation meilleure, ainsi que les composantes B_0 et B_r pour chaque point du plan ; il permet une étude plus précise surtout dans les régions présentant une forte variation du vecteur induction.

En conclusion, et compte tenu de l'approximation imposée par l'emploi du papier TELEDELTO, les deux méthodes donnent un résultat sur la connaissance de B , donc sur les pressions magnétiques, sensiblement identique sous deux formes complémentaires.

* CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES CHAMPS MAGNÉTIQUES DANS UNE CONFIGURATION A SYMÉTRIE AXIALE par J. BLIAUX, J.-P. DURAND, G. GIRAUD-CARRIER et R. MERARD. Rapport C.E.A. n° 2254 - Département d'Electronique. Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay.

BIBLIOGRAPHIE

Technique des amplificateurs basse fréquence de qualité, par Ph. RAMAIN. Un vol. 16,5 × 24,5, 730 pages (Chiron, Paris, 1962). Relié : 80 F.

Paru quelques mois après la « Pratique de la haute fidélité » de J. REITHMULLER, le livre de Ph. RAMAIN est cependant assez différent de ce dernier tant par la matière traitée que par la manière de la traiter.

En effet, le livre qui nous occupe s'attache exclusivement à la partie électronique des ensembles de reproduction BF, mais il s'y attache dans les moindres détails en plus de 700 pages de texte dense, de figures claires, de bibliographie et d'index.

L'accent est surtout mis sur la compréhension des phénomènes mis en jeux et l'étude raisonnée et calculée du matériel. On trouvera donc une importante étude théorique de la technique électronique B.F., suivie de l'étude pratique et de la réalisation de divers matériels.

Il est à noter toutefois que la partie théorique, si elle ne laisse rien dans l'ombre, reste très accessible avec une dose minimale de mathématiques et une clarté remarquable due à l'emploi judicieux des techniques graphiques (courbes, abaques, réseaux, etc.).

L'étude pratique et la réalisation des amplificateurs, pré-amplificateurs et « TUNERS » présente la même clarté tout en abordant une variété considérable de matériel : de l'amplificateur d'électrophone portatif à celui de sonorisation de grande puissance en passant par les classiques amplificateurs de 10 à 25 watts, les préamplificateurs universels associés et les TUNERS AM-FM. Remarquons que l'ensemble de l'ouvrage est exclusivement « tubes à vide ».

En résumé il s'agit vraiment là de la « Bible » attendue de l'ingénieur et du technicien d'études et de fabrication B.F. et aussi de l'amateur éclairé dont il complètera très utilement les autres ouvrages spécialisés.

C.D.

Les radio-isotopes et leurs applications industrielles, par H. PIRAUX. Un vol. 15,5 × 23,2 cm, 326 pages, 107 figures et 106 photographies (Dunod, Paris 1962). Bibliothèque Technique Philips. Relié : 53 F.

Dans ce livre, l'auteur résume les principales propriétés des radio-isotopes, les précautions à prendre dans leur emploi industriel et les méthodes à mettre en œuvre pour les utiliser comme instruments de mesures et d'investigations. Il s'attache ensuite à dresser un catalogue extrêmement intéressant des applications biologiques et industrielles. Au nombre de celles-ci, citons entre autres, l'élimination de l'électricité statique, la détection de la pollution de l'air, la mesure de la vitesse d'écoulement des fluides, les études d'usure et de corrosion, le contrôle de certains procédés métallurgiques et même la criminologie. Au cours de ces descriptions, l'auteur montre la parenté que ces

diverses applications peuvent avoir entre elles et étudie de façon plus approfondie celles qui ont donné lieu à des travaux véritablement systématiques : la mesure des épaisseurs, des densités et des niveaux, la gammagraphie.

Signalons enfin que l'éditeur a particulièrement soigné la présentation de cet ouvrage. Un procédé spécial de fixation du recueil de photographies joint à l'ouvrage, en permet la consultation aisée simultanément à la lecture du texte.

R.O.E.

Mesures en radiotechnique, par E. FROMY. Un vol. 16 × 25 cm, 808 pages, 530 figures. 4^e édition (Dunod, Paris, 1963). Relié : 98 F.

Cette nouvelle édition du manuel de M. FROMY ne diffère pas sensiblement des précédentes : l'auteur, sans changer le plan général s'est contenté de compléter certaines chapitres ou de modifier quelques points de détail pour tenir compte de l'évolution rapide de la technique.

Rappelons que cet ouvrage constitue un intermédiaire entre les cours théoriques qui définissent les principes, et les applications pratiques dont toutes les difficultés sont mises systématiquement en valeur, appliquées et résolues.

Pour chaque catégorie de mesures, les phénomènes et les développements théoriques de base sont toujours rappelés, toutes les difficultés expérimentales, leurs causes, leurs effets, les limites qu'elles imposent et les moyens d'en éliminer les conséquences sont en outre signalés.

Enfin, dans certains cas, des problèmes pratiques sont traités et il est même fait allusion à des normes usuelles.

R.O.E.

Monographie des treillis et algèbre de Boole, par M. CARVALLO. Un vol. 16 × 25 cm, 128 pages, 38 figures (Gauthier Villars, Paris 1962). Broché : 28 F.

Ce court traité a pour objet l'exposé théorique de l'Algèbre de Boole. Celle-ci est définie par l'auteur comme un ensemble ordonné en treillis, et c'est en se rattachant à ce point de vue que la question est traitée.

L'« algèbre » est définie comme l'étude d'un ensemble muni d'opérations. Cet ensemble est ordonné à l'aide d'une « relation » introduite à partir d'une de ces opérations (associative, commutative et idempotente) et qui confère à l'ensemble une structure de treillis.

Cette étude a donc pour but de présenter de façon intuitive l'outil, que le calcul automatique a rendu indispensable, de l'algèbre de Boole et de préparer le lecteur à l'étude plus spécialisée des logiques polyvalentes et de leurs applications aux différentes branches des mathématiques.

R.O.E.

PETITES ANNONCES

621. C. — IMPORTANTE FIRME
DIFFUSION APPAREILS
DE MESURES ÉLECTRONIQUES
RENOMMÉE INTERNATIONALE
PARIS — recherche pour SERVICE
APRÈS VENTE
INGÉNIEUR
DE LABORATOIRE
DIPLOME ÉLECTRONIQUE
OU ÉQUIVALENT

ayant plusieurs années d'expérience labo.

oscilloscopes — générateurs de fréquence
— ponts de mesures, etc.

SITUATION INTÉRESSANTE
dans firme plein essor

Ecr. sous réf. AP 384 A.

ETAP — 4, rue Massenet, PARIS XVI^e.
Discrétion absolue.

622. C. — Ingénieur en électronique
(spécialités : radars, traitement de l'information)
ayant l'habitude du commande-

ment, cherche situation stable et à responsabilités pour études, projets, calculs ou coordination technique dans les domaines suivants de préférence : radars, automation ou aéronautique. Ecr. revue qui transmettra.



Revue affiliée au Syndicat
de la Presse Radioélectrique
Française - Paris

PLANAR-PNP

Moyenne Puissance et Puissance Intermédiaire
Actuellement en Production

Type	Puissance maximum dissipée à 100°C boîtier (watts)	Tension Collecteur maximum V_{cb} (volts)	Gain de courant continu minimum en émetteur commun	Tension de saturation collecteur typique (volts/mA)	Boîtier
2N1131	1	50	20 à 150mA	1.1 à 150	TO-5
2N1132	1	50	30 à 150mA	1.1 à 150	TO-5

Ecrivez-nous dès maintenant pour obtenir des informations sur ces transistors et sur ceux de la liste qui suit:

- 2N2303** – Version gain élevé du type 2N1132
- 2N721** – Version TO-18 du type 2N1131
- 2N722** – Version TO-18 du type 2N1132
- 2N1991** – Transistor PNP type commercial
- 2N978** – Version TO-18 du type 2N1991

De plus, les transistors de "Puissance Intermédiaire" suivants sont maintenant disponibles:

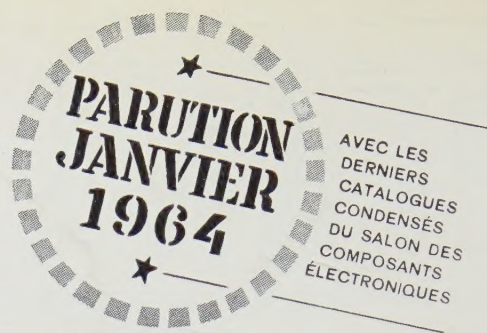
Type	Puissance maximum dissipée à 100°C boîtier (watts)	Tension collecteur maximum V_{cb} (volts)	Gain de courant continu minimum en émetteur commun	Tension de saturation collecteur typique (volts/mA)	Boîtier
2N1084	5	60	20 à 500mA	1.1 à 500	TO-5
ST9000	15	60	20 à 500mA	1.1 à 500	Boîtier à vis 7/16"

TRANSISTORS · DIODES · REDRESSEURS · THYRATRONS · REGULATEURS · REFERENCES

Transitron
electronic

29, Avenue de l'Opéra
PARIS 1^{er}
Téléphone: OPEra 69.89

industriels
LA DOCUMENTATION
TECHNIQUE EST LE PLUS
PUISSANT FACTEUR
d'expansion



FORMAT
21 x 27

2 VOLUMES
1500 Pages

Couverture
cartonnée
4 couleurs

4 LANGUES

la 4^e édition

INTERNATIONALE

du **GUIDE** 1963
TECHNIQUE 1964
DE L'ÉLECTRONIQUE
PROFESSIONNELLE

sera entièrement
justifiée *



**★ 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»

* Office
de Contrôle
de la
Diffusion
des supports
divers de la
Publicité
C.S.D.
18, Rue
Clairaut
Paris (17*)

**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°



RÉGIE EXCLUSIVE DE LA PUBLICITÉ

AGENCE PUBLÉDITEC - DOMENACH
13, RUE CHARLES-LECOCQ - PARIS 15° - BLO. 88-04 et 05.

VENTE EXCLUSIVE DE NOS GUIDES EN LIBRAIRIE : ÉDITIONS CHIRON - 40, RUE DE SEINE - PARIS (6°)