

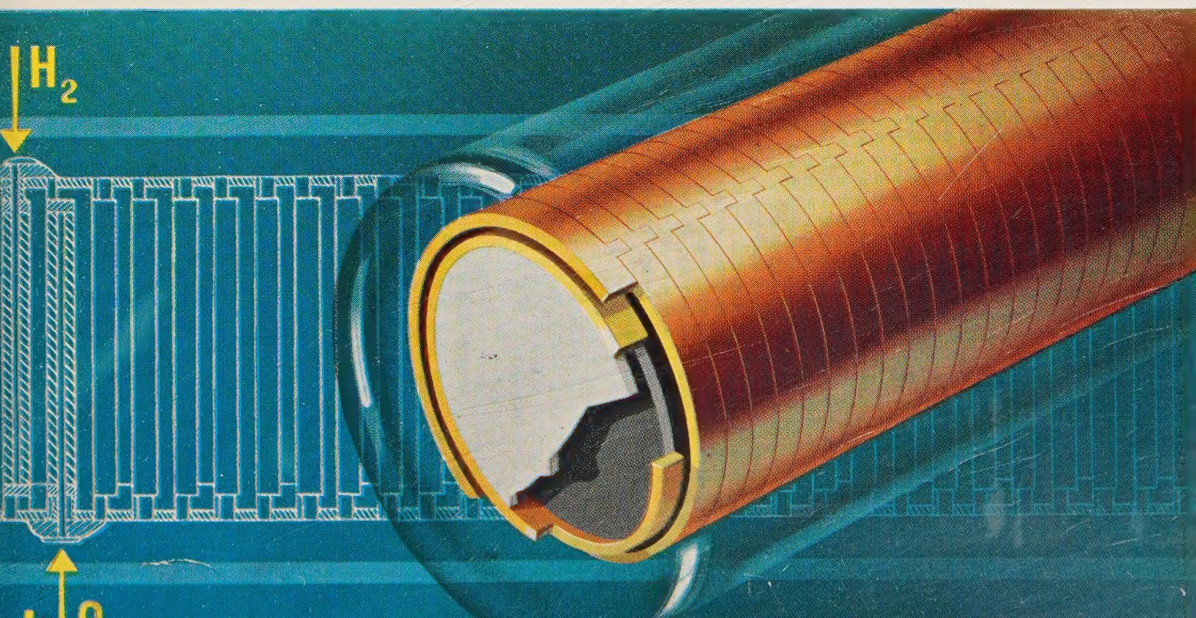
L'ONDE ÉLECTRIQUE

42^e ANNÉE - N° 423

JUIN 1962

PRIX : 8 NF

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



Le CENTRE DE RECHERCHE
de la COMPAGNIE GÉNÉRALE
D'ÉLECTRICITÉ

effectue dans ses laboratoires
de Marcoussis, avec des moyens
à l'échelle européenne, les
recherches de base de ce Centre
pour les techniques avancées

Ci-contre, un des éléments
constitutifs d'une pile à combustible
qui permettra d'obtenir
50 ampères sous 25 volts

■
Numéro consacré

LA CONVERSION
DIRECTE D'ÉNERGIE

A

Alimentations

stabilisées

pour transistors

POUR USAGE GÉNÉRAL

POUR TUBES KLYSTRONS

POUR TUBES CARCINOTRONS

CF 301 - ALIMENTATION STABILISÉE POUR TRANSISTORS

Tension continue stabilisée: 0 à 48 V en 8 gammes (0-6-12-18-24-30-36-42-48 V). Débit : 0 à 2 A. Résistance interne $< 0,01 \Omega$. Stabilité $> \pm 0,01 \%$ pour $\pm 10 \%$ variation secteur. Ronflement < 1 mV. Galvanomètre de mesure : V. et I. Dispositif de sécurité contre les surcharges. Possibilité de mise à la masse de l'une ou de l'autre des 2 bornes de sortie (+ ou -)

CF - 301

CF - 400

CF 400 - ALIMENTATION STABILISÉE POUR TRANSISTORS

Pour l'étude des montages à transistors

Tension continue stabilisée: 0 à 30 V. Débit : 0 à 400 mA. Résistance interne $< 0,1 \Omega$. Stabilité: 5.10-4 pour $\pm 10 \%$ secteur. Ronflement : $\leq 600 \mu V$. Réponse aux impulsions : $\leq 40 \mu s$. Stabilité en $^{\circ}C$: $\pm 2.10-4$ / $^{\circ}C$ de 0 à 50 $^{\circ}C$. Dispositif de sécurité : 4 positions préréglées : 50, 100, 200 et 400 mA. Galvanomètre de lecture : pour V. et I.

CF 201 D - ALIMENTATION STABILISÉE

Tension continue : de 30 V à 300 V. Débit : 0 à 100 mA. 2 alimentations peuvent être montées en série ou en parallèle (600 V ou 200 mA). Stabilité : $> 1 \%$ pour $\pm 10 \%$ secteur et 0 à 100 mA de débit. Ronflement < 5 mV. Tension alternative : 6,3 V, 5 A

SCF 200 - ALIMENTATION STABILISÉE POUR KLYSTRONS

usuels à faible puissance et cavité incorporée et des Oscillateurs Férisol à niveau élevé types OS 101 à OS 401. Fournit : 1° Tension cavité : ajustable entre 300 et 325 V. 40 mA. 2° Tension réflecteur : réglable entre 30 et 300 V. 10 μA (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 $> 0,5 \%$ pour $\pm 10 \%$ secteur. Tension de modulation en signaux carrés ou en dents de scie à 1.000 Hz (80 V). Tension de chauffage 6,3 V. 2 A. Tension fixe 300 V. 25 mA pour oscillateurs Férisol.

SCF 300 - ALIMENTATION STABILISÉE POUR KLYSTRONS

usuels de puissance moyenne à cavité incorporée et des oscillateurs FÉRISOL types OS 501 et OS 601 Fournit : 1° Tension cavité : Réglable entre 300 et 1.200 Volts 70 mA - Ronflement < 1 mV. 2° Tension réflecteur : Réglable de 30 à 700 Volts - Ronflement < 1 mV. 3° Tension filament : 6,3 Volts continus - I max. : 2 A. 4° Tension de modulation en signaux carrés : 400 à 3000 Hz (10 à 200 volts crête). Tension en dents de scie à 50 Hz (0 à 200 volts crête).

SCF 500 B - ALIMENTATION STABILISÉE POUR CARCINOTRONS "O"

Fournit toutes les tensions nécessaires au fonctionnement des tubes Carcinotron "O". 1° Tension anode : 130 à 200 V I max. 20 mA Ronflement < 5 mV. Stabilité $> 0,5 \%$ pour $\pm 10 \%$ secteur. 2° Tension ligne : 150 à 1.500 volts (variation par "hélio-pot"). I max. : 60 mA. Ronflement < 5 mV. Stabilité $> \pm 0,1 \%$ pour $\pm 10 \%$ secteur. 3° Tension grille : réglable de 0 à 85 V. 4° Chauffage 6,3 V 3 A et 6,3 V. 2 A. - 2 galvanomètres incorporés pour lecture de V ou I anode ou ligne.

SCF - 300

SCF - 500 B

ETS GEFFROY ET CIE
INGÉNIEUR - DOCTEUR



Société Anonyme au capital de 2.000.000 NF

18, AVENUE PAUL-VAILLANT-COUTURIER • TRAPPES
(S.-&-O.) - TÉLÉPHONE 923-08-00 (5 lignes groupées)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Vol. XLII

JUIN 1962

N° 423

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"

NUMÉRO CONSACRÉ A LA CONVERSION DIRECTE D'ÉNERGIE

SOMMAIRE

Introduction	J. YVON	481
Production d'électricité par voie magnéto-hydrodynamique	F. LE BOUC P. RICATEAU	482
Perspectives d'emploi des diodes à plasma	B. DEVIN L. KOCH M. VANDEVYVER	496
Les effets thermoélectriques et leurs applications	M. RODOT	507
Les convertisseurs thermoélectriques nucléaires à semiconducteurs	NGUYEN VAN DONG	517
Les piles à combustibles	G. LEHMANN	523
La conversion d'énergie thermo-photo-électrique	A. FORTINI	530
La conduction thermique dans les solides	J. TAVERNIER	541
Convertisseurs solaires à thermoéléments	NGUYEN THIEN CHI	554
Cellules solaires photovoltaïques	F. DESVIGNES	563
Informations :		
Documentation technique		576
Communiqués		577
Bibliographie		579

Sur notre couverture :

La Compagnie Générale d'Electricité a installé à Marcoussis, sur un terrain de plus de 100 hectares, ses laboratoires de recherches fondamentales. A cet emplacement, elle dispose d'ores et déjà de 22 000 m² de laboratoires, dans lesquels travaillent plus de 500 personnes. Ces recherches fondamentales sont complètement indépendantes des recherches appliquées, qui continuent à être menées, avec des effectifs accrus, dans les Laboratoires et Centres Techniques des Branches et Filiales de ce Groupe.

Dans le cadre de ces recherches, une action importante est conduite dans le domaine des piles à combustible : piles froides travaillant au-dessous de 120 °C et piles chaudes travaillant entre 200 et 1 000 °C. Ces piles sont alimentées, suivant les types, par de l'hydrogène comprimé, par des générateurs de gaz ou par des hydrocarbures.

CENTRE DE RECHERCHES DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE D'ÉLECTRICITÉ
Route de Nozay à Marcoussis (Seine-et-Oise) — Téléphone : 921.86.50.

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

ÉDITIONS CHIRON

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

Abonnement annuel souscrit directement aux Editions Chiron : France 45 NF — Etranger 51 NF — Ce n° 8 NF

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 (1962)

M. B. DECAUX, Ingénieur en Chef des Télécommunications.

Président désigné pour 1963

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

Vice-Présidents

MM. H. PORTIER, Directeur des Etudes à l'E.S.E.

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.

Secrétaire Général

M. A. FLAMBARD, Ingénieur Militaire en Chef.

Secrétaires Généraux Adjointes

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

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

Trésorier

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

Secrétaires

MM. M. THUÉ, Ingénieur des Télécommunications.

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

J.-P. POITEVIN, Ingénieur des Télécommunications.

SECTIONS D'ÉTUDES

N°	Dénomination	Président	Secrétaire
1	Etudes générales. Groupe de mathématiques appliquées à la radio-électricité.	M. L. ROBIN	M. E. JULIER
2	Matériel radioélectrique.	M. J. FAGOT	M. AFANASSIEFF
3	Electro-acoustique.	M. BUFFARD	M. R. LEHMANN
4	Télévision.	M. ANGEL	M. DE THIEULLOY
5	Hyperfréquences.	M. P. ASSENS	M. D. COULMY
6	Electronique.	M. PICQUENDAR	M. O. CAHEN
7	Documentation.	M. CHEREAU	
8	Electronique appliquée.	M. LOEB	M. G. ROTH
9	Electronique nucléaire.	M. LABEYRIE	M. BENOIT
10	Formation du Personnel technique.	M. RIVIÈRE	M. GILABERT
11	Electronique Biologique et Médicale.	M. POLONSKY	M. E. ALLARD

Rédaction de l'Onde Electrique

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

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

M. M. CAMUS, Ingénieur des Télécommunications.

M. A. PROFIT, Ingénieur des Télécommunications.

GROUPES RÉGIONAUX

GRUPE D'ALGER

Président. — M. A. SARAZIN, Directeur-adjoint de l'Institut d'Etudes Nucléaires, Faculté des Sciences d'Alger.

Secrétaire. — M. P. CACHON, Assistant à la Faculté des Sciences d'Alger.

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, Assistant 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 Conférence à la Faculté des Sciences de Grenoble.

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 à 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

Particuliers	25,00 NF
Particuliers âgés de moins de 25 ans en cours d'études	12,50 NF
Sociétés ou Collectivités	150,00 NF
	ou 350,00 NF
	ou 750,00 NF
au gré de la Société ou Collectivité.	
Particuliers résidant à l'étranger	25,00 NF
plus frais postaux	5,00 NF

* NDLR. Cette revue est l'Onde Electrique.

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

RÉSUMÉS DES ARTICLES

PRODUCTION D'ÉLECTRICITÉ PAR VOIE MAGNÉTO-HYDRO-DYNAMIQUE, par F. LE BOUC et P. RICATEAU, Groupe d'Etude MHD de l'Institut Français du Pétrole et du C.E.A. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 482 à 495).

L'idée d'utiliser les propriétés conductrices d'un fluide en mouvement pour produire de l'électricité est due à Arago. Mais c'est à la suite de travaux sur l'ionisation des gaz derrière les ondes de choc qu'une société américaine de recherche aéronautique, l'AVCO, considéra en 1955 la possibilité d'accroître considérablement l'ionisation thermique des gaz par l'adjonction d'une faible quantité d'un élément alcalin facilement ionisable. Cette amélioration essentielle plaçait la conversion magnéto-hydro-dynamique parmi les modes de conversion dignes d'être attentivement étudiés.

PERSPECTIVES D'EMPLOI DES DIODES A PLASMA, par B. DEVIN, L. KOCH et M. VANDEVYVER, Service d'Electronique Physique — Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay — Gif-sur-Yvette (Seine-et-Oise). L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 496 à 506).

La conversion directe de l'énergie thermique en électricité avec les diodes à plasma s'avère une méthode de production d'électricité particulièrement adaptée à l'énergie nucléaire. Des rendements de 20 % sont obtenus actuellement en laboratoire et les durées de vie des diodes constituées de métaux réfractaires atteignent actuellement 3 000 heures. Ces performances permettent de concevoir dès maintenant, des ensembles utilisant l'énergie nucléaire pour fournir la puissance auxiliaire nécessaire aux véhicules spatiaux.

LES EFFETS THERMOÉLECTRIQUES ET LEURS APPLICATIONS, par M. RODOT, Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C.N.R.S. (Seine-et-Oise), L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 507 à 516).

Les thermopiles à semiconducteurs sont des générateurs autonomes d'électricité utilisables, soit dans l'espace, soit à terre dans les régions peu industrialisées. On décrit le principe de ces appareils, on donne l'expression de leur rendement et on analyse les problèmes que pose leur construction. Actuellement les thermopiles n'existent qu'à l'état de prototypes et demandent encore un gros effort industriel. Les réfrigérateurs à semiconducteurs, déjà bien étudiés et susceptibles de nombreuses applications, sont également décrits. A la lumière de la théorie des semiconducteurs, on discute de la nature des thermoéléments pouvant donner de bons résultats, ainsi que des perspectives de perfectionnement.

LES CONVERTISSEURS THERMOÉLECTRIQUES NUCLEAIRES A SEMICONDUCTEUR, par NGUYEN VAN DONG, Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 517 à 522).

Le problème de la conversion thermoélectrique est examiné. On se place en particulier dans le cas d'une source thermique d'origine nucléaire. La nature, la configuration de la source, les paramètres mécaniques, thermiques et électriques des éléments qui composent le convertisseur sont discutés. Comme exemple, on décrit le Snap III, générateur thermoélectrique fonctionnant avec une source de polonium 210, et un projet récent d'un réacteur nucléaire thermoélectrique. Dans la conclusion, on souligne l'intérêt des thermoéléments opérant à haute température et les possibilités offertes par les semiconducteurs à l'état liquide..

LES PILES A COMBUSTIBLES, par G. LEHMANN, Directeur Scientifique à la Compagnie Générale d'Electricité. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 523 à 529).

Les piles à combustibles doivent avoir une puissance élevée, de 100 watts à plusieurs mégawatts.

Elles fonctionnent en régime permanent, grâce à un système d'alimentation en marche.

Leur énergie résulte de l'oxydation d'un combustible électrochimique, suffisamment agréable d'emploi, et économique.

Leur rendement est de 60 à 80 % double de celui des machines thermiques.

D'importantes études restent à achever pour faire entrer les piles à combustibles dans le domaine des applications pratiques.

LA CONVERSION D'ÉNERGIE THERMO-PHOTO-ÉLECTRIQUE, par A. FORTINI, Laboratoire Central des Industries Electriques. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 530 à 540).

Après un bref rappel de la statistique des électrons et des trous dans un semiconducteur et des hypothèses qui sont à la base de la théorie de la jonction PN, on expose la théorie de l'effet photovoltaïque dans un modèle simplifié. On étudie ensuite le comportement d'une jonction de type PIN à vide et en court-circuit. Les résultats sont appliqués à l'étude du rendement de conversion de l'énergie lumineuse en énergie électrique dans une telle jonction. On donne le principe d'un appareil dans lequel cette conversion peut être mise à profit avec un rendement intéressant.

LA CONDUCTION THERMIQUE DANS LES SOLIDES, par J. TAVERNIER, Groupe de propulsion nucléaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 541 à 553).

Dans l'article proposé, l'auteur décrit le phénomène de transfert de la chaleur par conduction dans les solides.

Dans une première partie, on rappelle et complète l'équation de Fourier. Une seconde partie est consacrée à la théorie microscopique du phénomène ; transfert de la chaleur par les porteurs de charge et par les ondes élastiques se propageant dans le réseau cristallin. Afin de faciliter la compréhension des mécanismes étudiés, les théories sont établies en utilisant une analogie électrique simple.

CONVERTISSEURS SOLAIRES A THERMOÉLÉMENTS, par NGUYEN THIEN-CHI, Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil (C.S.F.). L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 554 à 562).

Au rang des nouveaux moyens mis à la disposition de l'homme pour transformer en énergie utilisable de vastes sources d'énergie à bas potentiel, comme le rayonnement solaire, la thermoélectricité vient en bonne place grâce aux semiconducteurs.

Les générateurs solaires plans font travailler les semiconducteurs à des températures peu élevées, gage de stabilité et de longévité. Cependant plus le nombre de séparateurs transparents placés au-dessus des plaques collectrices est grand, plus la proportion de lumière perdue est grande, mais meilleur est l'isolement thermique.

La recherche d'une structure optimale est conditionnée par la maximisation du produit du flux de chaleur dans les couples par l'écart de température. La puissance utile croît presque linéairement avec la tension en charge. Par suite des effets Joule et Peltier, l'écart de température entre jonctions croît avec le rayonnement mais aussi avec la tension en charge.

Connaissant la courbe du rayonnement solaire journalier, on peut en déduire par planimétrie l'énergie que pourrait fournir un générateur donné. Un appareil très largement dimensionné, associé à une batterie tampon, peut fournir une puissance constante durant plusieurs mois sans entretien.

CELLULES SOLAIRES PHOTOVOLTAIQUES, par F. DESVIGNES, Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée. L'Onde Electrique de juin 1962 (pages 563 à 575).

L'article débute par un rappel sommaire de l'histoire des cellules photovoltaïques et de leur principe de fonctionnement, vient ensuite un rapide examen des faits qui fixent les limites théoriques du rendement, lesquelles sont données pour quelques matériaux semiconducteurs, et des faits pratiques qui peuvent justifier les écarts entre les rendements réellement observés, et ces limites théoriques. Ces résultats sont utilisés à l'étude du bilan énergétique d'une cellule au silicium. On examine ensuite les méthodes de fabrication mises en œuvre avec divers matériaux et les performances obtenues ; le cas du silicium est traité en détail. On donne des exemples réels d'application à un satellite artificiel et à l'alimentation d'un relais UHF, avec l'énoncé des exigences relatives à chaque cas. On termine par une étude sommaire des problèmes économiques et des possibilités d'avenir.

SUMMARIES OF THE PAPERS

THE CONVERSION OF ENERGY IN THE THERMO-PHOTO-ELECTRIC MANNER, by A. FORTINI, *Laboratoire Central des Industries Electriques*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 530 to 540).

After a short review concerning the distribution of electrons and holes in a semiconductor and of the assumptions on which are based the theory of the PN junction, there is an account of the theory of the photo-voltaic effect in a simplified model. There is then a study of the behaviour of a PIN type junction offload and on short circuit. The results are applied to a study of the conversion of luminous energy into electrical energy in such a junction. There is an account of the principle of a device in which that conversion can be deliberately used with a useful output.

THERMAL CONDUCTION IN SOLIDS, by J. TAVERNIER, *Groupe de propulsion nucléaire, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 541 to 553).

In this article the author deals with phenomena of the transfer of heat by conduction in solids.

The first part recalls and develops the Fourier equation ; the second part is concerned with the microscopic theory of the phenomena and the transfer of heat by charge carrying bodies and by elastic waves propagated in the crystal network. To assist in the understanding of the mechanisms being examined the theoretical conceptions are explained, using a simple electrical analogy.

SOLAR CONVERTORS WITH THERMAL ELEMENTS, by NGUYEN THIEN-CHI, *Compagnie Générale de télégraphie Sans Fil (C.S.F.)*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 554 to 562).

Among the new means now available to man to convert into usable energy the vast sources of energy at low potential, such as solar radiation, thermo electricity takes a leading place due to semiconductors.

Solar generators use semiconductors at moderate temperatures, which is a requirement for stability and for long life. However, the greater the number of transparent separators placed in front of the collecting plates the greater is the proportion of light lost although also the better is the thermal insulation.

The search for an optimum construction is conditioned by the bringing to a maximum of the product of the heat flux within the couples by the temperature difference. The useful power increases almost linearly with the charge voltage. In consequence of the Joule and Peltier effects the temperature difference across junctions increases with the radiation but also with the charge voltage.

Knowing the curve for the daily solar radiation, it is possible to deduce, using a planimeter which a given generator can provide. An assembly of generous proportions associated with a buffer battery can provide constant power for several months without maintenance.

PHOTO-VOLTAIC SOLAR CELLS, by F. DESVIGNES, *Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 563 to 575).

The article begins with a brief account of the history of photo-voltaic cells and their operation in principle and goes on to a short appraisal of the factors which fix the theoretical limits of output (these being given for various semiconductor materials) and some practical facts which are capable of explaining the separation between the efficiencies obtained in practice and these theoretical limits.

These results are used in the study of the energy balance sheet in a silicon cell.

There is then an examination of methods of manufacture undertaken with various materials and the performances obtained : the instance of silicon is dealt with in detail. Practical examples are given of application to an artificial satellite and to the power supply of a UHF relay with a statement of the requirements relative to each case. Finally there is a brief account of economic problems and of the possibilities for the future.

THE PRODUCTION OF ELECTRICITY BY MAGNETO-HYDRODYNAMIC MEANS, by F. LE BOUC and P. RICATEAU, *Groupe d'Etude MHD de l'Institut Français du Pétrole et du C.E.A.* L'Onde Electrique, June 1962 (pages 482 to 495).

The concept of using the conducting properties of a moving fluid to produce electricity is due to Arago but it was in the course of work on the ionisation of gas behind shock waves that an American aeronautical research organisation, AVCO, considered in 1955 the possibility of obtaining a considerable increase in the thermal ionisation of the gases by the addition of a small quantity of an easily ionised alkaline element. This essential improvement put magneto-hydrodynamic conversion among the methods of conversion worthy of close study.

THE POSSIBLE USES OF PLASMA DIODES, by B. DEVIN, L. KOCH and M. VANDEVYVER, *Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 496 to 506).

The direct conversion of thermal energy to electricity with plasma diodes provides a method for the production of electricity particularly suitable in connection with nuclear energy. Efficiencies of 20 % are already being obtained in a laboratory and the life of diodes made of metals capable of withstanding high temperatures is already reaching 3,000 hours. These performances make it possible already to imagine assemblies using nuclear energy to provide the auxiliary power required by space vehicles.

THERMOELECTRIC EFFECTS AND THEIR APPLICATIONS by M. RODOU, *Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du C.N.R.S.* L'Onde Electrique, June 1962 (pages 507 to 516).

The semiconductor thermopiles are autonomous generators of electricity, which may be used, either in space applications or on earth in under-industrialized areas. The principles of these devices and the calculation of their efficiency are given, and some problems about their design are analyzed. Only prototypes of thermopiles have been built until now, and an important work on an industrial scale is still necessary to optimize them. The semiconductor refrigerators, which are now commercialized and may be useful in a wide range of applications are also described. In the light of semiconductor theory, the nature of the valuable thermoelements and the possibilities of improving them are discussed.

NUCLEAR THERMOELECTRIC CONVERTORS, WITH SEMICONDUCTORS, by NGUYEN VAN DONG, *Service d'Electronique Physique, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 517 to 522).

The problem of thermoelectric conversion is examined. The author studies especially the case of a nuclear thermic source.

The nature, the configuration of the source, the mechanical, thermic and electric parameters of the elements which made the convertor are discussed. As an example, Snap III, thermoelectric generator using a polonium 210 source and a recent project of a nuclear thermoelectric reactor is described. As a conclusion, the interest of thermoelements working in high temperature and the possibilities given by semiconductors in liquid state are underlined.

FUEL BATTERIES, by G. LEHMANN, *Directeur Scientifique à la Compagnie Générale d'Electricité*. L'Onde Electrique, June 1962 (pages 523 to 529).

Fuel batteries have a high output from 100 W to several megawatts. They operate continuously by virtue of a continuous supply system.

Their energy comes from the oxydisation of an electro chemical fuel which is suitable for use and economic.

Their efficiency is from 60 % to 80 %, double that of thermal devices.

Important investigations have still to be completed to make possible the use of fuel batteries in the field of practical applications.

INTRODUCTION

PAR

J. YVON

Président du Comité de conversion des énergies

Réaliser la conversion directe de la chaleur en électricité, c'est obtenir de l'énergie électrique à partir d'une source chaude sans passer par l'intermédiaire d'une machine thermique, donc sans faire l'opération, comme il est d'usage, en deux étapes, avec intervention au stade intermédiaire d'un produit de l'art des mécaniciens. Les électriciens espèrent pouvoir ainsi se suffire à eux-mêmes. Ce beau rêve n'en reste pas moins soumis aux implications du principe de Carnot, qui exige aussi une source froide. La chaleur peut être fournie par des moyens usuels : combustion, rayonnement solaire, par un moyen qui s'implante, la fission de l'atome, ou bien grâce à l'énergie de désintégration de radioéléments convenablement choisis. Dans ce dernier cas il s'agit à coup sûr de puissances faibles, sensiblement inférieures au kilowatt.

La conversion est encore plus directe si on évite aussi l'intermédiaire chaleur. C'est ce qu'on tente de faire, dans le cas de la combustion, grâce aux piles à combustible — dont il ne sera pas fait autrement état ici. C'est ce qu'on réalise, dans le cas du rayonnement lumineux, à l'aide de l'effet photovoltaïque. Les rayonnements nucléaires se prêtent très mal à un tel « court-circuit » : qu'on puisse convertir directement leur énergie en énergie électrique est assuré puisque c'est là le principe d'une des méthodes de leur mesure, mais le rendement global est très faible. Qu'il s'agisse des fragments de fission, du rayonnement γ ou des particules de désintégration, la formule est de les absorber dans des matières qui s'échauffent.

Le présent numéro de l'Onde Electrique n'a pas pour objet une étude didactique de la question. Ce n'est pas non plus un tableau d'ensemble des

recherches effectuées actuellement sur ce sujet. Il s'agit plutôt de donner l'occasion à plusieurs spécialistes français, chacun ayant un sujet propre, de décrire les recherches qu'ils effectuent. Si cette manière de voir le sujet en limite l'extension, elle a l'avantage de lui donner une tournure concrète. Les auteurs ont été choisis sous l'autorité de M. Maurice SURDIN, chef du département d'électronique au Commissariat à l'Energie Atomique. Il est permis d'espérer que la publication de cette première série de mémoires sur la conversion directe encouragera la parution de mémoires concurrents et que cette rubrique deviendra active en France.

La conversion directe applique des principes qui sont connus depuis nombre d'années et des matériaux qui sont nouveaux. C'est l'arsenal présent et à venir des semiconducteurs, des réfractaires, des émetteurs d'électrons qui doit permettre aux inventions du passé d'accéder à la promotion industrielle, ou au moins, pour les plus délicates, de déborder du domaine du laboratoire.

On pressent des réussites aisées dans le domaine des très petites puissances. Il faudra plus de temps et d'efforts pour satisfaire les gros producteurs d'énergie. Dans ce dernier cas, les mécaniciens, quelque peu « remerciés » en première approximation, retrouveront matière à œuvrer, car il faudra aménager source chaude et source froide, par exemple par circulation de fluides appropriés. Un client difficile à contenter, mais promoteur de progrès par l'extrême rigueur de ses exigences, sera le constructeur des véhicules de l'exploration spatiale, qu'il s'adresse à l'énergie solaire ou bien à l'énergie disponible dans les noyaux atomiques.

PRODUCTION D'ÉLECTRICITÉ PAR VOIE MAGNÉTOHYDRODYNAMIQUE

PAR

F. LE BOUC et P. RICATEAU

*Groupe d'Etude M.H.D. de l'Institut Français du
Pétrole et du Commissariat à l'Energie Atomique*

L'idée d'utiliser les propriétés conductrices d'un fluide en mouvement pour produire de l'électricité est due à ARAGO qui l'exprima peu de temps après la découverte par FARADAY des effets d'induction sur les conducteurs solides. FARADAY lui-même se soucia de vérifier l'exactitude de ce nouvel aspect du phénomène d'induction en tentant de mesurer la tension induite au travers de la Tamise par le mouvement des eaux du fleuve dans le champ magnétique terrestre. L'expérience n'eut pas de suite immédiate, néanmoins l'idée continua à préoccuper quelques esprits et des brevets traitant de l'utilisation de la tension induite dans les gaz ou les liquides furent déposés de loin en loin durant toute la première moitié du XX^e siècle. L'un au moins de ces brevets, celui de B. KARLOWITZ déposé en 1940 [3] aux Etats-Unis visait à la conversion d'énergie d'un gaz de combustion en électricité ; il donna lieu à un travail expérimental qui s'acheva malheureusement sans grands résultats du fait de la faible conductivité naturelle du gaz utilisé.

C'est à la suite de travaux sur l'ionisation des gaz derrière les ondes de choc qu'une société américaine de recherche aéronautique, l'AVCO, considéra en 1955 la possibilité d'accroître considérablement l'ionisation thermique des gaz par l'adjonction d'une faible quantité d'un élément alcalin facilement ionisable. Cette amélioration essentielle plaçait la conversion magnétohydrodynamique parmi les modes de conversion dignes d'être attentivement étudiés.

L'AVCO et, à sa suite, d'importantes sociétés américaines se sont efforcées de cerner le problème de l'utilisation pratique de ce procédé soit comme source d'énergie complémentaire dans des centrales mi-classiques mi-magnétohydrodynamiques soit comme source d'électricité dans les fusées en prélevant une fraction de l'énergie du gaz propulsif.

Le procédé, généralement baptisé conversion MHD, vise à transférer au sein même d'un gaz l'énergie mécanique utilisable portée par les molécules ou les atomes, en énergie électrique portée par les électrons distribués dans le gaz. Donnons-en tout d'abord sommairement le principe : par un

effet comparable aux phénomènes d'induction dans les conducteurs solides, lorsqu'un gaz conducteur se trouve en mouvement dans un champ magnétique, les équations du mouvement des charges écrites dans un référentiel lié au gaz contiennent un terme de force électromotrice induite dû à la composante de vitesse perpendiculaire au champ :

$$\vec{F} = \vec{u} \times \vec{B} \quad (1)$$

Si le gaz circule dans une tuyère d'axe Oy , soumise à un champ magnétique porté par Oz on peut par des électrodes disposées le long des parois, et assimilables aux balais d'une dynamo, recueillir une puissance électrique dans la troisième direction en faisant débiter cette force électromotrice dans un circuit de récupération.

Nous appellerons puissances spécifiques les puissances ramenées à l'unité de volume du gaz. La puissance spécifique électrique mise en jeu aura pour valeur :

$$P = (\vec{u} \times \vec{B}) \cdot \vec{j} \quad (2)$$

Elle se divise en deux : une part P_σ se trouve dissipée dans le gaz en effet Joule en donnant lieu à une augmentation d'entropie et une perte d'énergie utilisable, c'est :

$$P_\sigma = \frac{1}{\sigma} j^2 \quad (3)$$

l'autre part est une puissance électrique utilisable dans le circuit extérieur :

$$P_u = \left(\vec{u} \times \vec{B} - \frac{1}{\sigma} \vec{j} \right) \cdot \vec{j} \quad (4)$$

Cette expression devient maximale pour u , B et σ donnés lorsque deux conditions sont simultanément réalisées :

— orthogonalité de $\vec{u}$, $\vec{B}$ et $\vec{j}$

— égalité des puissances P_σ et P_u par une adaptation convenable du circuit extérieur

Lorsqu'il en est ainsi on obtient :

$$P_u = P_M = \sigma \frac{u^2 B^2}{4} \quad (5)$$

P_M mesure la puissance électrique maximale pouvant être transférée au circuit extérieur par les électrons occupant l'unité de volume.

L'intérêt de la conversion magnétohydrodynamique est étroitement lié aux valeurs qu'il est permis d'espérer pour cette puissance spécifique ; si cette puissance reste trop faible la part d'investissement attachée au kilowatt de puissance électrique condamne le procédé. Il convient donc d'examiner si rien ne s'oppose à la réalisation des conditions d'optimisation et, ces conditions étant réalisées, quelles considérations vont jouer pour limiter les valeurs de chacun des termes σ , B et u représentés dans l'expression de P_M . Nous devrons auparavant formuler la loi d'Ohm dans un gaz partiellement ionisé.

1. Loi d'Ohm dans un gaz en mouvement partiellement ionisé

1.1. HYPOTHÈSES

— nous considérons 3 espèces de particules : neutres, ions une fois ionisés, électrons. Les neutres seront aussi bien ceux d'un gaz complexe constitué de divers types d'atomes ou molécules dont on considère l'action moyenne sur les autres espèces.

— nous supposons que le gaz est neutre en moyenne : $n_+ = n_- = n$ approximation excellente sauf peut être au voisinage immédiat des parois.

— nous ne nous intéresserons qu'aux régimes permanents.

1.2. EQUATION DU MOUVEMENT DU FLUIDE

De l'équation de Boltzmann appliquée successivement aux 3 espèces on tire [1] :

$$-n_0 m_0 \vec{v}_0 \cdot \nabla \vec{v}_0 - \nabla p_0 + \vec{P}_{0+} + \vec{P}_{0-} = 0 \quad (6)$$

$$-n m_+ \vec{v}_+ \cdot \nabla \vec{v}_+ - \nabla p_+ + \vec{P}_{+0} + \vec{P}_{+-} + ne (\vec{E} + \vec{v}_+ \times \vec{B}) = 0 \quad (7)$$

$$-n m_- \vec{v}_- \cdot \nabla \vec{v}_- - \nabla p_- + \vec{P}_{-0} + \vec{P}_{-+} - ne (\vec{E} + \vec{v}_- \times \vec{B}) = 0 \quad (8)$$

Les premiers termes représentant les effets d'inertie, ceux des électrons peuvent être négligés vis-à-vis des autres de sorte que :

$$n_0 m_0 \vec{v}_0 \cdot \nabla \vec{v}_0 + n m_+ \vec{v}_+ \cdot \nabla \vec{v}_+ = \rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \quad (9)$$

Les seconds termes sont les effets de pression. Si p est la pression totale :

$$p_0 + p_+ + p_- = p \quad (10)$$

Les termes $\vec{P}_{ij}$ représentent la somme des quantités de mouvement cédées par collision par les particules i aux particules j par unité de temps :

$$\vec{P}_{ij} + \vec{P}_{ji} = 0 \quad (11)$$

Les autres termes traduisent l'effet moyen dans l'unité de volume des champs électriques et magnétiques.

Additionnant (6) (7) et (8) compte tenu de la définition de la densité de courant :

$$-\rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} - \nabla p + \vec{j} \times \vec{B} = 0 \quad (12)$$

On trouve ainsi l'équation du mouvement du fluide reliant la force de Laplace aux forces d'inertie et de pression. Cette force s'est transmise par l'intermédiaire des collisions bien que ces collisions n'apparaissent plus directement dans la formule.

1.3. LOI D'OHM

La loi d'Ohm est contenue implicitement dans les équations (7) et (8). Un calcul d'ordre de grandeur montre qu'il est possible de négliger dans ces équations les effets de pression et d'inertie vis-à-vis des effets des collisions et des effets des champs lorsqu'il s'agit de former l'expression du courant. On introduit les courants ioniques et électroniques dans le mouvement relatif des charges par rapport au fluide neutre :

$$\vec{j}_+ = ne (\vec{v}_+ - \vec{v}_0) \quad (13)$$

$$\vec{j}_- = -ne (\vec{v}_- - \vec{v}_0) \quad (14)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_+ + \vec{j}_-$$

Il est impossible d'analyser ici en détail la forme des termes de collisions $\vec{P}_{ij}$ dont le calcul a d'ailleurs été très clairement exposé dans un précédent numéro de cette même revue [5]. On remarquera seulement que ces termes doivent s'annuler en l'absence de vitesse relative entre les espèces en collision. En ce sens ces termes sont assimilables à

des forces de frottement, on posera conformément à l'usage :

$$\vec{P}_{+0} = - \frac{\vec{j}_+}{\mu_+} \quad (15)$$

$$\vec{P}_{-0} = \frac{\vec{j}_-}{\mu_-} \quad (16)$$

$$\vec{P}_{+-} = -ne \, \eta \, \vec{j} \quad (17)$$

μ_+ et μ_- sont appelés mobilités des ions et des électrons dans le gaz neutre, η est la résistivité résultant de l'action des ions sur les électrons. Dans ces conditions et compte tenu des approximations faites les équations (7) et (8) deviennent :

$$ne (\vec{E} + \vec{v}_0 \times \vec{B} - \eta \vec{j}) = \frac{1}{\mu_+} \vec{j}_+ - \vec{j}_+ \times \vec{B} \quad (18)$$

$$-ne (\vec{E} + \vec{v}_0 \times \vec{B} - \eta \vec{j}) = -\frac{1}{\mu_-} \vec{j}_- - \vec{j}_- \times \vec{B} \quad (19)$$

La mobilité électronique μ_- se rattache à la fréquence ν_- dite d'échange de quantité de mouvement par collision par :

$$\mu_- = \frac{e}{m_- \nu_-} \quad (20)$$

Et le produit sans dimension :

$$\beta_- = \mu_- B = \frac{\omega_-}{\nu_-} \quad (21)$$

représente numériquement pour un électron libre dans le champ magnétique B l'arc décrit par l'électron dans son mouvement circulaire entre deux collisions. L'expression correspondante pour les ions est :

$$\beta_+ = \mu_+ B$$

Par combinaison entre les équations (18) et (19) on obtient alors la loi d'Ohm :

$$\vec{E} + \vec{v}_0 \times \vec{B} = \eta \vec{j} + \frac{(1 + \beta_+ \beta_-) \vec{j} - \beta_+ \beta_- (\vec{j} \cdot \vec{k}) \vec{k} + (\beta_- - \beta_+) \vec{j} \times \vec{k}}{\sigma_0} \quad (22)$$

$\vec{k}$ est le vecteur unitaire $\frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$

$\sigma_0 = ne (\mu_+ + \mu_-)$ est la conductivité scalaire dans la limite d'un gaz très faiblement ionisé,

Disons dès maintenant que :

a) à énergie égale des ions et des électrons μ_+ est négligeable devant μ_-

b) dans les conditions de pression envisagées (une à quelques atmosphères), $\beta_+ \beta_-$ qui est le terme de magnétorésistance est tout à fait négligeable devant l'unité.

c) $\vec{v}_0$ vitesse des neutres peut être confondu avec $\vec{u}$ vitesse moyenne des masses étant donnée la faible ionisation du gaz.

1.4. APPLICATION DE LA LOI D'OHM A LA CONVERSION

Une des conditions imposées pour un bon transfert de puissance est, nous l'avons vu (4), l'orthogonalité de $\vec{u}$, $\vec{B}$ et $\vec{j}$. Le champ magnétique peut être orienté, par un aimant convenablement disposé et s'il y a lieu, par une compensation de la réaction d'induit, perpendiculairement à la direction de l'écoulement. La direction du courant $\vec{j}$ dépendra des conditions aux limites imposées par la disposition et le mode de connexion des électrodes

En projection sur les 3 axes et compte tenu des simplifications a) b) et c) la loi d'Ohm devient :

$$u B + E_x = \frac{1}{\sigma} (j_x + j_y \operatorname{tg} \theta) \quad (23)$$

$$E_y = \frac{1}{\sigma} (j_y - j_x \operatorname{tg} \theta) \quad (24)$$

$$E_z = \frac{1}{\sigma} j_z \quad (25)$$

On voit qu'elle ne dépend que de 2 paramètres :

— la résistivité scalaire $\frac{1}{\sigma} = \eta + \frac{1}{\sigma_0}$ que nous avons utilisée dans l'introduction pour exprimer les pertes de Joule.

— le terme d'effet Hall $\operatorname{tg} \theta = \frac{\beta_-}{1 + \eta \sigma_0}$ qui introduit un couplage entre les directions Ox et Oy .

Selon Oz , direction du champ magnétique, la conductivité n'est pas affectée par le champ et reste scalaire, aucune puissance ne peut être recueillie. Par contre du fait du terme de couplage dû à l'effet Hall, il reste possible d'extraire de la puissance dans chacune des deux autres directions. Les électrodes seront en fait disposées le long des parois yOz mais si la veine est suffisamment allongée et les électrodes suffisamment fragmentées on pourra par des connexions convenables à des réseaux extérieurs donner au champ électrique, ou au courant, toute valeur et toute orientation.

Nous avons résumé dans le tableau I ci-dessous les tensions et puissances obtenues à l'optimum et dans l'unité de volume pour divers modes de raccordement des électrodes.

sur haute impédance. Ce mode de connexion se trouve réalisé sans le secours d'électrodes dans une veine annulaire (traversée par un champ radial (fig. 3), disposition proposée par B. KARLOWITZ

TABLEAU I

Cas	Condition imposée	Electrodes	Tension à l'optimum	Puissance à l'optimum
1	$E_y = 0$	Continues	$\frac{1}{2} u B$	$\frac{1}{4} \sigma u^2 B^2 \cos^2 \theta$
2	$E_x = 0$	Fragmentées	$\frac{1}{2} u B \operatorname{tg} \theta$	$\frac{1}{4} \sigma u^2 B^2 \sin^2 \theta$
3	$j_v = 0$	Fragmentées	$\frac{1}{2} u B$	$\frac{1}{4} \sigma u^2 B^2$
4	$j_x = 0$	Quelconques	—	0

Le premier cas est probablement le plus simple à réaliser puisqu'il suppose des électrodes continues et que ces électrodes peuvent être reliées aux deux bornes du réseau d'utilisation. Toutefois il devient de moins en moins intéressant quand l'effet Hall prend de l'importance (fig. 1).

en 1940 [3]. De même que dans le premier cas les deux électrodes, amont et aval, peuvent être reliées à un seul réseau d'utilisation.

Le troisième cas (fig. 4) réalise seul en toutes circonstances l'orthogonalité de $\vec{u}$, $\vec{B}$ et $\vec{j}$ condition

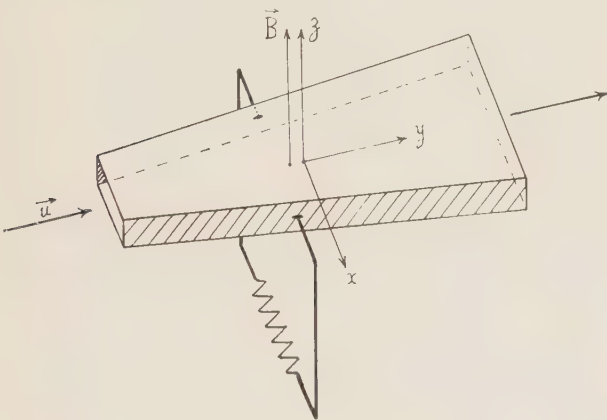


FIG. 1. — Principe de la conversion MHD, cas n° 1

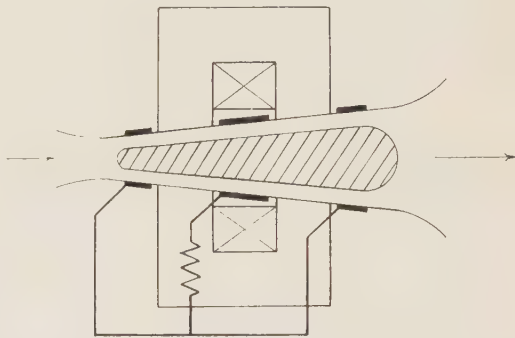


FIG. 3. — Tuyère annulaire (Karlowitz).

Le deuxième cas (fig. 2) au contraire prend de l'intérêt quand l'effet Hall apparaît. La puissance est récupérée selon l'axe Oy la tension croissant selon la direction d'écoulement du fluide. Le champ électrique est proportionnel à l'effet Hall et peut augmenter indéfiniment donnant la possibilité de débiter

nécessaire pour l'extraction de la puissance maximale. Mais les électrodes ont dû être fragmentées et les tensions de sortie sont en nombre égal au nombre de paires d'électrodes, l'adaptation d'une source continue de ce genre à un unique réseau d'utilisation suppose une série d'organes de couplage d'un prix élevé.

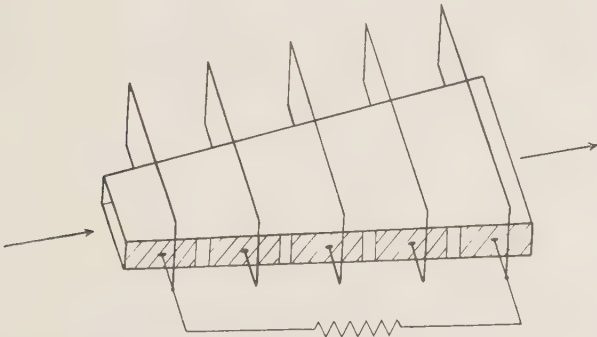


FIG. 2. — Conversion avec effet Hall, cas n° 2.

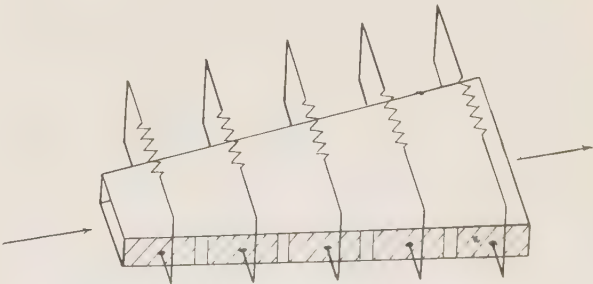


FIG. 4. — Conversion avec ou sans effet Hall, cas n° 3.

Le quatrième cas, cité pour des raisons de symétrie, est dénué de tout intérêt.

En résumé on dira que l'effet Hall, a priori gênant, peut être soit annulé par un fractionnement judicieux des électrodes (cas 3) soit même utilisé avec profit en vue d'une augmentation de la tension de sortie de l'appareil de conversion (cas 2).

Dans les conditions pratiques de conversion le paramètre d'effet Hall $\text{tg } \theta$ atteint l'unité pour un champ magnétique de l'ordre de 1,7 tesla. Dans un but de simplification nous admettrons dans la suite de l'exposé que l'on s'est placé dans les conditions du troisième cas où l'effet Hall ne perturbe pas la conversion.

2. Détermination de la résistivité scalaire

2.1. RÉSISTIVITÉ SCALAIRE

Des considérations d'ordre de grandeur nous ont fait supprimer tous les termes contenant la mobilité ionique. Dans cette approximation les ions sont donc considérés comme « bloqués » dans le gaz neutre c'est-à-dire sans mouvement relatif par rapport à lui. Le courant est uniquement porté par les électrons. Le mouvement des électrons est entravé par deux types de collisions : les collisions qu'ils effectuent sur toutes les espèces d'atomes ou de

$$\eta = \frac{65,3 \text{ Log } \Lambda}{T^{3/2}} \text{ ohms} \times \text{m} \tag{27}$$

Log Λ est un paramètre lentement variable voisin de 5 dans le domaine que nous considérons.

Le terme $\frac{1}{\sigma_0}$ traduit l'effet des collisions des électrons sur les atomes ou molécules neutres des différentes espèces qui peuvent être présentes dans le gaz. Si on considère là aussi les pertes de quantité de mouvement comme additives, on peut calculer la mobilité résultante à partir des sections efficaces et des densités des différents neutres présents :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{m_- c_- \sum n_i Q_i}{e} \tag{28}$$

$$\frac{1}{\sigma_0} = \frac{m_- c_- \sum n_i Q_i}{\rho^2 \frac{n}{n}} \tag{29}$$

Les sections efficaces Q_i des constituants neutres sont elles mêmes variables en fonction de l'énergie des électrons. Dans l'étroit domaine d'énergie 2 500 °K à 3 500 °K où nous serons amenés à nous placer on peut donner une valeur moyenne de ces sections efficaces pour un certain nombre de gaz. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau II [4].

TABEAU II

Gaz	K	Cs	H ₂ O	CO ₂	H ₂	CO	N ₂	O ₂	Ne	A
$Q \times 10^{20} \text{ m}^2$	400	340	40	20	12	10	8,5	5,5	0,7	0,4

molécules neutres représentés dans le gaz et responsables de la résistivité $\frac{1}{\sigma_0}$ et les collisions qu'ils effectuent sur les ions positifs en même nombre qu'eux, responsables de la résistivité η . Ces effets étant considérés comme additifs au même titre que les cessions de quantité de mouvement il en résulte la résistivité scalaire :

$$\frac{1}{\sigma} = \eta + \frac{1}{\sigma_0} \tag{26}$$

Les collisions entre espèces chargées bien qu'appelées collisions sont en fait très éloignées de l'image du choc dur car elles proviennent d'interactions à distance par l'intermédiaire du champ coulombien. Si le milieu est neutre en moyenne, le nombre d'électrons porteurs du courant est exactement égal au nombre d'ions une fois ionisés qui leur font obstacle et la densité de charges s'élimine pratiquement du terme η . Il ne reste plus dans ce terme qu'une certaine dépendance vis-à-vis de l'énergie des électrons introduite par la section efficace de collision. Dans un gaz à l'équilibre thermodynamique l'énergie des électrons est repérée par la température commune T ce qui donne à η la forme suivante [1] :

- On voit que les gaz s'y répartissent grosso modo en 3 catégories :
- Deux gaz rares argon et néon.
 - Les gaz moléculaires usuels
 - Les vapeurs d'éléments alcalins

2.2. RÉSISTIVITÉ D'UN GAZ A L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

A l'état d'équilibre thermodynamique un gaz possède un certain degré d'ionisation résultant d'un équilibre entre processus d'ionisation et de recombinaison. Cet équilibre se trouve déterminé par la loi de Saha dont la démonstration a déjà été développée dans cette revue [5] :

$$\frac{n_+ n_-}{n_0} = \frac{g_+}{g_0} \frac{2}{h^3} (2 \pi m_- k T)^{3/2} e^{-\frac{W_i}{kT}} \tag{30}$$

Les poids statistiques des états fondamentaux du neutre et de l'ion sont des nombres entiers petits qui n'entraînent que de faibles variations dans le degré d'ionisation. L'état d'ionisation se trouve presque

entièrement dominé par l'exposant $\frac{W_i}{kT}$ égal au rapport de l'énergie d'ionisation à l'énergie cinétique du gaz. Aux températures que l'on peut envisager, seuls les éléments alcalins possèdent un électron assez faiblement lié pour que l'ionisation résultant de l'équilibre thermodynamique puisse conduire à une conductivité satisfaisante. Même en faible proportion un ensemencement par un élément alcalin relève de plusieurs ordres de grandeur la densité électronique. La résistivité relative aux collisions sur les neutres s'en trouve réduite dans les mêmes proportions sous réserve que les atomes alcalins ainsi introduits ne créent pas eux-mêmes par leur large section efficace, un accroissement de la fréquence des collisions. Cette considération sans même invoquer les questions économiques soulevées par le prix du produit d'ensemencement explique pourquoi on doit s'en tenir à de faibles concentrations en additif alcalin.

Si α représente la concentration moléculaire de l'élément alcalin (indice K) dans le mélange dont la fraction χ est ionisée on peut réécrire la loi de Saha à partir de ces grandeurs :

$$\chi = \frac{1}{\alpha} \frac{g_+^0}{p_K} \frac{2}{g_0^0 h^3} (2 \pi m_-)^{3/2} (k T)^{5/2} e^{-\frac{W_i}{kT}} \quad (31)$$

Avec ces symboles la résistivité due aux neutres s'écrit :

$$\frac{1}{\sigma_0} = \left(\frac{8 m_-}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{e^2} (k T)^{1/2} \frac{Q_0 + \alpha Q_K}{\alpha \chi} \quad (32)$$

$$\frac{1}{\sigma_0} = \left(\frac{2^{1/2}}{\pi^{5/2}} \frac{1}{m_-^{1/2}} \frac{g_0^0 k^3}{g_+^0 e^4} \right)^{1/2} p_0^{1/2} (k T)^{3/4} e^{-\frac{W_i}{kT}} \frac{Q_0 + \alpha Q_K}{\alpha^{1/2}} \quad (33)$$

Cette expression avec (27) permet de calculer la résistivité d'un gaz ensemencé. Un calcul élémentaire du maximum donne la valeur optimale de concentration :

$$\alpha = \frac{Q_0}{Q_K} \quad (34)$$

On trouvera en haut des figures 5 et 6 les lois de variation de la résistivité des mélanges argon-césium et azote-potassium en fonction de la concentration en additif.

On remarquera dans la formule de la résistivité (33) l'effet de la pression qui tendrait à faire choisir les pressions les plus basses.

Dans les figures 5 et 6 on a fait apparaître séparément les lois de résistivité η et $\frac{1}{\sigma_0}$ à l'optimum d'ensemencement pour deux mélanges caractéristiques : figure 5 le mélange argon-césium qui, à

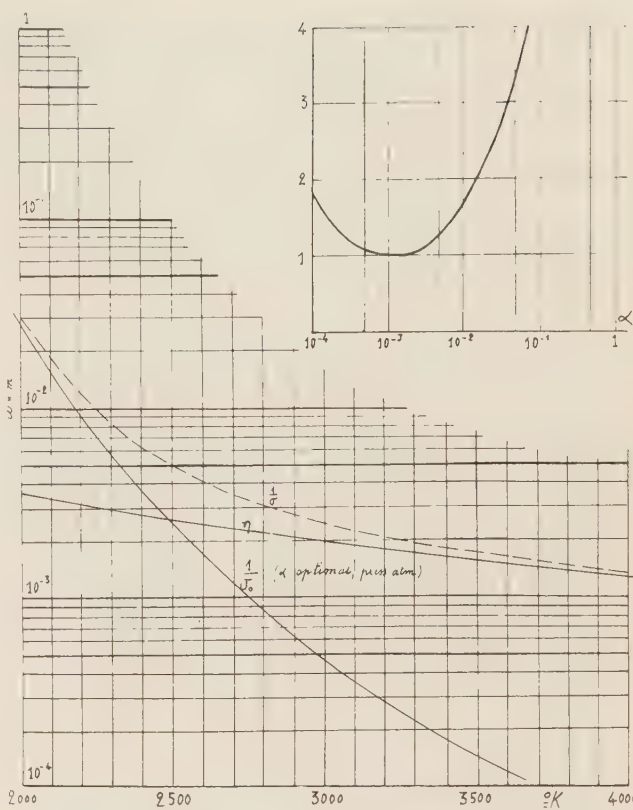


FIG. 5. — Résistivité A + Cs (à pression atmosphérique).

pression et température données, donne la plus faible résistivité (le mélange argon-césium conviendrait à un convertisseur en circuit fermé) ; figure 6 la courbe

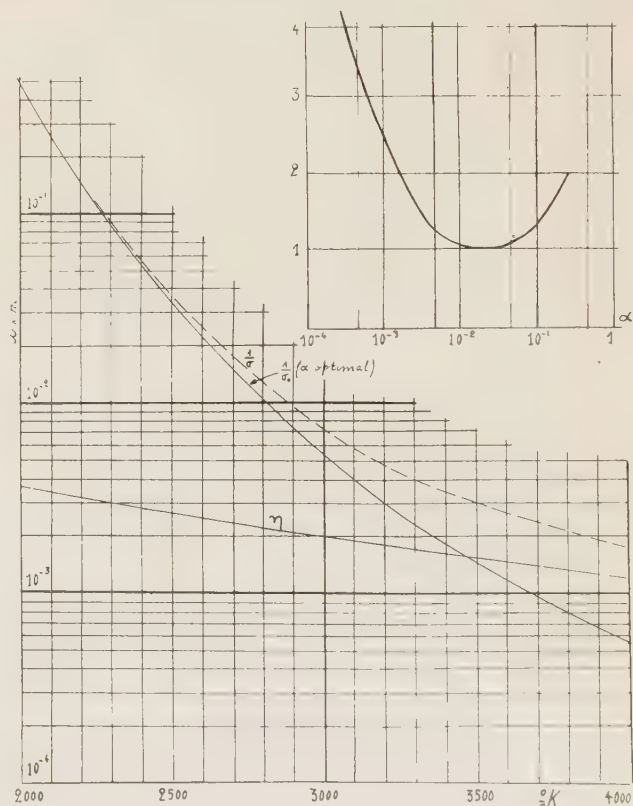


FIG. 6. — Résistivité N₂ + K (à pression atmosphérique).

du mélange azote-potassium que l'on peut considérer comme typique des gaz moléculairesensemencés tels que les gaz de combustion.

L'examen de ces courbes montre bien que, malgré les efforts faits pour améliorer la conductivité, cette conductivité reste faible vis-à-vis de celle des métaux. D'autre part, sa dépendance vis-à-vis de la température est telle que les très hautes températures de l'ordre de 2 500 °K apparaissent comme très souhaitables.

2.3. REMARQUE SUR L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

A l'équilibre thermodynamique la composition d'un gaz se trouve déterminée par un groupe d'équations physico-chimiques exprimant la réversibilité de tous les équilibres possibles. La loi de Saha n'est qu'un cas particulier de ces équations : celle qui s'applique à l'équilibre d'ionisation. Dans un gaz complexe d'autres réactions peuvent faire intervenir les espèces chargées. C'est le cas par exemple de la réaction d'attachement de l'hydroxyde OH :



Cette réaction a tendance à abaisser la concentration électronique par rapport à ce que donne la simple considération de la réaction d'ionisation. Toutefois, son importance est difficile à estimer faute de connaître avec précision le potentiel d'attachement.

2.4. PUISSANCE SPÉCIFIQUE OPTIMALE

Les études précédentes ont montré que la conductivité du gaz est une fonction de la température et de la pression. Par ailleurs, le principe de la conservation de l'énergie nous rappelle que si un gaz passe d'une vitesse nulle à une vitesse finie, son accroissement d'énergie cinétique ne peut avoir lieu qu'aux dépens de l'énergie interne. Par conséquent, lorsqu'un gaz s'accélère à partir de conditions de repos données (conditions génératrices), sa température locale (ou statique) va baisser au fur et à mesure que la vitesse augmentera : corrélativement, sa pression statique va diminuer.

On conçoit donc que la puissance électrique par unité de volume, proportionnelle au produit σu^2 , soit, pour des conditions génératrices données, fonction de la vitesse du fluide. Le calcul montre que cette puissance passe par un maximum très accentué pour une vitesse légèrement inférieure à la vitesse locale du son.

Sur la courbe caractéristique de la figure 7 sont portées les variations de $\frac{1}{4} \sigma u^2 B^2$ en fonction du nombre de Mach de l'écoulement. La densité de puissance maximale, correspondant à un champ magnétique de 1,5 tesla serait alors de l'ordre de 4 et 12 MW pour les conditions génératrices indiquées.

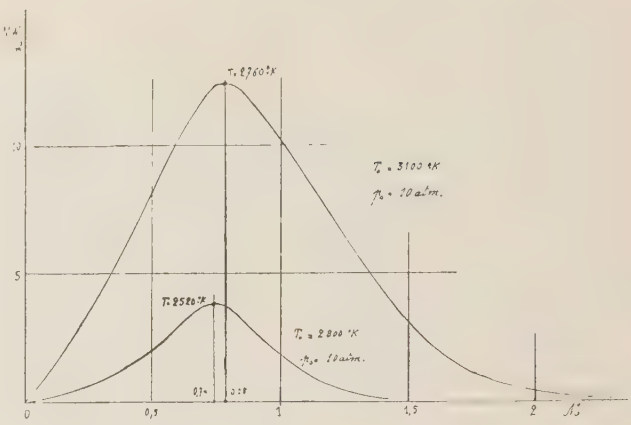


FIG. 7. — Gaz N₂ + K ensemencement optimal. Puissance spécifique $\frac{1}{4} \sigma u^2 B^2$ en fonction du nombre de Mach pour des conditions génératrices données.

3. Etude de l'écoulement

Il est important de déterminer la fraction de l'enthalpie initiale que l'on pourra convertir en électricité. Pour cela il faut écrire les équations classiques de la mécanique des fluides en tenant compte des forces de Lorentz.

A l'équation de la quantité de mouvement déjà établie (12) :

$$\rho u \frac{du}{dy} + \frac{dp}{dy} = -jB = \sigma (K - 1) u B^2 \tag{36}$$

il faut ajouter :

— l'équation d'énergie d'après laquelle la variation d'enthalpie d'arrêt du système est égale à la puissance fournie à l'extérieur, soit :

$$\rho u \frac{dH}{dy} = -jE$$

que l'on peut encore écrire

$$\rho u \frac{d}{dy} \left(c_p T + \frac{u^2}{2} \right) = \sigma K (K - 1) u^2 B^2 \tag{37}$$

— l'équation d'état

$$p = \rho RT \tag{38}$$

— l'équation de conservation du débit

$$\rho u A = \text{Cte} \tag{39}$$

K est le facteur de charge représentant l'adaptation du circuit extérieur. Il est donné par :

$$K = \frac{P_u}{P_u + P_g} = \frac{E}{uB}$$

La résolution de ce système d'équations ne peut se faire qu'à l'aide d'hypothèses supplémentaires. En effet, nous avons quatre équations pour cinq inconnues qui sont u , T , ρ , p , A . Nous étudierons donc successivement les cas où l'une quelconque de ces inconnues est constante.

A côté des hypothèses initiales (écoulement unidimensionnel, pertes de chaleur nulles aux parois...) nous devons supposer la constance de c_p et de γ (rapport des chaleurs spécifiques c_p et c_v) et nous admettrons une loi approchée de variations de la conductivité, de la forme :

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{T}{T_1} \right)^\epsilon \left(\frac{p_1}{p} \right)^{1/2}$$

Enfin, nous supposons $K = \text{Cte}$

3.1. VITESSE CONSTANTE

Les équations (36) et (37) se simplifient et deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dy} &= \sigma(K-1) u_1 B^2 \\ \rho c_p \frac{dT}{dy} &= \sigma K (K-1) u_1 B^2 \end{aligned}$$

On en déduit (l'indice 1 désigne les grandeurs à l'entrée de la veine) :

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{\gamma}{K(\gamma-1)}} \quad (40)$$

On aurait donc une évolution isentropique si $K = 1$. La variation d'entropie du système est d'ailleurs donnée par :

$$dS = \frac{K-1}{K} \frac{\gamma}{\gamma-1} R \frac{dT}{T} \quad (41)$$

L'équation d'énergie montre que la puissance électrique est obtenue par décroissance de la température, puisque par hypothèse $K < 1$.

Pour résoudre complètement le système, on recherche la loi de variation de la section :

$$A = A_1 \left(\frac{T}{T_1} \right)^{\frac{K(\gamma-1)-\gamma}{K(\gamma-1)}} \quad (42)$$

et la loi de variation de la température avec l'abscisse

$$\frac{T}{T_1} = \left[1 + \frac{(K-1) \left[\frac{3}{2} \gamma - \epsilon K (\gamma-1) \right] \sigma_1 u_1 B^2}{\gamma p_1} y \right]^{\frac{K(\gamma-1)}{\frac{3}{2} \gamma - \epsilon K (\gamma-1)}} \quad (43)$$

On voit d'après cette dernière relation que pour extraire une puissance donnée, c'est-à-dire pour que le fluide passe de la température T_1 à la température T_2 , il faudra une longueur de tuyère L proportionnelle à :

$$L \simeq \frac{p_1}{\sigma_1 u_1 B^2 (K-1) \left[\frac{3}{2} \gamma - \epsilon K (\gamma-1) \right]}$$

Cette longueur sera donc d'autant plus grande que la pression à l'entrée sera plus élevée et d'autant plus petite que la conductivité et la vitesse seront plus grandes.

Cette configuration permet donc, théoriquement d'extraire la totalité de l'enthalpie du fluide sous forme d'électricité.

Il faut toutefois remarquer que l'étude complète de cette configuration conduit à des évolutions de sections extrêmement importantes, comme on peut le déduire des relations (42) et (43).

Cette étude fait apparaître un groupement adimensionnel, de la forme :

$$\sigma_1 u_1 B^2 L / p_1$$

Ce groupement peut-être écrit différemment, en mettant en évidence le nombre de Mach à l'entrée de la tuyère de conversion, M_1 et le rapport de la force de Lorentz aux forces dynamiques initiales, rapport qu'il est courant d'appeler δ . Ce dernier paramètre, permet de déterminer l'influence du champ magnétique sur l'écoulement ; c'est le « paramètre d'interaction ». On montre facilement que le groupement précédent peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\sigma_1 u_1 B^2 L}{p_1} = \delta_1 \gamma M_1^2$$

3.2. TEMPÉRATURE CONSTANTE

Les équations (36) et (37) conduisent maintenant à une relation de la forme :

$$\frac{dp}{p} = \frac{1-K}{K} \frac{1}{RT} d \left(\frac{u^2}{2} \right) \quad (45)$$

Donc vitesse et pression vont en croissant. L'équation d'énergie montre que, seule l'énergie cinétique est source de puissance électrique. Le maximum de puissance que l'on pourra extraire correspond donc à l'arrêt du fluide. La courbe de puissance spécifique (fig. 7) montrant qu'on a intérêt à se placer en régime subsonique ou légèrement supersonique, seule une faible fraction de l'enthalpie initiale peut donc être récupérée.

L'étude complète de cette configuration montre que la section de la tuyère augmente considérablement ; on trouve aussi le rôle du groupement adimen-

tionnel δ_1 . La variation d'entropie du fluide est ici donnée par :

$$dS = \frac{K-1}{K} \frac{1}{T} d\left(\frac{u^2}{2}\right)$$

3.3. PRESSION CONSTANTE

Les mêmes équations conduisent alors à la relation

$$c_p dT = (K-1) d\left(\frac{u^2}{2}\right) \tag{46}$$

c'est-à-dire que température et vitesse varient en sens inverse. Or, l'équation des quantités de mouvement montre que la vitesse ne peut que décroître. Par conséquent, la décroissance de vitesse produit d'une part la puissance électrique, d'autre part une élévation de la température du fluide. On conçoit donc que l'énergie maximale que l'on puisse extraire soit, à vitesse initiale égale, plus faible quand on travaille à pression constante qu'à température constante.

3.4. DENSITÉ CONSTANTE

On arrive cette fois à une relation :

$$dT (c_p - RK) = (K-1) d\left(\frac{u^2}{2}\right) \tag{47}$$

de forme analogue à la relation (46). Les conclusions sont donc les mêmes que dans le cas où l'on travaille à pression constante

3.5. SECTION CONSTANTE

On montre facilement [6] que la loi de variation de la vitesse en fonction de l'abscisse est de la forme :

$$\frac{du}{dy} = (K-1) \frac{\sigma u B^2}{\rho_1 u_1 \left(1 - \frac{a^2}{u^2}\right)}$$

a étant la vitesse du son.

Cette relation montre immédiatement que si la vitesse u_1 est subsonique le fluide ira en s'accélérant. L'énergie provient donc de la température qui va diminuer.

Si u_1 est supersonique, le fluide au contraire ralentira. On voit donc que, si par suite de la baisse de température, on atteint la vitesse sonique, on n'aura plus aucune évolution du fluide et on ne pourra extraire aucune puissance.

On conçoit donc que cette configuration, intéressante au stade laboratoire, soit de peu d'intérêt dans une installation industrielle.

3.6. ESPOIRS THÉORIQUES POSSIBLES

Nous retiendrons de ce rapide aperçu théorique que les configurations utilisables industriellement sont celles à vitesse et à température constantes.

Pour poursuivre plus avant cette investigation, nous définirons un taux de conversion par le rapport entre la variation d'enthalpie et l'enthalpie installée, soit :

$$\eta = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$$

H étant l'enthalpie totale, c'est-à-dire $c_p T + \frac{u^2}{2}$

On peut dès lors tracer les variations de ce taux de conversion avec le paramètre d'interaction ; les variations, sont données par les figure 8 et 9.

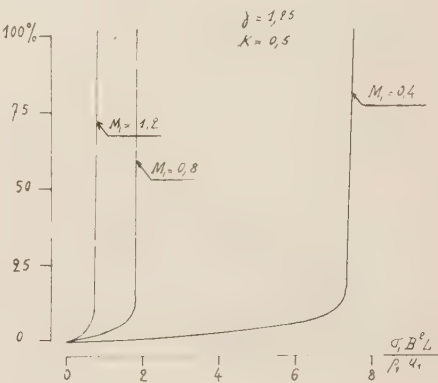


FIG. 8. — Taux de conversion d'une tuyère MHD à vitesse constante.

L'allure de ces courbes (tracées à partir d'hypothèses simplificatrices pour la conductivité notamment), jointe aux lois de variations de section, montre qu'il semble difficile, dans l'état actuel de la question, d'espérer des taux de conversion supérieurs à 10 ou 15 % (vitesse constante).

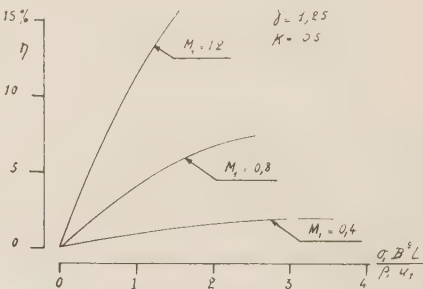


FIG. 9. — Taux de conversion d'une tuyère MHD à température constante.

Si on considère enfin la valeur du paramètre d'interaction on constate que des longueurs de tuyères, de l'ordre de la cinquantaine de mètres seraient nécessaires avec des champs magnétiques actuellement réalisables (1,5 tesla) et les conductivités rencontrées dans les flammesensemencées au potassium.

4. Problèmes pratiques

4.1. DOMAINE DE TRAVAIL DES MATÉRIAUX

On a vu dans les précédents paragraphes ce qu'il était possible de faire pour atteindre dans une veine de conversion les meilleures valeurs de puissance spécifique. Compte tenu du plafond imposé économiquement, pour le moment tout au moins, dans le domaine des champs magnétiques par la saturation des matériaux ferromagnétiques, la puissance spécifique va être tenue par la conductivité du gaz qui dépend principalement de la température.

Bien que cette conductivité puisse varier d'un gaz à l'autre, l'importance du facteur température dans l'ionisation thermique des gaz est telle que les puissances spécifiques deviennent dérisoires au-dessous de 2 000 °K. Cette circonstance place la conversion magnétohydrodynamique dans les systèmes de conversion applicables aux très hautes températures. Ceci pose un problème très complexe de recherche de matériaux qui serait certainement insoluble si la structure mécanique du convertisseur n'était pas si idéalement simple. C'est pourquoi on invoque généralement à l'actif de ce mode de conversion l'absence d'organes mobiles et la possibilité de réunir dans une seule machine statique les fonctions remplies dans les centrales classiques par la turbine et l'alternateur. Le problème des matériaux susceptibles de tenir durablement à ces températures très élevées n'en reste pas moins un problème essentiel.

4.2. PROBLÈME DES PAROIS

Tous les matériaux constituant les parois de la chambre sont au contact d'un gaz dont la température peut aller de 2 500 °K à 3 500 °K et doué

que les électrodes doivent être suffisamment isolantes par comparaison avec le gaz pour éviter une fuite trop importante de courant. Cette obligation exclut bon nombre de corps réfractaires : métaux, carbures et même un certain nombre d'oxydes réfractaires qui se comportent à haute température comme des semiconducteurs.

Le refroidissement des parois semblerait devoir simplifier le problème à condition de ne pas constituer une fuite thermique préjudiciable au rendement. On se fait une idée des températures admissibles en calculant la perte d'enthalpie subie par convection au contact des parois (en négligeant l'échange radiatif) par la formule de Colburn :

dH
H
=
−
0,023
3
r
2
/
3
R
1
/
5
(
1
−
T
m
T
)
d
y
r
h
(48)

T_m représente dans cette formule la température de paroi, T une température intermédiaire entre température du gaz et température d'arrêt, r_h le rayon hydraulique de la veine. Appliquée à une veine de 1 m², de section carrée, et de 15 m de long en acceptant 2 % de perte enthalpique, on trouve :

T
m
=
0,83
T

On voit que le refroidissement doit être non pas favorisé mais au contraire limité par une certaine isolation thermique. La perte de chaleur est d'autant plus sensible que la section de la veine est plus petite ce qui exige une calorifugation très soignée des modèles d'essai.

On trouvera dans le tableau III ci-dessous quelques caractéristiques de réfractaires dont l'emploi peut être envisagé [7].

TABLEAU III

Matériau	T. de fusion (degrés K)	Résistivité électrique		T. acceptable en service prolongé (degrés K)	
		(ohms · m)	(T degrés K)	atm. oxydante	atm. non oxyd.
BeO	2 820	8	2 400	2 400	2 400
MgO	3 100	4,5	2 400	1 900	1 900
HfO ₂	3 050	10	1 800	2 600	2 600
ThO ₂	3 600	150	1 500	2 700	2 700
SrO-ZrO ₂	> 3 000	—	—	—	—
BaO-ZrO ₂	2 970	—	—	—	—
BN	3 300 (subl)	10	2 300	1 400	3 250

dans les conditions optimales de récupération d'une vitesse voisine de la vitesse du son. Ces conditions sont donc assez voisines de celles qui règnent dans un col de tuyère de fusée. Cependant, les exigences de tenue dans le temps sont totalement différentes, se chiffrant en minutes ou fractions de minute pour une fusée, en milliers d'heures ou dizaines de milliers d'heures pour une tuyère de conversion destinée à une centrale électrique. De plus, les parois autres

Dans nos dispositifs d'essai nous avons adopté la magnésie oxyde métallique assez courant mais qui a une tension de vapeur non négligeable à partir de 1 900 °K et serait probablement à proscrire pour des essais de très longue durée.
Beaucoup de questions restent ouvertes et nécessiteront de nombreux essais et de nombreuses mesures. Citons seulement comme questions particulièrement importantes :

- l'effet de l'ablation à haute température dans un essai de longue durée
- l'influence de la pollution due aux gaz de la veine sur la résistivité électrique et la résistance mécanique du matériau.

4.3. PROBLÈME DES ÉLECTRODES

Les électrodes constituent les deux autres parois de la tuyère. L'électrode négative doit avoir une émission électronique correspondant à la densité de courant qui circule dans le gaz. Cette émission peut être une émission thermionique normale si l'électrode est portée à une température suffisante pour que la densité de courant requise n'excède pas le courant de saturation, c'est-à-dire :

$$j = (1 - K) \sigma u B < j_s$$

A titre d'ordre de grandeur donnons le tableau IV suivant :

TABLEAU IV

T gaz degrés K	2 000	2 500	3 000	3 500
j A/m²	300	3 500	30 000	60 000

- Si l'émissivité est suffisante aucune charge d'espace ne se développe puisque le gaz est électriquement neutre : on ne doit pas constater de chute de tension gênante au contact des électrodes.
- Si au contraire l'électrode est trop froide pour assurer l'émission nécessaire le potentiel se distribue inégalement dans la tuyère et une partie ΔU de la tension se retrouve à la surface de contact de la cathode :

$$\Delta U = l \left[(1 - K) u B - \frac{j_s}{\sigma} \right] \tag{49}$$

Lorsque la veine dépasse une certaine dimension, ΔU peut apparemment devenir suffisant pour que se crée une tache cathodique rétablissant de meilleures conditions d'émission. A cette chute de tension il faut ajouter, chaque fois que l'électrode est plus froide que le gaz, la tension nécessaire à la traversée de la couche limite moins ionisée que le reste de la veine.

Ces diverses chutes de tension, même pour des veines de l'ordre du mètre, représentent des pertes sensibles qu'il convient dans la mesure du possible d'éviter ; aussi cherche-t-on à hausser la température de la surface active des électrodes à un niveau voisin de celle du gaz. Les problèmes de tenue mécanique sont alors identiques à ceux que l'on a trouvés pour les autres parois. Cependant l'éventail des matériaux réfractaires semble plus largement ouvert du côté des corps électriquement conducteurs que du côté des isolants et on peut penser que le problème pourra être résolu plus rapidement.

4.4. COMBUSTION

Parmi les sources de gaz chauds utilisables pour la conversion d'énergie, seules celles mettant en jeu la combustion peuvent être envisagées pratiquement.

Or, d'après ce qui a été dit précédemment, on a intérêt pour avoir la conductivité la plus élevée, à travailler à la plus haute température compatible avec les matériaux connus. Quelles sont les valeurs de température que l'on peut espérer atteindre par combustion ?

Si on calcule les températures en considérant les gaz en présence comme des gaz neutres auxquels on apporte une quantité de chaleur fonction des pouvoirs calorifiques on constate que les températures ainsi prévisibles sont très élevées, et peuvent atteindre de 4 à 7 000 °K. En réalité, la combustion est une réaction chimique, et les produits de combustion ne peuvent pas être considérés comme inertes à ces températures. Les gaz en question se dissocient en effet suivant les règles des équilibres chimiques, et cette dissociation est une très grande consommatrice d'énergie.

Les températures les plus élevées que l'on puisse ainsi espérer atteindre, pour des combustibles à la température ambiante sont celles de la flamme cyanogène/oxygène avec environ 5 000 °K. Citons aussi pour fixer les idées, la température de combustion hydrogène/fluor soit environ 4 000 °K.

Avec les hydrocarbures brûlant dans l'air ou dans l'oxygène, nous nous trouvons en présence de gaz brûlés de composition complexe qui sont des mélanges de CO, H₂O, CO₂, O₂, OH, N₂, NO, N, H, O. Les réactions de dissociation sont suffisamment endothermiques pour que les températures atteintes dépassent difficilement 3 000 °K avec l'oxygène.

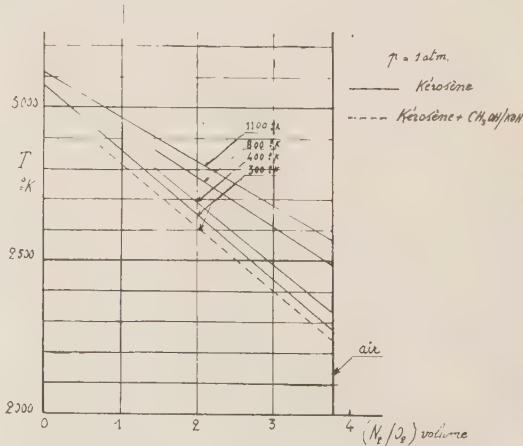


FIG. 10. — Températures théoriques maximales de combustion.

A titre d'exemple, nous indiquons sur la figure 10 les températures maximales de combustion théoriques calculées à pression atmosphérique avec deux carburants, dont l'un est utilisable dans les expériences MHD (mélange de kérosène et d'alcoolate

de potassium). On a fait varier la composition du comburant, défini par le rapport volumique N_2/O_2 , et sa température de préchauffage T_0 . La figure montre clairement que pour des expériences de laboratoire on a intérêt à travailler avec un air enrichi en oxygène plutôt que de s'attaquer au problème d'un échangeur de température et d'utiliser de l'air préchauffé.

On remarquera aussi le gain très faible obtenu par préchauffage de l'oxygène pur. Enfin, il faut noter que l'exemple fourni concerne des calculs effectués à pression atmosphérique. A pression plus élevée, les dissociations seront moindres et par suite les températures supérieures.

Une autre donnée utile à connaître concerne la variation d'enthalpie avec la température. Les courbes présentées sur la figure 11 montrent ces variations pour le mélange carburant précédent kérosène/alcoolate de potassium brûlant dans un comburant de composition $O_2 + 2N_2$, à des richesses diverses. On constatera combien hasardeuse est l'hypothèse de la constance de la chaleur spécifique, puisque C_p est donné par la pente de la courbe $H(T)$.

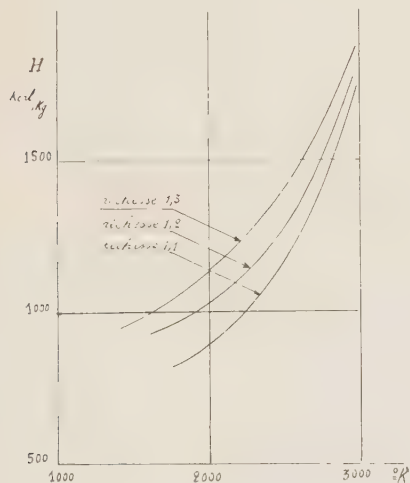


FIG. 11. — Courbes : enthalpie/température. Comburant : $O_2 + N_2$
Carburant : Kérosène + $CH_3OH + KOH$. Pression : 1 atmosphère

Dans cet ordre d'idées il convient de faire une dernière remarque : les températures indiquées sur la figure 10 concernent les températures adiabatiques de combustion (conditions d'arrêt). Quand les gaz prennent de la vitesse avant d'entrer dans la tuyère de conversion, ceci se fera aux dépens de son enthalpie. Par exemple, si on utilise un gaz à 2 980 °K correspondant à une richesse 1,1, et ayant une enthalpie de 1 720 kcal/kg sa détente à 800 m/s leur fera perdre 76 kcal/kg et sa température baissera de 50° environ. On se rappellera de même que la courbe figure 7 donnant la variation de la densité de puissance en fonction du Mach a été tracée à c_p constant, et qu'il en a été de même pour l'étude théorique précédente. Il ne faut donc en retenir que les allures de variations de ces phénomènes.

5. Rendement thermodynamique

5.1. CYCLE OUVERT

L'énergie électrique d'origine thermique provient encore en majeure partie des turbines à vapeur malgré les progrès réalisés récemment dans la technique des turbines à gaz. Quel progrès peut apporter la conversion magnétohydrodynamique par rapport aux turbines à vapeur modernes ?

Le rendement de la turbine à vapeur bien que restant dans la pratique assez loin du rendement de Carnot dépend cependant étroitement des températures de la vapeur dans la chaudière et de la température du condenseur. On s'est efforcé et on s'efforce encore d'améliorer ce rendement en élevant aussi haut que possible la température de vapeur ; mais on se heurte à l'heure actuelle à une difficulté qui naît des hautes pressions de travail pour lesquelles les aciers ordinaires deviennent impropres. Les aciers spéciaux nécessaires pour passer ce cap sont coûteux et l'accroissement de rendement qu'ils pourraient permettre serait payé trop cher en investissements. C'est pourquoi les températures de vapeurs restent limitées aux alentours de 900 °K et les rendements pratiques à des valeurs de 35 à 40 % suivant le degré de complexité de l'installation. D'un autre côté les gaz de combustion entrent dans la chaudière à une température beaucoup plus élevée, de l'ordre de 1 700 à 2 000 °K. Il y a donc dans l'échange de chaleur gaz-vapeur un accroissement d'entropie nuisible au rendement.

Imaginons la conversion MHD appliquée aux gaz de combustion avant leur entrée dans la chaudière (fig. 12). L'air d'alimentation, d'enthalpie h_0

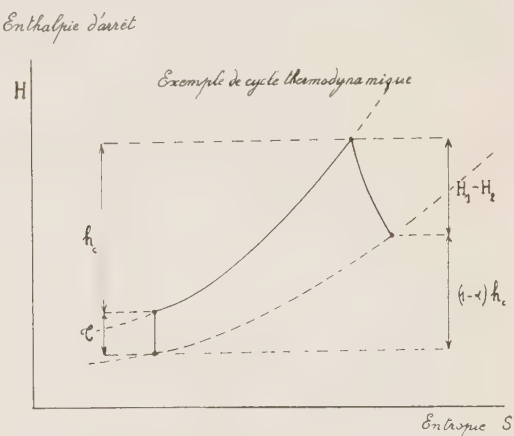


FIG. 12.

passé par un compresseur et pénètre dans la chambre de combustion avec une enthalpie supérieure. Il acquiert l'enthalpie de combustion h_c . Dans le convertisseur MHD il cède en énergie électrique et par fuites thermiques une fraction de son enthalpie et entre dans la chaudière à l'enthalpie d'arrêt H_2 . L'enthalpie réellement prélevée par la partie MHD est l'énergie cédée dans le convertisseur moins le

BIBLIOGRAPHIE

- [1] SPITZER L. — Physique des gaz complètement ionisés. Dunod, Paris.
 - [2] HARRIS J.L., and COBINE J.D. — The significance of the Hall effect for three MHD generator configurations. ASME. Paper number 60-WA-329.
 - [3] KARLOWITZ B. — US Patent 2. 210. 918, 13 August 1940.
 - [4] MASSEY E. and BURHOP H. — Electronic and ionic impact phenomena. Clarendon Press, Oxford.
 - [5] EVRARD R. — Conversion directe d'énergie thermique en énergie électrique par hydromagnétisme. *Onde Electrique* n° 416, p. 895-904.
 - [6] FABRE J. et PÉRICARD J. — Quelques études préliminaires en vue de la génération magnétohydrodynamique de l'énergie électrique. Société des Hydrauliciens de France. Communication du 17 mars 1961.
 - [7] CAMPBELL I.E. — High temperature technology. Wiley and sons, New York.
 - [8] KERREBROCK J.L. — Conduction in gases with elevated electron temperature. 2nd Symposium on Engineering aspects of MHD. Philadelphia March 1961.
-

PERSPECTIVES D'EMPLOI DES DIODES A PLASMA

PAR

B. DEVIN, L. KOCH et M. VANDEVYVER

*Service d'Electronique Physique
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*

1. Introduction

Les faibles réserves d'énergie dont disposait le monde en 1950 ont conduit les divers gouvernements nationaux à rechercher de nouvelles sources d'énergie et en particulier à lancer l'étude de la production d'électricité à grande échelle au moyen de l'énergie nucléaire.

En fait, depuis 12 ans, la situation des réserves d'énergie a beaucoup évolué ; par exemple, alors qu'en 1950 les réserves mondiales de pétrole équivalaient à 20 ans de consommation au rythme de 1950, deux ans après, les réserves nouvelles se montaient à 50 ans de la consommation de 1960, elle-même 2 fois plus forte qu'en 1950. Pour la production d'électricité d'origine nucléaire, si la consommation double tous les dix ans, les réserves actuelles d'uranium nous assurent 150 ans de production.

En outre le rendement de conversion dans les machines thermiques s'est nettement amélioré. En particulier, dans les grandes centrales productrices d'électricité, le rendement thermique réel est passé de 30 % environ en 1930 à près de 50 % pour les plus perfectionnées des centrales thermiques construites actuellement, telle celle d'Eddystone aux Etats-Unis. Autrement dit, alors que l'on consommait 6 450 cal./kWh en 1950, on ne consommera plus dans une installation moderne que 2000 cal./kWh environ.

La cause essentielle de la limitation du rendement de l'installation est le rendement de Carnot ; ce dernier n'est guère passé que de 64 % en 1950 à 68,4 % en 1960 dans les meilleures centrales et les propriétés des métaux et céramiques aux températures élevées nous incitent à penser que les progrès ne seront plus très rapides.

Il faut donc trouver de nouvelles solutions pour convertir l'énergie — et en particulier, l'énergie nucléaire — en électricité, si l'on veut avoir quelques chances de rendre l'énergie nucléaire au moins compétitive avec les sources classiques.

Il peut sembler en effet paradoxal d'utiliser avec une pile nucléaire une centrale thermique, guère plus avancée qu'une centrale à charbon, pour convertir l'énergie des produits de fission de l'uranium dont la température équivalente est de près de 10^{10} degrés.

Le tableau I donne les puissances et rendements des centrales nucléaires EDF en construction.

TABLEAU I

Piles	Masse du combustible*	Puissance thermique	Puissance électrique	Rendement
EDF 1	140 t	300 MW	68 MW	22,7 %
EDF 2	250 t	700 MW	170 MW	24 %
EDF 3	409 t	1250 MW	375 MW	30 %

* Combustible U naturel gainé alliage Mg.

Dans un avenir lointain, une solution de remplacement est l'utilisation de l'énergie de fusion nucléaire et, d'après E. TELLER, « il ne sera pas plus difficile d'extraire l'énergie du plasma confiné que de mettre du sel sur la queue d'un oiseau une fois qu'on l'a attrapé ».

Dans l'immédiat, il semble raisonnable d'associer aux sources classiques d'énergie des modes de conversion « directe » utilisant une source chaude à haute température.

Beaucoup de pronostics optimistes concernant ces moyens de conversion directe de l'énergie thermique en énergie électrique ne doivent pas cependant faire oublier que pour les installations terrestres de grosse puissance, ces moyens nouveaux sont encore loin d'être compétitifs avec les centrales conventionnelles. Nous verrons qu'il y a cependant un certain nombre d'applications où les sources d'énergie nucléaires suivies d'un convertisseur direct constituent la solution la meilleure et parfois même la seule

solution possible. Ce sont toutes les applications où une source autonome de puissance faible ou moyenne, à très longue durée de vie est nécessaire; citons à titre d'exemple : générateurs auxiliaires pour satellites, câbles sous-marins, stations arctiques, balises, propulsion ionique pour véhicules spatiaux.

Les deux modes de conversion directe de l'énergie qui semblent pouvoir s'adapter facilement à l'énergie nucléaire sont la conversion par diode à plasma et la conversion par thermoéléments; ces convertisseurs présentent l'avantage de pouvoir être placés soit « en tête » du système de conversion classique — entre le combustible nucléaire et le fluide de refroidissement — soit après l'échangeur thermique. Leur rendement propre viendrait donc s'ajouter au rendement des convertisseurs à turbine. Par exemple, un convertisseur à diode à plasma peut être placé entre une source chaude à 2 000° et une source froide à 500 °C et donner un rendement de 20 %; la source à 500 °C constitue alors la source chaude d'une machine thermique classique. Dans les installations de faible puissance à terre, l'étage haute température peut être constitué de diodes à plasma, le second étage étant un convertisseur thermoélectrique.

Enfin, les installations de puissance auxiliaire destinées aux satellites qui doivent avoir une source froide à température aussi élevée que possible, de façon à limiter le poids des ailettes rayonnantes, ne nécessitent qu'un seul étage à haute température. Ici en effet, c'est le poids de l'installation par unité de puissance fournie et non le rendement qui est le facteur prépondérant.

Le problème est donc foncièrement différent suivant qu'il s'agit d'une centrale nucléaire terrestre dont le rendement est d'autant meilleur que la puissance est plus grande, ou d'un convertisseur nucléaire destiné à alimenter un satellite ou un laboratoire spatial.

Il est encore trop tôt pour faire un projet de centrale utilisant un étage de conversion directe à haute température, par contre les projets et les réalisations de cellules test, solaires ou nucléaires sont déjà du domaine public et les résultats actuels sont très prometteurs. Les réalisations les plus avancées sont celles destinées aux satellites.

Nous allons décrire les possibilités des convertisseurs à diode à plasma et présenter quelques réalisations et avant-projets publiés ou en cours d'études.

2. La diode à plasma convertisseur d'énergie

2.1. RENDEMENT THÉORIQUE

Rappelons très brièvement le fonctionnement de la diode à plasma. Les électrons émis par une cathode chauffée franchissent une barrière de potentiel Φ_c pour sortir du métal et, après avoir traversé l'espace interélectrodes, entrent dans le métal de l'anode en subissant une perte d'énergie potentielle égale au travail de sortie Φ_a (fig. 1). Le courant produit par le convertisseur est limité par le travail de sortie Φ_c , ou plus généralement par la barrière de potentiel

V_c que les électrons auront à franchir pour atteindre l'anode :

$$I = AT^2 \exp \frac{-eV_c}{kT_c} \quad (1)$$

La tension de sortie est $V_s = V_c - V_a$, la puissance fournie est $W = V_s \times I$. Elle passe par un maximum pour une charge anodique correcte. La figure 2 montre la caractéristique courant/tension du convertisseur à plasma. La puissance maximale correspond sensiblement au rectangle hachuré, ce qui définit la résistance d'adaptation.

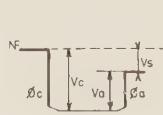


FIG. 1.

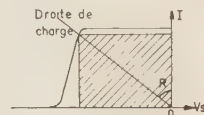


FIG. 2.

Suivant la tension de sortie du convertisseur, le diagramme d'énergie pour les électrons prend les allures de la figure 3. Pour des résistances de charge comprises entre le court-circuit et la charge adaptée, le générateur délivre un courant rigoureusement

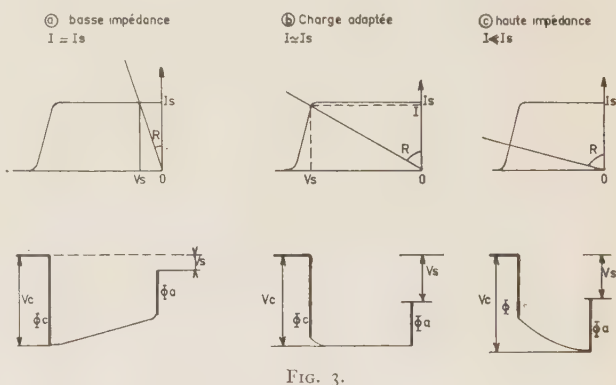


FIG. 3.

constant égal au courant de saturation I_s (a et b); le courant décroît ensuite, lorsque la charge augmente, selon une loi en $\exp \frac{-eV}{kT}$ dont la pente est une mesure de la température électronique dans le convertisseur (c).

Les pertes inévitables sont :

— le refroidissement de la cathode par effet Peltier : (énergie cinétique moyenne $2kT_c$ emportée par les électrons)

— le rayonnement photonique en T^4

— la perte de chaleur Q_f par la connexion de cathode cette perte a été souvent négligée dans les calculs de rendement; on peut montrer pourtant que dans les conditions de rendement optimum les pertes de chaleur par rayonnement et par conduction sont du même ordre de grandeur [1].

Les grandeurs T_c , T_a , Φ_c , Φ_a et un facteur de qualité de la cathode N , permettent de poser l'équation du rendement dans les conditions optimales.

$$\eta = \frac{N}{D} \tag{2}$$

avec

$$N = V_c - V_a - \left[\frac{\eta L}{2 - \eta} (T_c^2 - T_a^2) \right]^{1/2}$$

et

$$D = V_c + \frac{2k}{e} T_c + \frac{A_r \varepsilon}{A_e J_c} \sigma (T_c^4 - T_a^4) + \frac{1}{2} [L(T_c^2 - T_a^2)]^{1/2} \left[\left(\frac{2 - \eta}{\eta} \right)^{1/2} - \left(\frac{\eta}{2 - \eta} \right)^{1/2} \right]$$

La température de l'anode joue un rôle très secondaire. On la choisit pour que la rétro-émission soit négligeable.

La solution de cette équation est représentée sur la figure 4 pour diverses valeurs du paramètre V_c dans les conditions suivantes :

$\Phi_a = 2 \text{ eV} ; T_a = 640 \text{ }^\circ\text{K} \text{ et } N = 8,3 \cdot 10^{-3}.$

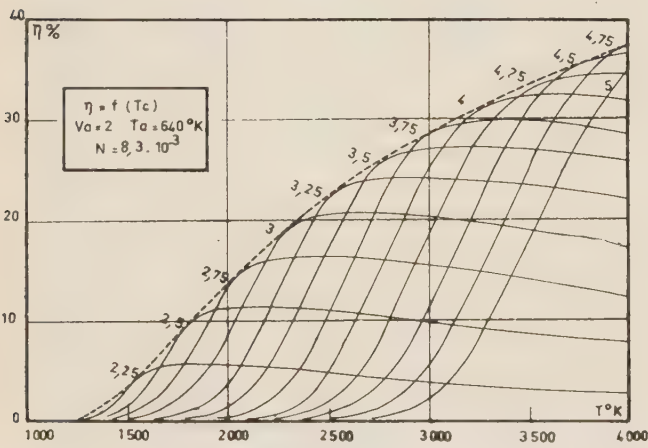


FIG. 4.

Ce facteur N représente le rapport des propriétés émissives de la cathode à ses constantes radiatives :

$$N = \frac{A_r \cdot \varepsilon}{A_e \cdot A}$$

avec :

A_r : fraction de la surface de la cathode perdant de l'énergie radiative à la température T_c

ε : émissivité composée de la cathode en présence de l'anode

A_e : fraction de la surface de la cathode émettant les électrons selon la loi théorique

A : constante d'émission théorique :

$$A = 120 \text{ A/cm}^2 / \text{ }^\circ\text{K}^2$$

N.B. Le produit $A_e \cdot A$ est égal à la valeur pratique de la constante d'émission : 33 pour UC, 60 pour W, 25 pour Ta... etc. Pour l'émetteur parfait ayant les propriétés du corps noir, N vaut $8,3 \cdot 10^{-3}$. En pratique

ce facteur n'affecte sérieusement le rendement des convertisseurs (au-delà de 15 %) que pour des émetteurs travaillant avec une barrière V_c de l'ordre de 3 eV ou inférieure.

La figure 5 est une représentation des densités de courant correspondant aux courbes précédentes. On remarque que la densité de courant nécessaire pour obtenir un rendement de 10 % est de l'ordre de 20 A/cm²

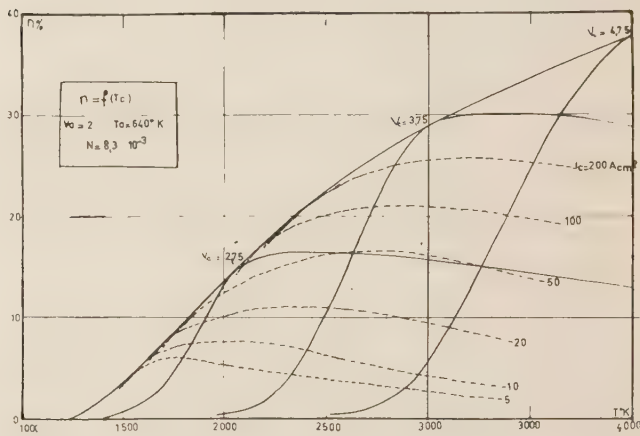


FIG. 5.

Rendement de Carnot

Le rendement thermodynamique n'apparaît pas dans la formule (2). Il est en fait sous entendu. Le calcul de HOUSTON [2] le met en évidence sous la forme :

$$\eta = \frac{T_c - T_a}{T_c} \times f(V_c, V_a, T_c, T_a, N)$$

et démontre par ailleurs que les conditions optimales sont réalisées pour :

$$\frac{V_a}{T_a} = \frac{V_c}{T_c} \tag{3}$$

Ces conditions ne sont pas vérifiées en pratique avec une anode à la température ambiante car il faudrait pouvoir réaliser $V_a = 0,4 \text{ eV}$. On est donc conduit à remplacer la fraction théorique par la fraction pratique $\frac{\Phi_c - \Phi_a}{\Phi_c}$ et l'on choisit la température d'anode en fonction du travail de sortie d'anode réalisable, au lieu de choisir le travail de sortie de l'anode en fonction de la source froide (de manière à obtenir le meilleur rendement thermodynamique).

2.2. PERFORMANCES ACTUELLES DES DIODES A PLASMA

Ce bref exposé théorique a permis de fixer les valeurs optimales des différents paramètres et pose les problèmes physiques à résoudre pour construire un convertisseur : annulation de la charge d'espace, choix des matériaux d'anode et de cathode.

Charge d'espace

La charge d'espace électronique est annulée par l'introduction dans la diode d'une densité d'ions

équivalente. LANGMUIR a mis en évidence l'ionisation du césium au contact d'un filament de tungstène. Le phénomène est général. Tout atome d'un gaz ionisable qui atteint une surface métallique perd un électron au profit de ce métal si l'énergie de l'électron dans le métal se trouve inférieure à l'énergie de l'électron lié à l'atome. En d'autres termes cela signifie que le travail de sortie du métal doit être supérieur au potentiel d'ionisation de l'atome de gaz (fig. 6).

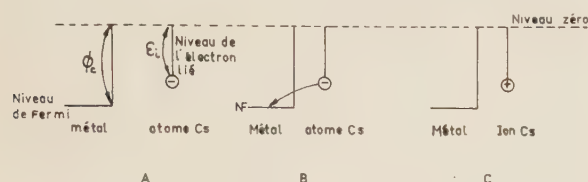


FIG. 6. — Ionisation de surface

Il reste donc à la surface du métal un ion lié par les forces d'adsorption. Si la température du métal est suffisante, cet ion est évaporé aussitôt et le courant d'ions produit est égal au nombre d'atomes neutres atteignant la surface du métal. Si la température du métal est trop basse, les ions ne sont plus réévaporés et la surface se recouvre d'atomes du gaz en couches nombreuses : le travail de sortie s'en trouve modifié. Dans le cas du césium, la modification produite est un abaissement du travail de sortie, de telle sorte que l'ionisation au contact ne devient plus possible.

Dans le cas général, on admet que la réévaporation est totale et le rendement d'ionisation de 100 %. lorsque la température du métal est liée à celle du réservoir de césium par la relation :

$$T_m \geq 3,6 T_{cs}$$

Cette solution est très souple car il suffit de régler la température du réservoir de césium pour doser le nombre d'ions produits, c'est-à-dire le degré de compensation de la charge d'espace. Un excès d'ions conduit à des instabilités du plasma qui ont une influence défavorable sur le rendement, tandis qu'une compensation incomplète empêche d'extraire le courant de saturation de la cathode. Notons que les régimes d'oscillations spontanées ont déjà été employés pour extraire l'énergie en courant alternatif et, avec une électrode supplémentaire, la fréquence peut être choisie arbitrairement (50 Hz ou 400 Hz par exemple) [3].

Haute pression de césium

Si la température du métal est inférieure à $3,6 T_{cs}$ le travail de sortie est modifié par les couches de césium adsorbées et la cathode est susceptible d'émettre beaucoup plus de courant ; par contre, il est impossible d'obtenir des ions par le procédé décrit. Toutefois la pression du césium nécessaire est assez élevée pour que le nombre de collisions entre électrons et atomes de gaz soit important. L'expérience a montré [4] que le courant de conversion lui-même pouvait ioniser les atomes de césium avec une chute de tension anormalement basse, bien inférieure au poten-

tiel d'ionisation. Il semble que les atomes de césium soient portés sur un état excité par les photons émis par la cathode : en effet, la raie de résonance de l'atome neutre de césium se situe à $0,85 \mu$ c'est-à-dire dans la région spectrale où l'émission de la cathode est intense. Il en résulte que les chocs de seconde espèce, suffisent alors probablement à provoquer l'ionisation de l'atome. Toutefois ce fonctionnement appelé « régime d'arc » est encore mal connu.

Une autre explication possible de la génération d'ions en volume est l'effet du champ électrique alternatif créé par les auto-oscillations du plasma. Il existe en effet une fréquence interne de résonance dépendant de la géométrie et liée à la propagation d'ondes ioniques longitudinales dans le plasma.

Matériau d'anode

Les couches photoélectriques sont instables en atmosphère de césium, mais cet inconvénient pourrait être levé en produisant une décharge auxiliaire dans un gaz rare ; par contre, elles se décomposent très rapidement au-dessus de la température ambiante ; de plus, il semble que le pourcentage de la surface ayant réellement un travail de sortie de l'ordre de 1 eV, soit très réduit (de l'ordre de 1 %), il n'est donc pas pensable d'y véhiculer des densités de courant de plusieurs ampères par centimètre carré. Il y a donc une étude structurale à faire sur les couches à bas travail de sortie et en attendant ces résultats, on emploie très généralement le césium lui-même en couche mince sur un métal quelconque servant d'anode. LANGMUIR a montré qu'en réglant la température du réservoir de césium au-dessous de la température du métal d'anode, on obtenait une couche dont le travail de sortie se situe vers 1,69 eV. Cette étude faite sur le tungstène a été récemment reprise pour différents réfractaires avec des résultats tout à fait semblables [5]. Pour le moment, tous les convertisseurs « diode à plasma » fonctionnent avec des anodes en métal recouvert de césium ; par exemple le niobium ou le rhénium permettent d'obtenir 1,4 eV dans ces conditions [6].

2.3. ADAPTATION DE LA DIODE A PLASMA AUX DIVERSES SOURCES DE CHALEUR

Les températures de source chaude les mieux adaptées aux diodes à plasma sont situées dans la gamme des 2 000 °C et en conséquence, on peut envisager des applications correspondant à :

- 1° l'énergie solaire
- 2° les flammes à haute température
- 3° l'énergie nucléaire.

Il faut délibérément rejeter la combinaison : radioisotope-diode à plasma car entre autres problèmes, il y aurait à prévoir le stockage des sources de radioisotopes à 2 000 °C entre le moment de leur emploi et celui de leur fabrication (en supposant qu'on puisse produire rapidement les quantités nécessaires). De plus, les densités de puissance réalisables par radioisotopes sont mieux adaptées aux générateurs de puissance électrique inférieure à 10 watts.

La diode « solaire » est de loin la plus facile à réaliser. L'énergie sous forme de rayonnement lumineux est transmise à travers une paroi de verre à la cathode que l'on recouvre d'un matériau absorbant. La densité de puissance requise est de 60 à 100 watts par centimètre carré, ce qui exige un miroir parabolique de bonne qualité et un dispositif héliostatique précis. La figure 7 montre la coupe d'une diode solaire dont l'anode est chargée thermiquement par une batterie de thermoéléments ; ceux-ci évacuent la chaleur non convertie en électricité vers un radiateur à ailettes. La puissance typique fournie par un

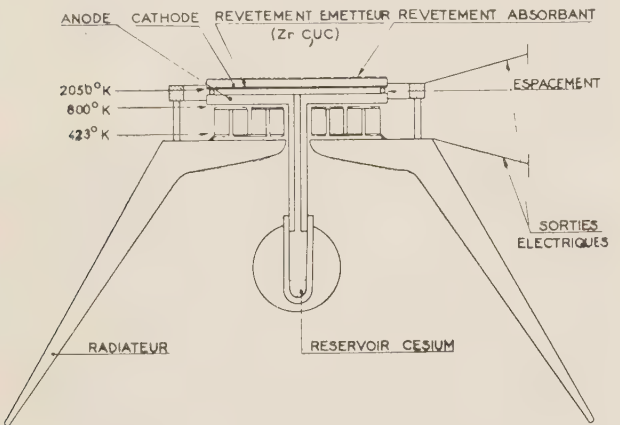


FIG. 7. — Générateur solaire 100 watts. Cellule élémentaire 1,5 volt 30 watts.

miroir parabolique de 1,50 m d'ouverture est 100 watts électriques dont 70 watts par la diode à plasma fonctionnant entre 2 000 °C et 500 °C et 30 watts par les thermoéléments entre 500 °C et l'ambiante. Le rendement global d'un tel système dépend essentiellement du miroir et de la couche absorbant l'énergie lumineuse, en second lieu intervient le rendement de la diode à plasma. L'ensemble diode et thermoéléments peut atteindre actuellement un rendement global de 20 %.

Pour les applications aux combustibles chimiques, il apparaît une difficulté supplémentaire due à la nécessité de transmettre la chaleur de la flamme à la cathode, à travers l'enveloppe du tube. C'est le problème de la « paroi chaude » séparant une enceinte vidée d'une atmosphère quelconque. Il y a de plus à considérer les effets de corrosion des flammes sur les matériaux constituant cette paroi. En fait, pour les températures de 2 000 °C, la diode à combustible chimique est nécessairement un appareil à très faible durée de vie, ce qui est compatible avec son utilisation sur les tuyères de fusées et autres engins spatiaux. Dans ce cas, la géométrie de la diode à plasma est coaxiale.

La diode se présente sous forme d'un tube à l'intérieur duquel passe la flamme (fig. 8). Ce tube sert de cathode : il est entouré d'un second tube constituant

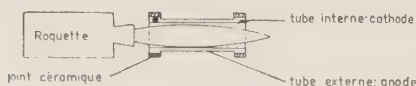


FIG. 8. — Convertisseur à flamme

l'anode et scellé avec le premier par des joints de céramique. Le césium est contenu entre les deux enveloppes. On ne peut guère espérer d'excellents rendements avec cette géométrie, en particulier à cause de la grande surface effective de cathode : celle-ci entraîne un courant total très important dont les effets magnétiques limitent les performances à environ 15 % actuellement.

Le problème de la « paroi chaude » ne se pose pas pour l'énergie nucléaire car la chaleur est directement produite au cœur du barreau par les fragments de fission. Les effets magnétiques dus au courant converti sont également à considérer et l'ordre de grandeur des courants est limité à 100 ampères par cellule sauf précautions spéciales. La cathode est avantageusement constituée par le combustible lui-même. Il s'introduit donc une relation supplémentaire entre le volume de la cathode, la puissance qui y est produite par fission et la puissance électrique qui est extraite de sa surface.

Le rendement optimal est défini en fonction de ces paramètres et nous l'étudierons plus en détail.

2.4. CONSTITUTION D'UNE DIODE NUCLEAIRE A PLASMA

La figure 9 est une vue schématique d'une telle diode. La cathode centrale est supportée par la connexion, et éventuellement par un anneau de centrage, à l'intérieur d'un bloc anodique en matériau à faible section de capture pour les neutrons thermiques, et inerte vis-à-vis du césium de remplissage.

La connexion support a une conductance électrique et thermique bien déterminée : elle sert à établir le meilleur compromis possible entre les pertes par conduction thermique et la chute de tension, qui varient en sens inverse. L'optimum se situe aux alentours de 0,1 V (chute de tension dans la connexion). Dans ces conditions, la conduction thermique est suffisamment bien définie si le matériau employé suit la loi de Wiedemann-Frantz.

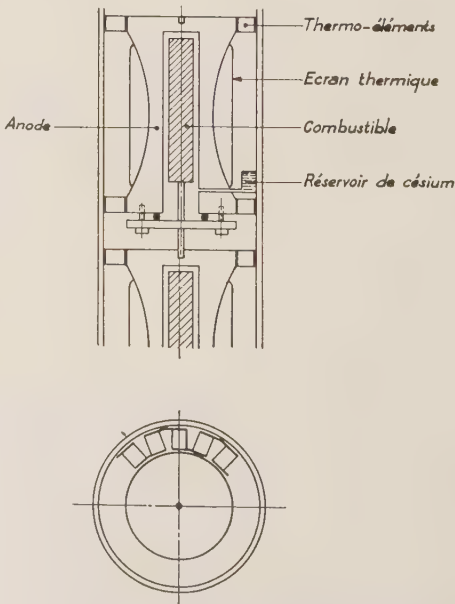


FIG. 9. — Constitution d'un élément

La cathode elle-même se compose fondamentalement d'une source de chaleur (combustible nucléaire) et d'un émetteur convenable en contact thermique. Etant données les importantes densités de courant nécessaires, le nombre d'émetteurs possibles est très réduit et le carbure d'uranium et ses composés sont les meilleurs. Dans ces conditions, source thermique et émetteurs sont associés intimement. La cathode est massive et homogène. Il est toutefois pensable d'utiliser des émetteurs non combustibles en couche mince, sur une gaine entourant le matériau fissile (molybdène par exemple).

La vapeur de Cs est généralement employée pour neutraliser la charge d'espace : la production des ions est assurée par les zones à fort travail de sortie de la cathode. La pression du Cs est définie par la température du point froid de l'enveloppe, que l'on règle. Sans grande perte sur le rendement, ce point froid peut être l'anode elle-même.

De manière à ne pas introduire une trop forte densité de vapeur qui constituerait une résistance électrique au passage du courant, la température du point froid est fixée vers 100 °C ; à la pression correspondante, le nombre d'ions produits est suffisant pour neutraliser la charge d'espace d'un courant électronique de 8 A/cm² ; à 130 °C, on peut admettre un courant électronique de 50 A/cm² environ. A cette dernière température, le libre parcours moyen des électrons est 6 mm, l'espacement anode cathode peut donc être choisi de cet ordre de grandeur sans qu'une trop grande résistance interne soit à craindre. Il n'y a donc pas de problèmes de structure pour une telle diode.

2.5. FLUX DE CHALEUR, RENDEMENT EN PILE

Dans le réacteur, le paramètre de réglage dont nous disposons est essentiellement le flux de neutrons thermiques et l'on a l'habitude de prendre comme référence le flux thermique W_s par unité de surface de barreau. En procédant de cette manière, nous imposons la relation supplémentaire que la somme de toutes les énergies issues de la cathode soit constante et égale au flux thermique disponible P_0 . Le calcul du rendement s'effectue à partir de l'équation (2) et de l'équation supplémentaire :

$$P_0 = W_s + P_r + Q_f + 2kT_c \cdot J_c = W_s \cdot \eta^{-1} = (V_c - V_a) J_c.$$

P_r et Q_f : puissances perdues par rayonnement et conduction.

Sous l'une de ses trois formes équivalentes, cette équation est résolue avec l'équation (2) pour diverses valeurs de P_0 choisies parmi les valeurs courantes. La figure 10 donne le résultat de ce calcul pour une diode à plasma de Cs (basse pression) à cathode de carbure d'uranium. Les résultats sont très semblables avec le composé ZrC-UC.

Ces courbes présentent un maximum. Pour les températures inférieures à ce maximum, le rendement est limité par l'émission électronique, et, au-dessus, les pertes par rayonnement deviennent prépondérantes. La puissance de sortie est nulle à la température de cathode où toute l'énergie disponible P_0 est dissipée par rayonnement.

Partant de ces courbes, le cas pratique peut être étudié simplement. Il s'agit de choisir les paramètres

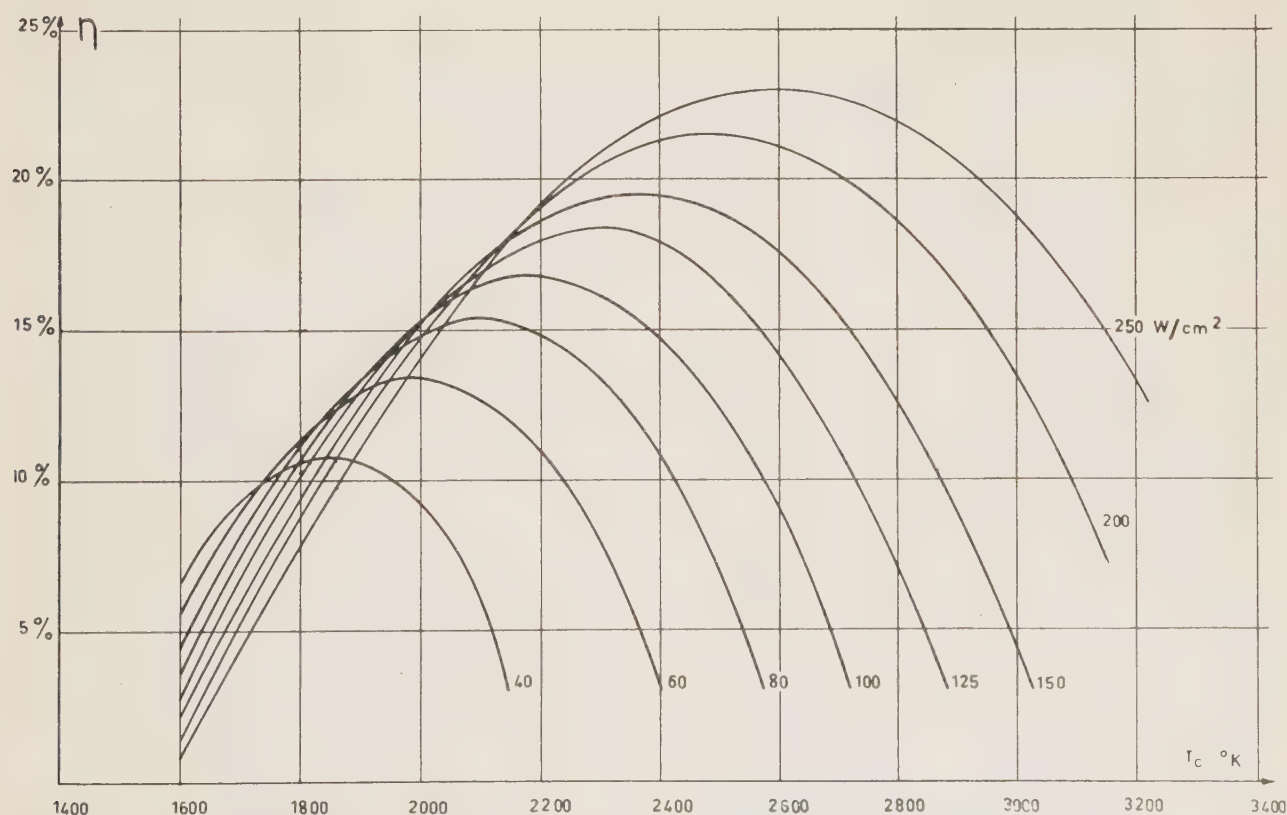


Fig. 10 — Rendement d'une diode nucléaire convertisseuse d'énergie en fonction de la température de cathode de carbure d'uranium. Le paramètre est la puissance thermique d'origine nucléaire engendrée dans la cathode.

de la cathode adaptés au flux thermique P_0 disponible. Les valeurs à déterminer sont :

- barrière de potentiel V_c
- température de fonctionnement T_c
- grandeurs électriques

et, en ce qui concerne la production de la chaleur :

- dimensions de la cathode
- enrichissement nécessaire.

En bref, le bilan thermique s'établit selon le schéma de la figure 11. Le cylindre élémentaire de hauteur

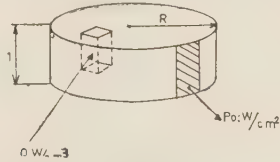


FIG. 11.

unité dissipe par la surface latérale P_0 watts par centimètre carré. Le volume intérieur produit par fission nucléaire Q watts par centimètre cube, et la conductibilité thermique du matériau est K (0,25 W/°C.cm pour UC). La chute de température entre le centre du barreau et la surface vaut :

$$T = \frac{P_0 \cdot R}{2 K}$$

et la relation entre Q et P_0 s'écrit :

$$Q = \frac{2 P_0}{R}$$

et enfin, la puissance thermique fournie par cm³ de carbure d'uranium dont la densité en U est 13, s'écrit :

$$Q_{w/cm^3} = 440 \frac{e}{100} \frac{\Phi}{10^{12}}$$

e : enrichissement en %
 Φ : flux neutronique

Tous ces éléments combinés permettent de fixer le point de fonctionnement sur la figure 12. La température au cœur du matériau est une limite technologique du matériau lui-même. On élimine donc tous les points du diagramme situés à droite de cette température. Dans la partie gauche restante, seuls ceux qui correspondent à une barrière V_c au moins égale au travail de sortie sont valables. La droite $V_c = \Phi_c$ permet d'éliminer la partie gauche du diagramme. Dans la zone triangulaire résiduelle, se trouvent les points de fonctionnement pratique. Si l'on tient compte des effets perturbateurs du champ magnétique produit par la connexion de cathode (courbure des trajectoires et réduction du courant de conversion) il faut ajouter une limite de courant (I_{max} sur la figure).

Ajoutons encore que la limite thermique réelle est un peu plus basse et ce, d'autant plus que l'on travaille avec un rendement élevé, en raison de la chute de température entre le centre et l'extérieur du bar-

reau (courbe pointillée). On a ainsi établi le rendement théorique maximal en pile pour un matériau donné. La figure 10 donne ce résultat pour UC : on voit que le maximum est voisin de 25 %.

La puissance thermique à évacuer par l'anode peut-être reprise par un convertisseur thermoélectrique. On cherche à avoir la température maximale pour l'anode et la pression du césium est déterminée par un réservoir auxiliaire placé dans le fluide de refroidissement.

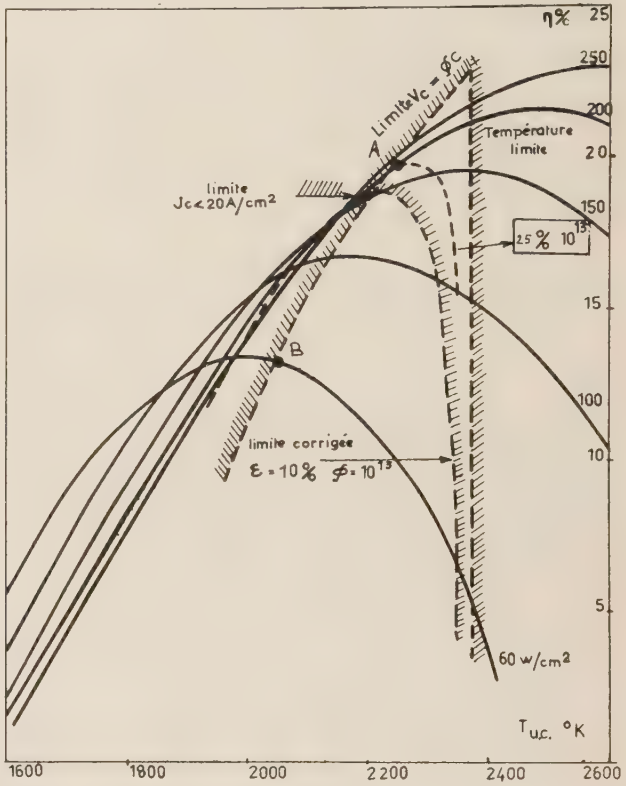


FIG. 12.

3. Chaîne moyenne température à thermoéléments

Le second étage du convertisseur d'énergie peut être constitué par une batterie thermoélectrique dans les ensembles à moyenne puissance où l'on n'envisage pas les frais d'installation d'une machine thermique entre la température d'anode (500°) et l'ambiante. La disposition de ces ponts thermoélectriques est adaptée à la géométrie de la diode et les figures 7 et 9 montrent deux variantes : l'une adaptée aux générateurs solaires et l'autre aux convertisseurs en pile.

Le calcul des éléments est conditionné par deux paramètres : le courant imposé par la diode (on supposera, en effet, que toutes les diodes et tous les thermoéléments sont montés en série électrique) et la quantité de chaleur délivrée par l'anode.

On fera travailler les thermoéléments à leur maximum de puissance, c'est-à-dire à la condition :

$$I = \frac{\bar{\alpha} (T_a - T_0)}{2 \bar{\rho} \frac{e}{S}} \tag{4}$$

$\bar{\alpha}$ pouvoir thermoélectrique moyen
 $\bar{\rho}$ résistivité moyenne
 e longueur du thermoélément
 S surface du thermoélément

Si d'autre part N est le nombre de couples, K la conductibilité thermique moyenne et Q le flux de chaleur disponible sur l'anode, on a :

$$Q = N \, 2 \, K \, \frac{S}{e} \, (T_a - T_0) \tag{5}$$

Ces deux équations permettent de déterminer N et le facteur de forme $\frac{S}{e}$. La surface intérieure' de l'anneau $2NS$ peut être choisie arbitrairement.

Il faudra de plus donner aux anneaux une disposition géométrique telle qu'ils n'entourent pas complètement la cathode pour ne pas trop perturber le flux neutronique. Il faut ensuite que le champ magnétique créé par la circulation du courant soit sans effet sur l'émission électronique de cathode.

3.1. THERMOÉLÉMENT DE CATHODE

Il existe une autre possibilité d'utilisation des phénomènes thermoélectriques pour améliorer le rendement global d'une diode à plasma : on remplace le conducteur de cathode par un thermoélément de type p ; en effet, on peut considérer la diode comme un thermoélément de type électronique (n) équipé, en guise de deuxième bras, d'un conducteur métallique de cathode. La chaleur qui traverse ce conducteur n'est pas utilisée, il en serait tout autrement si ce métal était remplacé par un semiconducteur.

Dans tous les calculs d'optimisation des diodes, on a supposé que le conducteur de cathode avait une conductibilité thermique de réseau négligeable, c'est-à-dire que le transfert de chaleur ne se faisait que par électrons ou, autrement dit, que la loi de Wiedemann-Frantz donnait à elle seule la conductibilité thermique totale. Un calcul très simple traite l'amélioration du rendement due au thermoélément de cathode comme une perturbation du fonctionnement autour des conditions optimales. On continue à supposer négligeable le transfert de chaleur par le réseau et l'on dote le conducteur de cathode d'un pouvoir thermoélectrique α . La tension $\alpha(T_c - T_a)$ se soustrait alors de la chute ohmique en améliorant la puissance de sortie de $W_1 = \alpha(T_c - T_a) I$. D'un autre côté, l'effet Peltier supplémentaire sur la cathode correspond à une augmentation de puissance consommée de :

$$q_1 = \alpha \, T_a \, I$$

Si η et η_p représentent le rendement avant et après perturbation, on a

$$\eta_p = \eta + \varepsilon = \frac{W + W_1}{Q + Q_1}$$

or, $\frac{W_1}{Q_1} = \eta_c$ (Carnot) on peut donc écrire, quand η

est faible : $\eta \ll \eta_c$ soit $\varepsilon \simeq \frac{W_1}{Q}$. Cette amélioration est faible : 1 à 2 % pour $\alpha = 50 \, \mu\text{V}/\text{degré}$ et $\eta = 15 \, \%$.

On peut proposer pour une application pratique, des métaux ou des chaînes métalliques entre 2 000 °C et 800 °C, puis des thermoéléments entre 800 °C et la température ambiante.

4. Projet de convertisseur en pile

Nous avons traité théoriquement le convertisseur à basse pression de césium et le générateur thermoélectrique associé, dans le cas où la perturbation apportée au flux de neutrons par ces matériaux lourds n'est pas prohibitive. Dans la pratique, l'échelonnement des températures est le suivant :

- 2 200 °K pour la cathode thermionique
- 800 à 1 000 °K pour l'anode
- 50 °K de chute de température entre l'anode et le thermoélément à travers l'isolant électrique
- 750 à 950 °K pour le point chaud du thermoélément
- 373 °K pour le réservoir de Césium. Enfin le thermoélément éventuel de cathode travaille entre 2 200 °K et 800 °K. La source froide finale est constituée par le réfrigérant du réacteur.

4.1. DIODE

Les points A et B de la figure 12 correspondent à deux cas types de diode à plasma :

TABEAU II

Type	A	B
Température de cathode	2 250 °K	2 050 °K
Rendement	20 %	13 %
Température de Cs	130 °C	100 °C
Matériau de cathode	UC	UC
Diamètre	0,5 cm	0,5 cm
Longueur	12 mm	26 mm
Surface de cathode	1,88 cm²	4,08 cm²
Courant total	78,5 A	34,5 A
Puissance de sortie	74 W	35 W
Puissance à évacuer de l'anode	300 W	212 W
Température d'anode	< 1 000 °K	< 800 °K
Chute de tension dans la connexion	106 mV	75 mV
Enrichissement dans un flux de :	45 % 10 ¹³	14 % 10 ¹³
Flux thermique à la surface	cm ⁻² s ⁻¹ 200 W/cm²	cm ⁻² s ⁻¹ 60 W/cm²
Vie	1 000 h (?)	5 000 h

A : haute température et durée de vie moyenne
B : température réduite, durée de vie améliorée et rendement plus faible.

Le tableau II précise ces deux cas.
On remarque immédiatement que les flux de neutrons et les enrichissements nécessaires sont importants. Cette condition est imposée par le volume réduit de la cathode. La réduction du volume est nécessaire si l'on veut réduire la surface, donc le courant total, dont les effets magnétiques limitent le rendement. Le cas A exige, pour atteindre le rendement calculé, de réduire l'espacement cathode-anode à moins du millimètre.
A titre d'exemple, le tableau III donne les résultats obtenus avec un convertisseur de ce type par la Compagnie General Atomics dans le réacteur TRIGA.

TABLEAU III

T_c	2175 °K
surface de cathode	5 cm ²
V_s	1,5 volt
I_s	60 A
W_s	90 W
Rendement	10 %

Ces résultats s'insèrent entre les deux cas proposés. La tension de sortie au rendement maximal montre que les effets magnétiques étaient importants et qu'on a dû réduire le courant pour augmenter la puissance de sortie.

4.2. THERMOÉLÉMENT ASSOCIÉ

Convertisseur thermoélectrique d'anode

Cet élément sera composé de deux anneaux fixés sur les extrémités des anodes et connectés de telle sorte que les courants circulent en sens inverse dans l'une et dans l'autre.
Le champ magnétique résultant est ainsi annulé au voisinage de la cathode (fig. 13). La surface 2NS d'anode par laquelle se fera l'échange d'énergie sera réduite au maximum. La surface restante sera convenablement calorifugée.
Entre 300 et 800 °K, on peut envisager deux classes de thermoéléments en série (tableau IV).

TABLEAU IV

Domaine de température	Nature du thermoélément	
	type n	type p
300 500 °K	Bi ₂ Te ₃	Bi ₂ Te ₃
	Bi ₂ Se ₃	Sb ₂ Te ₃
500 800 °K	PbTe	AgSbTe ₂
	SnTe	GeTe

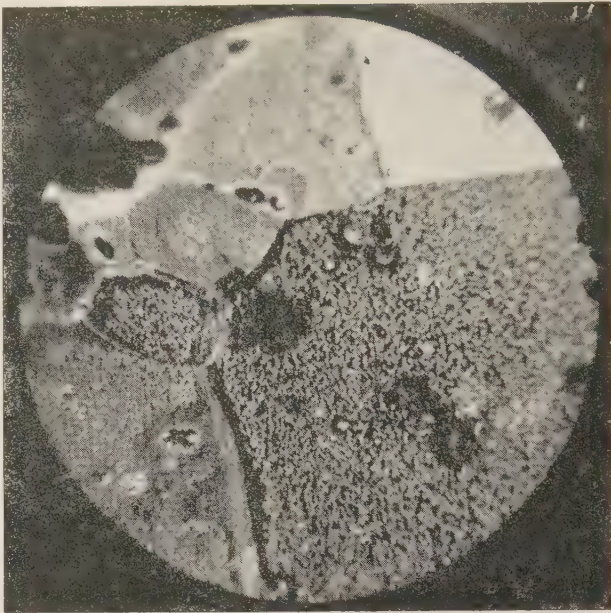


FIG. 13. Microscope électronique à émission. — UC 1 350 °C, G = 200

Valeurs moyennes des paramètres thermoélectriques prises entre 300 et 800 °K :
 $\bar{Z}$: 1,5.10⁻³ deg⁻¹.
 $\bar{\rho}$: 2.10⁻³ ohm.cm
 $\bar{\alpha}$: 200.10⁻⁶ volt /degré
 $\bar{k}$ 13.10⁻³ watt /degré.cm

TABLEAU V

	A	B
Puissance disponible sur l'anode	300 W	212 W
Température d'anode	1000 °K	800 °K
Point chaud thermoélément	950 °K	750 °K
Courant commun à la diode et aux thermoéléments	78 A	34,5 A
N nombre de couples par diode	8	14
Surface d'anode utilisée 2 NS	20 cm ²	20 cm ²
Section d'un barreau S	1,4 cm ²	0,8 cm ²
e épaisseur d'un barreau	0,6 cm	0,6 cm
Volume de thermoéléments par diode	12 cm ³	12 cm ³
Rendement des thermoéléments	15 %	13 %
Puissance de sortie diode	74 W	35 W
Puissance de sortie thermoéléments	45 W	27,5 W
Puissance totale	119 W	62 W
Rendement global	32 %	25 %

4.3. DURÉE DE VIE — SÉCURITÉ DE FONCTIONNEMENT

Diode

La sécurité de fonctionnement dépend entièrement de la tenue de la cathode sous l'influence de la température et de l'irradiation. Parmi la liste des émetteurs réfractaires possibles cités par STEPHAS [7] seuls ont été essayés systématiquement les composés de l'uranium. Sans parler de la vie du combustible lui-même qui est ici améliorée par le fait que les produits de fission diffusent hors du barreau aux températures que l'on emploie, la perte de matière par évaporation réduit simultanément le volume chauffé et la surface émettrice. Le carbure stoechiométrique UC se décompose par évaporation en donnant un excès d'uranium dans la phase gazeuse. Inversement, le dicarbure UC_2 plus stable, se décompose en donnant un excès de carbone. La composition exacte du composé s'évaporant sans modifier la nature du matériau de cathode est voisine de $UC_{1,1}$. On manque encore, à l'heure actuelle de données précises sur le taux d'évaporation mais les mesures faites sur UC [8] situent l'évaporation annuelle vers 1 mm de matière à 1 900 °K. Le dicarbure est nettement plus stable.

Le meilleur matériau est actuellement une solution solide ZrC-UC dont la chaleur de solution est négative. La stabilité des deux composants est maximale pour $ZrC_{0,8} UC_{0,2}$. Les autres solutions solides de UC avec les carbures réfractaires HfC, TaC, NbC ne bénéficient pas de cet avantage. Il reste une longue liste de combinaisons binaires à explorer, dont les nitrures et borures. L'utilisation des borures de terres rares est favorable et acceptable en pile si l'on prend seulement l'isotope B^{11} à faible section de capture. Des perspectives sont également offertes par les combinaisons à base de rhénium, osmium et leurs alliages avec les réfractaires.

Enfin, la température de fonctionnement peut être encore réduite d'une centaine de degrés avec une cathode monocristalline. En effet, il existe des rapports de l'ordre de 20 entre l'émission électronique des microcristaux orientés au hasard qui constituent la cathode. La photographie (fig. 13) prise au microscope électronique à émission donne une idée de ces différences de travail de sortie en fonction de l'orientation cristalline. Des études sont en cours pour mesurer le travail de sortie réel dans une direction cristalline donnée [9].

Thermoélément

La figure 14 montre la disposition de l'un des anneaux.

Les problèmes posés sont de deux sortes ; ils concernent la tenue des thermoéléments au vieillissement dans les conditions normales de fonctionnement et les problèmes purement technologiques, mais ces deux aspects sont, en fait, étroitement liés.

Les thermoéléments fonctionnant jusqu'à 1000 °K sont généralement très oxydables.

Jusqu'à 550 et même 600 °K, on peut envisager de les noyer dans les résines réfractaires étanches et d'une bonne tenue aux radiations nucléaires.

Au-delà il faudra utiliser soit des céramiques protectrices, soit mettre le convertisseur en atmosphère confinée inerte.

Les thermoéléments haute température sont les plus sujets aux phénomènes de diffusion. Les recherches en vue d'abaisser la conductibilité thermique conduisent à des semiconducteurs de pouvoir thermoélectrique de plus en plus grand, c'est-à-dire ayant de moins en moins d'électrons libres. Les matériaux de base devront être de plus en plus purs et les phénomènes de diffusion seront en conséquence plus critiques.

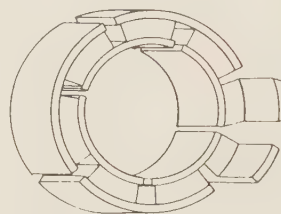


FIG. 14.

La migration des impuretés ionisées sous l'effet du champ électrique très faible qui règne aux bornes du thermoélément, doit être étudiée, cette conductibilité électrolytique étant susceptible d'écarter l'élément de son dopage optimal.

L'action du bombardement nucléaire intense peut également modifier à la fois le nombre des électrons et leur mobilité et le processus de diffusion des phonons. Toutefois, aux températures usuelles de fonctionnement, on peut obtenir un équilibre entre création et guérison des défauts créés par irradiation, équilibre affectant très peu le rendement du thermoélément.

5. Perspectives

Les considérations précédentes montrent, s'il en était besoin, que la diode à plasma en pile est une réalité viable. Dès à présent aux Etats-Unis, la firme Atomics International étudie sous contrat du Comité Américain de l'Espace la réalisation d'un réacteur constitué de diodes à plasma ; ce générateur qui doit fournir 300 kW électriques avec un rendement de 15 à 20 % est destiné à un satellite. La puissance spécifique du générateur complet est prévue de l'ordre de 1 kW électrique par kilogramme y compris le poids des ailettes destinées à l'évacuation de la chaleur non convertie dans l'espace. La figure 15 donne un schéma de la partie active de ce générateur (pile atomique dont le combustible est ZrC - UC et le réfrigérant Na-K).

Sur la figure 16, on voit le schéma d'une barre de combustible constituée de diodes à plasma en série. On peut prévoir pour le cœur de la pile des dimensions de l'ordre de 40 cm.

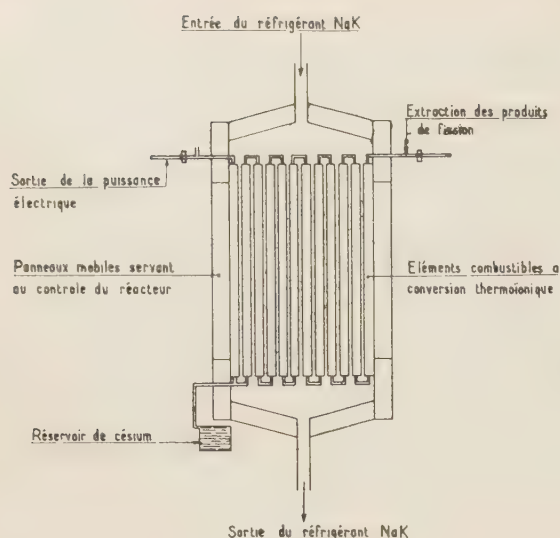


FIG. 15. — Projet de réacteur thermionique. D'après R.L. Hirsch, *Atomics International*.

A côté des diodes à basse pression de césium qui sont les plus étudiées actuellement, certains espoirs sont fondés sur les tubes à haute pression de césium où la cathode et l'anode sont recouvertes de césium liquide. Les rendements sont limités par la technologie des faibles espacements inter-électrodes. Le passage du courant en régime d'arc, permet de lever l'inconvénient de l'espacement, mais ce régime est encore mal connu. Il peut se révéler très valable pour les convertisseurs à rendement moyen et à longue durée de vie.

On a proposé également de résoudre la question de l'espacement par une ébullition en couche mince du césium métal servant d'anode ; les calculs laissent espérer une couche de l'ordre de 50 microns qui est compatible avec l'espacement désiré ; de plus, les expériences préliminaires ont montré un comportement particulier du contact électrique dans la phase liquide-vapeur. Ce dispositif reste limité aux convertisseurs terrestres en raison du rôle essentiel joué ici par la pesanteur.

Enfin, l'ionisation nécessaire à la neutralisation de la charge d'espace électronique qui est habituellement assurée par la cathode, si le travail de sortie est suffisant, peut être produite dans le cas contraire par une décharge auxiliaire dans un gaz noble. Dans tous les cas, cette ionisation est aisée et peu chère et la puissance ainsi dépensée n'excède pas 2 à 5 % de la puissance totale de sortie du convertisseur.

L'étude des diodes à vide comme convertisseurs semble abandonnée ; celle des triodes à vide à champs croisés n'a pas encore donné de résultats valables étant donnée la puissance consommée par l'électrode accélératrice.

Nous pensons que les études de matériaux conduites actuellement dans un grand nombre de laboratoires doivent permettre d'améliorer dans les trois années à venir, les performances déjà très intéressantes des diodes à plasma.

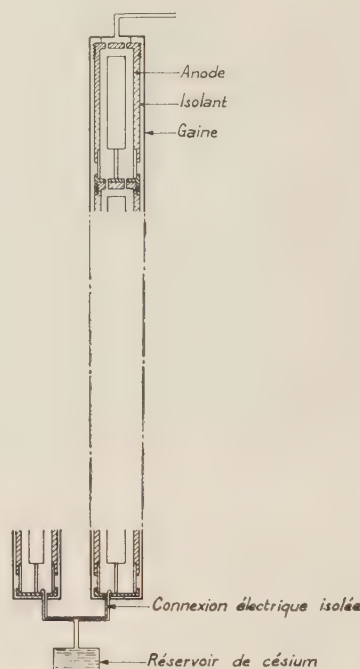


FIG. 16. — Barre élémentaire

Il sera alors possible de construire des générateurs de moyenne et grande puissance extrêmement compacts et sans aucun organe mobile, adaptés aux différentes sources d'énergie : solaire, chimique ou nucléaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DEVIN B., VANDEVYVER M. — *Jour. de Phys. et le Radium*, Juin 1962, Tome 23, page 73 A, supplément (Mars 1962).
- [2] HOUSTON J.M. — *Jour. of Appl. Phys.*, **30**, 10, 482 (1959).
- [3] DEVIN B., McELROY J.D., KLEIN S. — Cesium Plasma Triode. Symposium on Thermionic Power Conversion, Colorado Springs (Mai 1962).
- [4] BELLER W. — *Missile and Rockets*, Juillet 31 (1961).
- [5] GYFTOPOULOS G.P., LEVING J.D. — M.I.T. report on the 21th annual conference on physical electronics, 128.
- [6] RASOR N.S. — Symposium on Thermionic Power Conversion. Colorado Springs (Mai 1962).
- [7] STEPHAS P. — *Nucleonics*, **19**, 12, D2C (1961).
- [8] GROSSMAN L.N., KAZNOFF A.I., STEPHAS P. — Report on « Structural and emitter materials for nuclear thermionic converters » G.E.C. Vallecitos Atomic Laboratory.
- [9] DEVIN B., GAYTE B., KOCH L., SONDAAR L. — Study of thermoemissive properties of uranium carbide by emission electron microscope. Symposium on Thermionic Power Conversion, Colorado Springs (Mai 1962).

LES EFFETS THERMOÉLECTRIQUES ET LEURS APPLICATIONS

PAR

M. RODOT

*Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide
du C.N.R.S.*

1. Introduction

Le satellite américain TRANSIT IV, lancé en Juin 1961, contenait la première thermopile expérimentée comme générateur autonome d'électricité dans l'espace. A Rome, en août 1961, une large confrontation internationale a eu lieu, sur les possibilités d'application de ces mêmes dispositifs, à terre, en vue de la satisfaction de certains besoins énergétiques des pays en voie de développement ; quelques projets ont été présentés à cette occasion.

En dépit de cette entrée spectaculaire dans la technique des convertisseurs d'énergie, les thermopiles ne sont pas encore sorties du stade expérimental. Leur construction ne pose plus de problèmes insolubles ; mais de nombreuses mises au point de détail restent à faire pour réaliser des thermopiles pratiques. Alors seulement pourra être jugée la rentabilité de ces dispositifs, et on peut prévoir, si cette rentabilité s'affirme, une accélération des progrès en ce domaine.

Les réfrigérateurs à semiconducteurs, par contre, sont maintenant entrés dans la pratique courante et de nombreux appareils de laboratoire ou commerciaux sont déjà construits.

Le présent article vise à une mise au point sur ces dispositifs et tente de prévoir, au moins de façon approximative, les performances optimales qu'on est en droit d'attendre des thermopiles et des réfrigérateurs à semiconducteurs.

2. Effet Seebeck et effet Peltier

La figure 1a représente un circuit constitué par deux conducteurs différents P et N placés dans un gradient de température ($T_c > T_f$), et reliés d'une part par une connexion C à température T_c , d'autre part

par une résistance de charge R . Par suite de l'effet thermoélectrique dit effet SEEBECK, un courant électrique I circule dans ce circuit. La chaleur Q apportée à la connexion C pour la porter à la température T_c est donc partiellement convertie en énergie électrique utilisable : le rendement de ce convertisseur est $\eta = RI^2/Q$. On appelle pouvoir thermoélectrique α_{pn} la tension mesurée à circuit ouvert, sous l'effet d'une différence de température de 1 degré.

Cet effet thermoélectrique est réversible : PELTIER a montré que, si, au moyen d'une f.é.m. substituée à R (fig. 1b), on fait passer un courant faible I dans ce circuit initialement isotherme (température T), une différence de température $T_c - T_f = \Delta T$ apparaît aux bornes des conducteurs P et N, indiquant

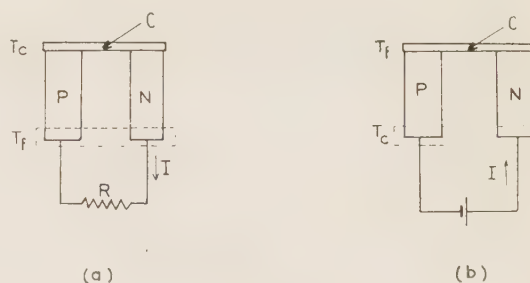


FIG. 1.

a) Schéma d'une thermopile.

b) Schéma d'un réfrigérateur.

qu'une quantité de chaleur q circule dans le circuit. Le coefficient de Peltier, défini par $q = \Pi I$, est, d'après une démonstration de lord KELVIN, égal à :

$$\Pi = \alpha_{pn} T \quad (1)$$

Les dispositifs thermoélectriques sont des machines thermiques, obéissant aux lois de la thermodynamique. Les phénomènes irréversibles en jeu sont l'échauffement de Joule et la conduction thermique le long des conducteurs P et N. C'est pourquoi les résistivités ρ_p et ρ_n et les conductivités thermiques K_p et K_n de ces conducteurs ont une grande importance. Pour limiter au maximum les effets irréversibles, ρ et K doivent être les plus faibles possible. On est ainsi conduit à choisir pour P et N des matériaux semiconducteurs.

L'effet SEEBECK est à la base des thermopiles, et l'effet PELTIER est utilisable dans des réfrigérateurs et des pompes à chaleur. La théorie de ces dispositifs est l'œuvre d'ALTENKIRCH et surtout de IOFFE [1], puis de nombreux chercheurs contemporains (voir par exemple l'excellente synthèse sur la thermoélectricité publiée sous la direction de HEIKES et URE [2]). Les réalisations pratiques ont suivi le développement de l'étude des semiconducteurs. Mme TELKES [3], GOLDSMID et DOUGLAS [4] ont publié les premiers résultats intéressants, pendant que l'équipe de Léninegrad dirigée par IOFFE, construisait plusieurs dispositifs efficaces [1] et donnait à la thermoélectricité l'impulsion qui allait lui assurer, à l'échelle internationale, une place de choix dans les programmes de recherches. Actuellement l'étude de thermoéléments nouveaux, efficaces notamment à haute température, est un puissant stimulant pour la recherche sur les composés semiconducteurs.

3. Rendement d'un générateur

Nous calculerons le rendement d'un générateur tel que celui de la figure 1a, en supposant les conducteurs P et N prismatiques, de section s_p et s_n , de longueur commune L .

La chaleur apportée à la source chaude C sert à équilibrer le bilan thermique, dans lequel intervient :

— une chaleur de Peltier q_1 , absorbée en C :

$$q_1 = - \Pi (T_c) \cdot I = - \alpha_{pn} T_c I$$

— une portion q_2 de la chaleur de Joule engendrée dans les conducteurs et dégagée en C (approximativement la moitié de la chaleur de Joule totale) :

$$q_2 = - \frac{I^2}{2} \left[\frac{\rho_p}{s_p} + \frac{\rho_n}{s_n} \right] L$$

— une chaleur q_3 conduite de C vers la source froide :

$$q_3 = (K_p s_p + K_n s_n) \frac{\Delta T}{L} \quad \text{avec } \Delta T = T_c - T_f$$

Quant à l'intensité de courant I , c'est le quotient de la f.é.m. de SEEBECK par la résistance totale du circuit :

$$I = - \frac{\alpha_{pn} \Delta T}{R + \left(\frac{\rho_p}{s_p} + \frac{\rho_n}{s_n} \right) L} \tag{2}$$

Le rendement est donc :

$$\eta = \frac{P}{q_1 + q_2 + q_3} = \frac{RI^2}{(K_p s_p + K_n s_n) \frac{\Delta T}{L} - \frac{I^2}{2} \left(\frac{\rho_p}{s_p} + \frac{\rho_n}{s_n} \right) L - \alpha_{pn} T_c I} \tag{3}$$

I étant donné par la formule (2).

Cherchons à rendre le rendement maximal : en annulant la dérivée de η par rapport aux paramètres ajustables R et s_n/s_p , on trouve que η_{max} s'écrit :

$$\eta_{max} = \frac{\Delta T}{T_c} \cdot \frac{\omega - 1}{\omega + \frac{T_c}{T_f}} \tag{4}$$

avec :

$$\omega = \sqrt{1 + \frac{T_f + T_c}{2} Z_{pn}} \tag{5}$$

et :

$$Z_{pn} = \frac{\alpha_{pn}^2}{(\sqrt{\rho_p K_p} + \sqrt{\rho_n K_n})^2} \tag{6}$$

Le rendement η contient en facteur le rendement de Carnot $\Delta T/T_c$. La formule (4) est illustrée par la figure 2.

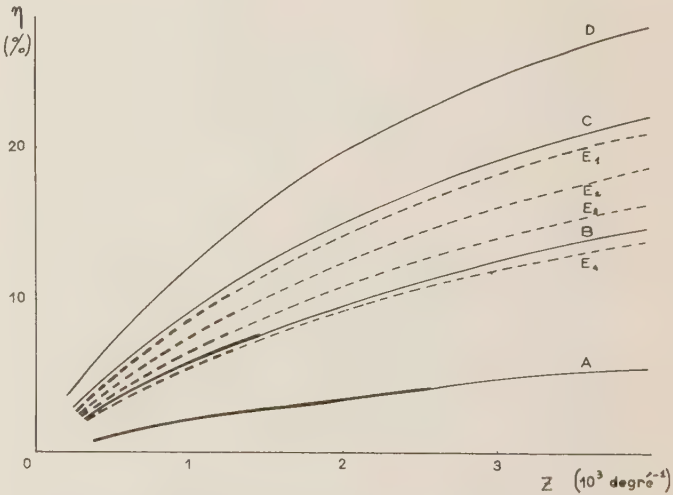


FIG. 2. — Rendement d'une thermopile en fonction du facteur de mérite moyen des thermoéléments utilisés.

- | | |
|----------------------------------|--|
| A : $T_f = 350, T_c = 450$ (°K) | E ₁ : $T_f = 300, T_c = 750$ (°K) |
| B : $T_f = 350, T_c = 650$ (°K) | E ₂ : $T_f = 350, T_c = 750$ (°K) |
| C : $T_f = 350, T_c = 850$ (°K) | E ₃ : $T_f = 400, T_c = 750$ (°K) |
| D : $T_f = 350, T_c = 1050$ (°K) | E ₄ : $T_f = 450, T_c = 750$ (°K) |

En traits gras, les portions qui sont réalisables avec les matériaux actuels
A = type Bi²Te³, B = type PbTe, E = dispositifs à deux étages

Les courbes A et D montrent l'influence déterminante de la température de soudure chaude ; les courbes E₁ à E₄ montrent le rôle important joué par la température de soudure froide. Le paramètre Z_{pn} ne dépend que des propriétés des conducteurs N et P. Pour que α_{pn} soit aussi élevé que possible et simultanément ρ_p, K_p, ρ_n, K_n aussi petits que

possible, on choisit pour P et N deux semiconducteurs, de type respectif p et n.

On appelle souvent *facteur de mérite d'un semiconducteur* la quantité :

$$z = \frac{|\alpha|^2}{\rho K} \quad (7)$$

où α est le pouvoir thermoélectrique absolu. On voit que le facteur de mérite Z_{pn} du couple P-N est une certaine moyenne des facteurs de mérite respectifs des deux semiconducteurs.

Un exemple permettra de préciser numériquement cette théorie.

Le tellure de plomb PbTe peut être utilisé comme thermoélément de type n (dopé à l'iode) ou de type p (dopé au sodium). Au mieux, ses propriétés moyennes dans l'intervalle 350-700 °K sont les suivantes [2] :

$$\begin{aligned} \rho_n &= 9,0 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm} \\ K_n &= 22 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm} \cdot \text{degré} \\ \alpha_n &= 160 \cdot 10^{-6} \text{ V/degré} \\ \rho_p &= 1,8 \cdot 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm} \\ K_p &= 18 \cdot 10^{-3} \text{ W/cm} \cdot \text{degré} \\ \alpha_p &= + 170 \cdot 10^{-6} \text{ V/degré} \end{aligned}$$

ce qui correspond, pour le couple P-N, à un facteur de mérite moyen $Z_{pn} = 1,1 \cdot 10^{-3}$.

Un couple PbTe.n - PbTe.p fonctionnant entre $T_c = 700$ °K et $T_f = 350$ °K aura donc un rendement maximal de conversion :

$$\eta_{\max} \simeq 8 \%$$

soit un sixième du rendement de Carnot.

Les valeurs convenables des paramètres ajustables R et s_n/s_p sont, pour que $\eta = \eta_{\max}$:

$$R = \omega \left(\frac{\rho_p}{s_p} + \frac{\rho_n}{s_n} \right); L = \omega R_0; \frac{s_n}{s_p} = \left(\frac{\rho_n K_p}{\rho_p K_n} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Mais le rendement maximal n'est pas le problème réel qui se pose dans la pratique : c'est bien plutôt de rendre maximal la puissance fournie par unité de surface de thermoélément. Celle-ci est :

$$\frac{P}{s_p + s_n} = \frac{(\alpha_{pn} \Delta T)^2}{s_p + s_n} \frac{R}{(R + R_0)^2} \quad (9)$$

Pour rendre maximal le second membre de (9), on doit prendre pour valeurs des paramètres ajustables :

$$R = R_0 = \left(\frac{\rho_p}{s_p} + \frac{\rho_n}{s_n} \right) L; \frac{s_n}{s_p} = \left(\frac{\rho_n}{\rho_p} \right)^{1/2} \quad (10)$$

Reprenons alors les calculs, en supposant, pour simplifier :

$$\rho_p = \rho_n = \rho; K_n = K_p = K; \alpha \equiv \alpha_{pn}. \quad (11)$$

On a alors $s_p = s_n \equiv s/2$.

La puissance fournie par unité de surface est :

$$\frac{P}{s} = \frac{(\alpha \Delta T)^2}{4 R_0 s} = \frac{(\alpha \Delta T)^2}{16 \rho L} \quad (12)$$

La formule (12) montre que les thermoéléments doivent être choisis aussi courts que possible. Mais une limitation provient de ce que la résistance de contact aux soudures thermoéléments-connexions devient, en valeur relative, d'autant plus importante que L est petit. De plus, le facteur de mérite véritable est, pour ce problème, α^2/ρ au lieu de $z = \alpha^2/\rho K$. Cependant K intervient indirectement : on doit augmenter ΔT au maximum puisqu'il intervient au carré, et cela nécessite un apport de chaleur à la source chaude d'autant plus grand que K est plus grand. Cet apport de chaleur est ici :

$$\begin{aligned} q &= q_1 + q_2 + q_3 = \frac{K \Delta T s}{L} - \alpha T_c I - \frac{1}{2} R_0 I^2 \\ &= \frac{K \Delta T s}{L} + \frac{\alpha^2 \Delta T \cdot T_c}{2 R_0} - \frac{\alpha^2 \Delta T^2}{8 R_0} \\ &= K \Delta T \frac{s}{L} + \frac{\alpha^2 \Delta T}{8 R_0} (3 T_c + T_f) \end{aligned}$$

et, comme $R_0 = 2 \rho L/(s/2)$:

$$\frac{q}{s} = \frac{\Delta T}{L} \left[K + \frac{\alpha^2}{32 \rho} (3 T_c + T_f) \right] \quad (13)$$

Les formules (12) et (13) donnent respectivement la puissance électrique produite et la puissance thermique consommée, par unité de surface de thermopile. Dans le cas où on ne pourrait admettre les simplifications (11), il faut employer les formules :

$$\frac{P}{s} = \frac{1}{4 L} \left(\frac{\alpha \Delta T^2}{\sqrt{\rho_n} + \sqrt{\rho_p}} \right) \quad (12 \text{ bis})$$

$$\begin{aligned} \frac{q}{s} &= \frac{\Delta T}{L} \times \\ &\frac{(\alpha^2/8) (3 T_c + T_f) + K_n \rho_n + K_p \rho_p + (K_n + K_p) \sqrt{\rho_n \rho_p}}{(\sqrt{\rho_n} + \sqrt{\rho_p})^2} \end{aligned} \quad (13 \text{ bis})$$

Pour le cas du tellure de plomb, déjà mentionné, on trouve :

$$\begin{aligned} R_0 &= 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ ohms} = R \\ P/s &= 1,6 \text{ watt/cm}^2 \\ q/s &= 23 \text{ watt/cm}^2 \\ \eta &= 6,8 \% \end{aligned}$$

Le rendement théorique de ce couple est donc, comme prévu, inférieur au rendement maximal. Mais la puissance produite par cm^2 est maximale.

4. Construction d'un générateur

Passant de la théorie aux problèmes posés par la construction des thermopiles, nous noterons d'abord

qu'un edimination du rendement intervient, par suite de l'imperfection des soudures et de l'imperfection des contacts thermiques entre les sources de chaleur et de froid et les plaques de connexion des thermoéléments. Pour produire 1,6 watt, dans l'exemple ci-dessus, on consommera en réalité plus de 23 watts.

Pour obtenir une puissance donnée à l'avance, par exemple 100 watts, on est amené en général à utiliser un nombre convenable de couples *en série* (ici $\frac{100}{1,6} \simeq 70$). La mise en série est plus avantageuse que la mise en parallèle à cause de la faible résistance de chaque couple. Dans le cas illustré ici, $I = 28$ A, $V = 57$ mV/couple. 70 couples en série fourniront donc 28 A sous 4 V.

Le calcul qui précède est grossier, dans la mesure où les valeurs de ρ , K et α varient de façon non négligeable avec la température. On pourra cependant, avec une bonne précision, utiliser ce calcul en y introduisant les moyennes des propriétés définies par :

$$\bar{x} = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_r}^{T_c} x(T) dT$$

On remarquera que, avec cette définition, le facteur de mérite moyen :

$$\bar{Z}_{pn} = \left(\frac{\bar{\alpha}_{pn}}{\sqrt{\bar{\rho}_n \bar{K}_n} + \sqrt{\bar{\rho}_p \bar{K}_p}} \right)^2 \quad (6 \text{ bis})$$

n'est pas la moyenne du facteur de mérite défini par (6), dans l'intervalle de température considéré.

Si l'intervalle de température à utiliser est élevé (par exemple 50-600 °C), on ne trouvera aucun thermoélément aux propriétés satisfaisantes dans tout cet intervalle. On est amené à utiliser plusieurs thermoéléments n et p , selon l'une ou l'autre des deux techniques :

- emploi de « bras segmentés » (fig. 3a)
- emploi de plusieurs « étages » (fig. 3b).

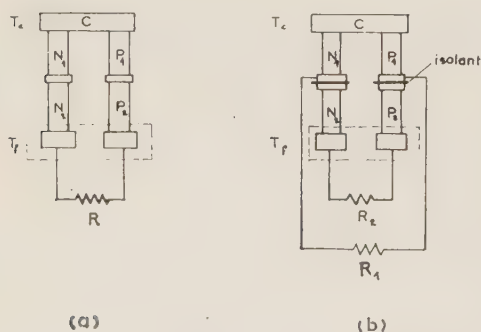


FIG. 3.

- a) Schéma d'un générateur à bras segmentés.
b) Schéma d'un générateur à deux étages.

On peut montrer que le rendement théorique d'un générateur à bras segmentés est toujours inférieur ou au plus égal à celui du générateur à plusieurs étages

travaillant avec les mêmes matériaux sur le même intervalle total de température.

Enfin, une question capitale est celle de la stabilité et de la durée de vie des thermopiles, notamment de celles qui fonctionnent à haute température. Les causes d'altération des thermoéléments aux températures élevées sont nombreuses, mais peu étudiées quantitativement :

- oxydation,
- évaporation d'un composant volatil,
- diffusions internes dans le gradient de température,
- diffusion d'impuretés provenant des connexions.

Une précaution nécessaire est de placer les thermoéléments dans une atmosphère neutre. On doit bien choisir la nature des plaquettes de connexion, compte tenu des problèmes de diffusion et de résistance-série : en général on soude les connexions froides ou à température intermédiaire, et on établit des contacts par pression aux points à température supérieure à 300 °C.

Les différentes parties constituant une thermopile sont donc :

— Les thermoéléments, sous forme de parallélépipèdes qu'on peut obtenir soit par fusion des éléments et découpage du lingot formé, soit par compression et frittage d'une poudre obtenue à partir de ce lingot. La nature des thermoéléments sera discutée plus loin.

— Les plaquettes de connexion, convenablement assemblées et isolées.

— Une matière assurant le meilleur isolement thermique possible en parallèle avec les thermoéléments ; un montage assurant l'étanchéité (sauf pour les thermopiles fonctionnant à très basse température). Ces problèmes peuvent être résolus de multiples façons. On trouve dans le commerce des « plaquettes » constituées de plusieurs thermoéléments avec leurs plaquettes de connexion noyées dans un isolant. La figure 4 représente des plaquettes fabriquées par la S.A.C.M.

— Une source froide capable de dissiper la chaleur de la façon la plus efficace possible.

— Une source chaude, qui dépendra de la nature de l'énergie primaire : énergie solaire, chimique ou atomique. Les appareils SNAP, fonctionnant à partir de radioéléments, sont décrits par M. NGUYEN VAN DONG dans ce même numéro de l'*Onde Electrique*. Les thermopiles solaires sont également discutées dans l'article de M. NGUYEN THIEN CHI.

Les moyens de transmission de chaleur de l'extérieur vers la source chaude ou de la source froide vers l'extérieur peuvent également être variés, et combiner la convection naturelle ou forcée et la conduction. En général l'emploi de fluides intermédiaires assurera une meilleure transmission de chaleur, avec l'avantage que la séparation, dans l'espace des dispositifs de captation de chaleur, des thermoéléments et du

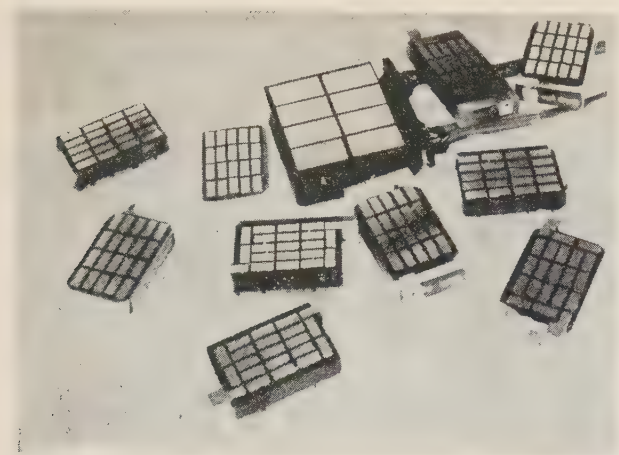


FIG. 4. — Plaquettes (assemblages de thermoéléments) de fabrication : Société Alsacienne de Constructions Mécaniques.

radiateur permet plus aisément de faire fonctionner chacun d'eux dans les conditions optimales.

Tous ces problèmes ne sont pas résolus à l'échelle d'une fabrication industrielle. On ne peut donc connaître actuellement avec précision le prix de revient de l'énergie électrique produite par une thermopile, qui dépend essentiellement de l'échelle de fabrication des thermoéléments. On a vu d'autre part que la durée de vie des thermopiles, qui est un élément essentiel du prix, surtout pour les thermopiles solaires où l'énergie thermique est gratuite, est mal connue.

Compte tenu de ces incertitudes, la portée des résultats atteints devra être appréciée avec prudence. La thermopile TAP 100 [2] fabriquée aux USA par WESTINGHOUSE, utilisant le fuel et refroidie par air, produit 100 watts pour un poids de l'ordre de 100 kg (soit 1 kg/watt), avec un rendement de 4 %. Cette thermopile (fig. 5) qui fonctionne entre 450 et 70 °C, a une durée de vie supérieure à 2 000 heures. Un projet, de WESTINGHOUSE également, a été présenté récemment par KATZ [5] : c'est une thermopile solaire à concentrateur, à refroidissement par eau, fonctionnant entre 450 et 70 °C et capable, en principe, de délivrer 50 watts avec un rendement de 6,5 % ; son poids (thermopile seule, sans le système de focalisation de l'énergie solaire) est de 4,5 kg (0,1 kg/watt) et le prix de l'énergie produite a été estimé (sans justification) à 0,45 NF/kWh. On trouvera par ailleurs, dans l'article de M. NGUYEN THIEN CHI, la description de la thermopile solaire C.S.F.

On peut comparer ces performances à celles des photopiles solaires au silicium qui sont actuellement les sources d'énergie usuelles pour les applications spatiales. Les photopiles fabriquées par notre laboratoire [6] ont un rendement de l'ordre de 10 à 14 % ; pour une fabrication industrielle à l'échelle américaine, leur prix de revient pourrait être estimé à 500 NF par watt produit, et la durée de vie est illimitée ; le poids (accumulateur compris) est de 0,3 kg/watt. (On pourra se reporter, à ce sujet, à l'article de J. SUCHET à paraître dans la *Revue Française d'Astronautique*).

Nous concluons que les thermopiles ont de sérieuses possibilités, qui n'ont pas encore été pleinement évaluées. On peut en attendre des quantités d'énergie petites et moyennes (le kilowatt n'est pas du tout utopique), à un prix raisonnable, contrairement aux photopiles solaires qui ne délivrent que des quantités d'énergie très faibles à un prix très élevé.

5. Réfrigérateurs et pompes à chaleur

Le circuit de la figure 1b peut être utilisé pour transporter de la chaleur de A en B. La différence de température qui apparaît entre ces deux points sera maximale ($\Delta T_{\max}$) si A est en contact avec un milieu complètement isolé ; inversement, si A est en contact avec une source de chaleur S, une quantité de chaleur q pourra être enlevée à S au travers des thermoéléments, et la différence de température sera $\Delta T < \Delta T_{\max}$.

Si q est petit et ΔT grand, il s'agit d'un réfrigérateur.

Si q est grand et ΔT petit, il s'agit d'une pompe à chaleur.

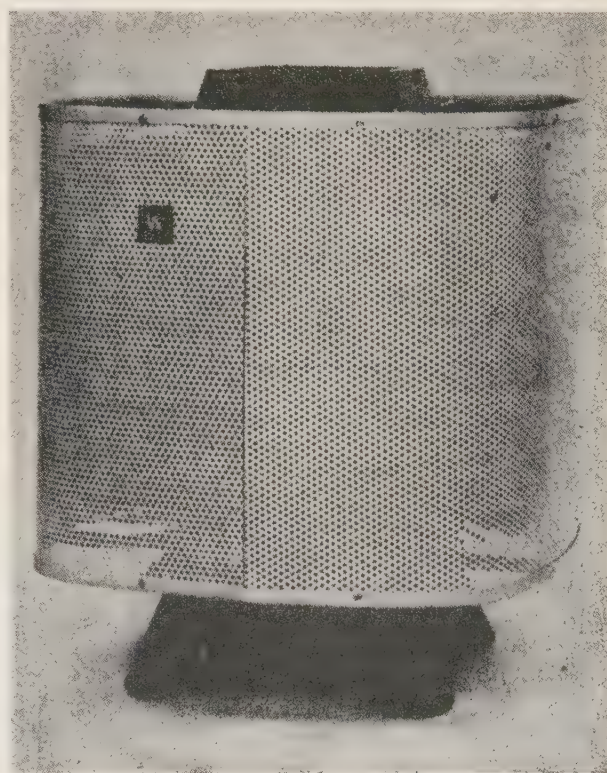


FIG. 5. — Thermopile TAP 100 de Westinghouse (d'après HEIKES [2]). (dû à la courtoisie de Interscience Publ.)

Il n'y a aucune discontinuité entre les deux dispositifs. Les grandeurs intéressantes sont le coefficient de performance, le taux de pompage de la chaleur et la différence de température maximale. Le coefficient de performance est défini par :

$$\varphi = \frac{q}{P}$$

où P est la puissance électrique dépensée. φ est relativement petit pour un réfrigérateur, où le problème est d'obtenir le meilleur φ pour T_c et ΔT donnés ; φ peut être beaucoup plus grand que 1 pour une pompe à chaleur, où le problème est d'obtenir le meilleur φ pour T_c et q donnés.

Par analogie avec le calcul du paragraphe 3, la quantité de chaleur retirée de la source froide est :

$$q = \alpha T_f I - \frac{R_0 I^2}{2} - \frac{K_p s_p + K_n s_n}{L} \Delta T \quad (14)$$

La tension appliquée est :

$$V = \alpha \Delta T + R_0 I$$

et par conséquent :

$$P = V I = \alpha I \Delta T + R_0 I^2 \quad (15)$$

$$\varphi = \frac{\alpha T_f I - (R_0 I^2 / 2) - (K_p s_p + K_n s_n) (\Delta T / L)}{\alpha I \Delta T + R_0 I^2} \quad (16)$$

On peut aisément trouver la condition géométrique, ainsi que la valeur du courant I , qui rendent φ maximal :

$$\frac{s_n}{s_p} = \left(\frac{\rho_n K_p}{\rho_p K_n} \right)^{1/2} ; \quad I = \frac{R_0 (\omega - 1)}{\alpha \Delta T} \quad (17)$$

on obtient alors :

$$\varphi_{\max} = \frac{\Delta T}{T_f} \frac{\omega - \frac{T_c}{T_f}}{\omega + 1} \quad (18)$$

Il est intéressant de calculer V dans ces conditions :

$$V = \frac{\alpha \Delta T \omega}{\omega - 1}$$

V est indépendant de la géométrie du thermocouple.

On peut illustrer cette théorie par l'exemple d'un réfrigérateur destiné à fonctionner entre $T_c = 300^\circ \text{K}$ et $T_f = 270^\circ \text{K}$, au moyen de couples constitués par des solutions solides à base de $\text{Bi}_2 \text{Te}_3$, ayant les caractéristiques suivantes [6] :

$$\begin{aligned} \rho_n &= 1.10^{-3} \Omega \cdot \text{cm} \\ K_n &= 11.10^{-3} \text{ W/cm} \cdot \text{degré} \\ \alpha_n &= 170.10^{-6} \text{ V/degré} \\ z_n &= 2.6.10^{-3} (\text{degré})^{-1} \\ \rho_p &= 1.10^{-3} \Omega \cdot \text{cm} \\ K_p &= 11.10^{-3} \text{ W/cm} \cdot \text{degré} \\ \alpha_p &= + 189.10^{-6} \text{ V/degré} \\ z_p &= 2.95.10^{-3} (\text{degré})^{-1} \end{aligned}$$

Considérons un couple ayant $s_n = s_p = 0,4 \text{ cm}^2$, $L = 0,4 \text{ cm}$.

Nous obtenons : $R_0 = 1,6.10^{-3} \Omega$, $\omega = 1,34$, $I = 19,3 \text{ A}$, $P = 0,80 \text{ watt}$, $V = 41 \text{ mV}$, $q = 1,11 \text{ watt}$, $\varphi = 1,4$. Si on désire pomper 16 watts, on utilisera 20 couples en série, et la consommation sera 19,3 A sous 0,8 V.

La figure 6 représente l'allure des fonctions :

$$q = k_1 \Delta T - k_2 (\Delta T)^2 \quad (\text{cf. formule 14}) \quad (14 \text{ bis})$$

$$P = k_3 (\Delta T)^2 \quad (\text{cf. formule 15}) \quad (15 \text{ bis})$$

$$\varphi = \frac{k_1 \Delta T - k_2 (\Delta T)^2}{k_3 (\Delta T)^2} \quad (\text{cf. formule 16}) \quad (16 \text{ bis})$$

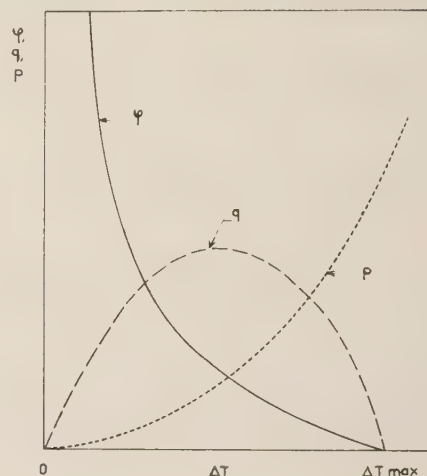


FIG. 6. — Chaleur pompée q et puissance consommée P par un réfrigérateur thermoelectrique et coefficient de performance η , en fonction de la différence de température ΔT (unités arbitraires).

La valeur de $(\Delta T)_{\max}$ s'obtient en faisant $\varphi_{\max} = 0$, d'où

$$\omega T_f = T_c, \quad \text{ou} \quad 1 + \frac{T_f + T_c}{2} z = \left(\frac{T_c}{T_f} \right)^2$$

et finalement

$$(\Delta T)_{\max} = \frac{1}{2} z T_f^2 \quad (19)$$

Le développement des réfrigérateurs est beaucoup plus avancé que celui des thermopiles ; différents modèles commerciaux existent dans de nombreux pays, y compris la France. On a pu construire de petites chambres thermostatées (fig. 7), des réfrigérateurs pour cellules détectrices d'infra-rouge ou photomultiplicateurs (fig. 8), des appareils de laboratoire divers, notamment pour la biologie. Les seules incertitudes qui subsistent sur l'avenir de ces dispositifs concernent la rentabilité d'appareils de plus forte capacité calorifique, tels que : les réfrigérateurs de type domestique, les conditionneurs d'air, les pompes à chaleur pour chauffage des locaux. Il s'agit là d'un problème purement économique, donc susceptible d'être modifié en cas d'apparition de chaîne de fabrication à grosse capacité. Actuellement ces applications à moyenne puissance ne sont encore

pas rentables. Les applications à petite puissance, par contre, se développent sans cesse.

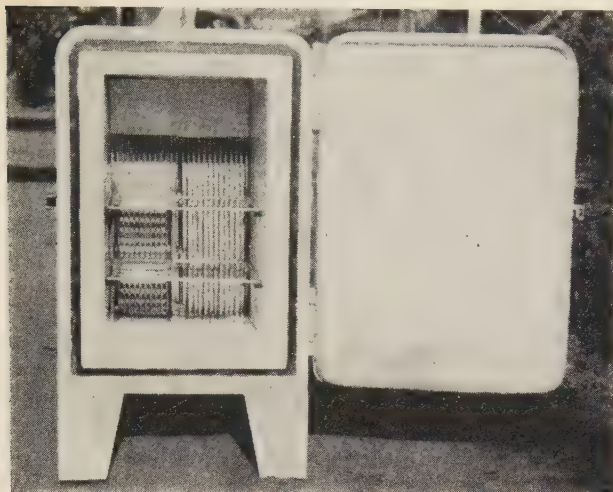


FIG. 7. — Chambre thermostatée fabriquée par la Société Komatsu (Japon).

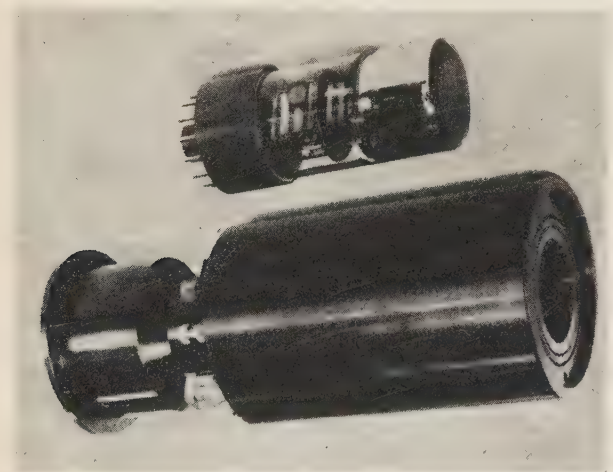


FIG. 8. — Réfrigérateur pour photomultiplicateur, fabriqué par : Société Alsacienne de Constructions Mécaniques.

6. Les matériaux thermoélectriques

a) THÉORIE DU FACTEUR DE MÉRITE

L'amélioration du facteur de mérite des thermoéléments est un problème de physique du solide que nous allons esquisser maintenant. Ce facteur de mérite dépend des propriétés physiques fondamentales, qui sont :

- la structure de bandes du solide, et en particulier la masse effective m^* des porteurs de charge,
- les interactions des porteurs de charge avec les imperfections du solide, et notamment la valeur de la mobilité μ des porteurs,
- la conductivité thermique dite « de réseau »

K_R (l'article de M. TAVERNIER, dans ce même numéro, est consacré à ce problème particulier).

En outre, le facteur de mérite dépend de la densité n des porteurs de charge et de la température absolue T . Nous l'exprimerons pour un matériau de type n pour fixer les idées, en supposant que les électrons :

- sont situés dans une bande de conduction isotrope,
- obéissent à la statistique de Boltzman,
- interagissent seulement avec les vibrations acoustiques du réseau (leur indice de dispersion est donc $r = -1/2$; cf. par exemple référence [2] ou [7]).

Avec ces hypothèses, $\sigma = \frac{1}{\rho}$, α et K s'expriment en fonction du niveau de Fermi réduit $\eta = \xi/kT$ (compté à partir du bord de la bande, positivement vers l'intérieur), par les formules :

$$\sigma = N_0 \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} e \mu \exp \eta, \text{ avec } N_0 = 2 \left(\frac{2\pi m_0 kT}{h^2} \right)^{2/3} \quad (20)$$

$$\alpha = -\frac{k}{e} (\delta - \eta), \text{ avec } \delta = \frac{5}{2} + r = 2 \quad (21)$$

$$K = K_R + \gamma \left(\frac{k}{e} \right)^2 T N_0 e \mu \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} \exp \eta, \\ \text{avec } \gamma = \frac{5}{2} + r = 2, \quad (22)$$

Ici m_0 = masse de l'électron,

e = charge de l'électron,

k = constante de Boltzmann,

h = constante de Planck.

Le produit zT s'exprime donc par :

$$zT = \frac{A (\delta - \eta)^2 \exp \eta}{1 + \gamma A \exp \eta} \\ \text{avec } A = \frac{k^2}{e} N_0 \frac{\mu}{K_R} T \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} \quad (23)$$

Pour rendre optimal le facteur de mérite, il faut que le semiconducteur soit « dopé » de façon telle que son niveau de Fermi ait une position déterminée, qu'on obtient en annulant la dérivée de (23) par rapport à η .

Considérons le cas particulier où la conductivité thermique électronique K_e est négligeable devant celle du réseau K_R ($K \simeq K_R$). On a simplement :

$$zT = A (\delta - \eta)^2 \exp \eta \quad (23 \text{ bis})$$

dont la dérivée par rapport à η s'annule pour $\eta = \delta$ (cas sans intérêt car $\alpha = 0$), et pour $\eta = \eta_{\text{opt}} = \delta - 2$.

C'est pour cette dernière valeur que zT passe par un maximum, qui vaut, puisque $\delta = 2$:

$$(zT)_{\max} = 4A \text{ pour } \eta = 0,$$

ou $\alpha = -\delta \frac{k}{c} = -173.10^{-6} \text{ V/degré} = \alpha_{\text{opt}}$

Dans le cas plus général où K_e n'est plus négligeable devant K_R , la dérivée de (23) s'annule quand η est solution de l'équation implicite :

$$\eta \exp(-\eta) = -4A$$

c'est-à-dire que η_{opt} est légèrement négatif, et par suite α_{opt} légèrement supérieur à $173.10^{-6} \text{ V/degré}$.

η étant ainsi choisi, $(zT)_{\max}$ ne dépend plus des propriétés du matériau que par l'intermédiaire de A . La dérivée $d(zT)/dA$ est toujours positive et A doit être choisi le plus élevé possible.

On voit donc que la recherche des semiconducteurs destinés aux applications thermoélectriques est guidée par les considérations suivantes :

a) choisir un matériau pour lequel le produit

$$A' = \mu m^{*3/2} / K_R \tag{24}$$

soit le plus élevé possible. On n'a pas intérêt à augmenter μ au maximum, car alors m^* diminue simultanément ; on a, par contre, intérêt à choisir K_R minimal.

b) assurer pour ce matériau un dopage optimal, tel que le pouvoir thermoélectrique α soit de l'ordre de $160 \text{ à } 200.10^{-6} \text{ V/degré}$; cette valeur optimale de α est d'autant plus grande que K_R est plus petit.

Bien entendu, ce choix n'est valable, en toute rigueur, qu'à une température donnée. En fait, la densité d'électrons libres qui assure le dopage optimal est élevée ($10^{18} \text{ à } 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) et, par suite, le semiconducteur est extrinsèque. C'est dire que ses propriétés électriques varient relativement peu avec la température. Mais une limite d'emploi absolue est la température où le régime intrinsèque commence à s'établir. Celle-ci est d'autant plus élevée que la largeur de bande interdite $\Delta\epsilon$ est plus grande. On peut admettre que :

pour un fonctionnement jusqu'à :

- 50 °C, il faut $\Delta\epsilon \geq 0.15 \text{ eV}$,
- 300 °C, il faut $\Delta\epsilon \geq 0.30 \text{ eV}$,
- 800 °C, il faut $\Delta\epsilon \geq 0.60 \text{ eV}$.

Il n'est pas difficile de lever les hypothèses restrictives qui ont été faites. La *dégénérescence* du gaz de porteurs de charge, sensible dès que $n \geq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ne modifie pas beaucoup les résultats ci-dessus. Ainsi le calcul rigoureux donne : $\eta_{\text{opt}} = 0,6$ au lieu de 0,0 ; δ ne vaut plus exactement 2, et la valeur de α_{opt} est très peu modifiée.

L'indice de dispersion réel r n'est jamais connu avec certitude pour un matériau donné, qu'après une étude minutieuse. A *mobilité égale*, on peut montrer que r

doit être choisi le plus élevé possible. On pourrait penser qu'il est donc préférable de se placer dans un cas où l'interaction électrons-impuretés ionisées prédomine ($r = +3/2$). Il n'en est rien, car ce cas correspondrait à une mobilité largement diminuée. La mobilité est limitée automatiquement par les interactions électrons-réseau, dont la forme diffère d'un matériau à l'autre. Pour tous les thermoéléments intéressants, r est compris entre $-1/2$ et $+1/2$, généralement proche de $-1/2$. Si $r = +1/2$, les valeurs de η_{opt} et α_{opt} sont assez largement différentes de leur valeur pour $r = -1/2$. La figure 9, d'après HEIKES [2], résume les résultats de la discussion qui précède, compte tenu de la dégénérescence, pour les cas $r = -1/2$ et $r = +1/2$.

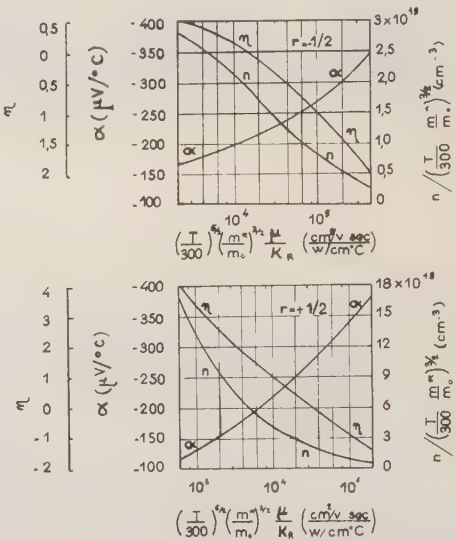


FIG. 9. — Niveau de Fermi réduit η_{opt} , pouvoir thermoélectrique α_{opt} et concentration de porteurs n , en fonction du paramètre A' , d'après HEIKES [2] :

- a) pour $r = -1/2$.
- b) pour $r = +1/2$.

(dû à la courtoisie de Interscience Publ.)

Enfin, la *non isotropie* de la bande où sont les porteurs de charge n'a pas, par elle-même, une influence importante sur les propriétés thermoélectriques. Par contre, il est très favorable que le nombre d'extremums équivalents de la bande soit élevé. On peut s'en rendre compte d'après le raisonnement simplifié suivant. Supposons que la bande ait V extremums au lieu de un (par exemple soit constituée de V ellipsoïdes identiques au lieu de un), mais que la hauteur du niveau de Fermi au-dessus du bord de bande soit inchangée. Le pouvoir thermoélectrique, qui dépend essentiellement de cette hauteur du niveau de Fermi, sera inchangé ; mais la conductivité électrique sera multipliée par V , car la densité d'électrons libres est elle-même multipliée par V . Grossièrement, le facteur de mérite est donc proportionnel au nombre d'extremums équivalents de la bande considérée.

En fait, les thermoéléments usuels les meilleurs ont tous une structure de bande à plusieurs ellipsoïdes, pour autant que cette structure soit connue. C'est le

cas de PbTe et Bi₂Te₃. Ainsi pour Bi₂Te₃ de type n $m^*/m_0 = 0,45$ (masse effective « de densité d'états », compte tenu de la valeur de V), $\mu = 1\,250\text{ cm}^2/\text{V.s}$, $K_R = 0,015\text{ W/cm} \cdot \text{degré}$, $r = -1/2$, d'où :

$$\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{3/2} \frac{\mu}{K_R} = 25000 \frac{\text{cm}^2/\text{V.s}}{\text{W/cm} \cdot \text{degré}}$$

et la figure 9a indique que : $zT = 0,7$, soit $z = 2,3 \cdot 10^{-3} (\text{degré})^{-1}$ à 300°K : ceci est bien le meilleur résultat obtenu pour Bi₂Te₃ de type n.

b) CHOIX DES THERMOÉLÉMENTS

Si la théorie du facteur de mérite, telle qu'elle vient d'être exposée, est satisfaisante, et conduit à rendre maximal le produit A' donné par la formule (24), la théorie des semiconducteurs n'est pas assez avancée pour nous fournir des règles de sélection précises entre les différents matériaux, permettant d'assurer le respect de cette condition.

La structure de bandes d'un composé ne peut être prévue à l'avance, mais seulement déterminée expérimentalement par une étude délicate. Il en est de même des mécanismes d'interaction électroniques. Quant à la conductivité thermique de réseau, sa prédiction est encore très incertaine. Un exemple suffira à démontrer cette insuffisance : il n'existe aucun moyen de prévoir quels matériaux peuvent avoir une bande à plusieurs minimums, dont nous avons noté l'importance. (Cette situation favorable se rencontrera dans des cristaux ayant une symétrie élevée : de fait, les bons thermoéléments sont cubiques ou rhomboédriques. Mais cette condition n'est pas suffisante).

C'est pourquoi les recherches sur de nouveaux composés valables restent partiellement empiriques ; c'est pourquoi aussi ces recherches peuvent être facilitées par des théories phénoménologiques, physicochimiques des semiconducteurs. De telles théories, qui perdent en précision ce qu'elles gagnent en généralité, ont permis à SUCHET [8] de prévoir des valeurs de $\Delta\epsilon$ et, dans une certaine mesure, de μ . Le problème étant vu sous cet angle, il semble qu'il serait possible d'étudier le rôle de deux facteurs qui nous paraissent, en ce qui concerne les thermoéléments, avoir été laissés dans l'ombre : l'ionicté des liaisons et le désordre du réseau [9].

Quand on augmente l'ionicté des liaisons, depuis des liaisons covalentes (germanium) jusqu'à des liaisons ioniques (halogénures alcalins), la mobilité électronique augmente, passe par un maximum et diminue. En même temps, la conductivité thermique de réseau décroît uniformément. Il en résulte qu'une ionicté optimale doit exister. Par exemple, les composés II-VI et III-V sont du côté « trop covalent ». De même, en comparant les composés ternaires du type chalcogénure (CuInTe₂) et ceux de type sel gemme (AgSbTe₂), nous pouvons conclure que les premiers sont « trop covalents ». SUCHET [8] a défini un indice d'ionicté λ , qui permet de traiter ce problème quantitativement : il semble qu'une relation assez nette existe entre K_R et λ pour plusieurs séries de composés (fig. 10) [10].

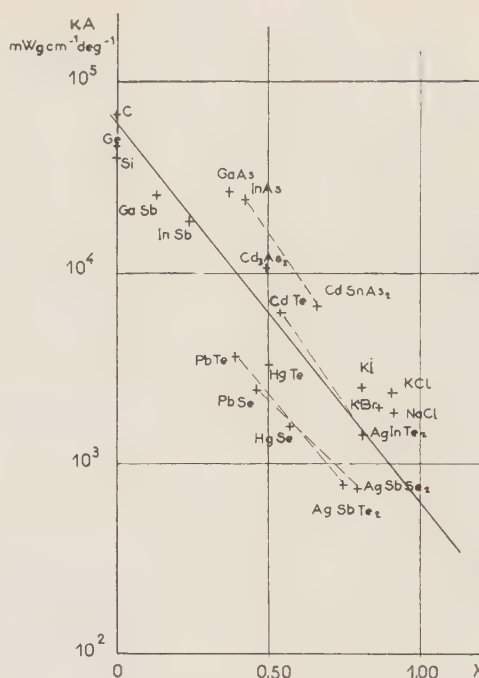


FIG. 10. — Conductivité thermique de réseau en fonction de l'ionicté des liaisons interatomiques (d'après LEROUX-HUGON, RODOT et SUCHET [10]).

On peut parler de *désordre de réseau*, au sens large, quand différentes liaisons d'inégale ionicté coexistent dans un même cristal. On rencontre cette situation dans des composés binaires avec deux sites différents pour un même atome (Bi₂Te₃) ou ternaires avec deux atomes différents sur un même sous-réseau (CdSnAs₂). L'influence de cette situation sur les propriétés électriques et thermiques n'est pas connue. On jugera de l'importance de cet effet en comparant Pb-Te et AgSbTe₂, ou InAs et CdSnAs₂ : en remplaçant un même atome par deux atomes différents (d'une façon désordonnée dans le premier cas, ordonnée dans le second), on divise K_R par un facteur 3 à 6 dont les différences de points de fusion ou les écarts de masse entre atomes ne peuvent rendre compte, dans le cadre des théories existantes [11]. Les composés ternaires ont été portés sur la figure 10 en ne considérant que la valeur de λ pour la liaison la plus ionique. Il semble, en définitive, qu'un désordre du réseau, y compris des tensions ou déformations, soit favorable pour obtenir de bons thermoéléments. On a donc intérêt à compliquer la structure du réseau.

c) PROPRIÉTÉS DES THERMOÉLÉMENTS USUELS ET PERSPECTIVES D'AMÉLIORATION

Nous avons donné des propriétés typiques des solutions solides à base de tellure de bismuth (Bi₂Te₃ + Sb₂Te₃ pour le type p, Bi₂Te₃ + Bi₂Se₃ pour le type n ; on diminue K_R en formant des solutions solides) qui constituent les meilleurs thermoéléments à température ambiante. En changeant un peu la composition de façon à augmenter $\Delta\epsilon$, on a pu

utiliser ces matériaux jusqu'à 300 °C, au prix d'une diminution de z [12].

Nous avons également cité le tellure de plomb, valable entre 100 et 450 °C. Le tellure de germanium GeTe a été également préconisé comme matériau p entre 200 et 700 °C, ainsi que les solutions solides entre AgSbTe₂ et PbTe [13] comme matériaux p entre 100 et 500 °C.

n -Ag₂Se a été proposé comme thermoélément valable vers 0 °C, p -MnTe entre 500 et 1 000 °C, n -Ce₃S₄ au-dessus de 900 °C, InAs intrinsèque entre 400 et 700 °C (ici $\mu_n \gg \mu_p$, de sorte que le composé intrinsèque peut être utilisé comme thermoélément de type n). Signalons encore les solutions solides Ge-Si, le siliciure de cobalt, etc.

La recherche de nouveaux matériaux, on le voit, est surtout orientée vers le domaine des hautes températures. Ceci résulte de ce que, en augmentant T_c on augmente le rendement de Carnot. Cependant cette course aux hautes températures sera freinée par les difficultés techniques de construction des thermopiles fonctionnant à $T > 400$ à 500 °C.

On observe également une course aux basses conductivités thermiques de réseau. A cet égard, le record pour un composé semiconducteur semble être — provisoirement peut-être — détenu par Ag GdTe₂ [9] avec $K_R \simeq 3,5 \cdot 10^{-3}$ W/cm·degré à 20 °C ; ce matériau, dont les propriétés sont encore très peu connues, pourra peut-être être envisagé comme intéressant aux hautes températures.

En dépit de ces multiples tentatives qui ne manqueront pas de conduire à une amélioration progressive du facteur de mérite, il est peu probable que des progrès spectaculaires soient enregistrés dans l'avenir. S'il semble difficile (voir notamment référence [14]) que soit dépassée dans l'avenir une valeur de zT de l'ordre de 1,5, on peut cependant penser que cette valeur pourra être approchée dans une gamme de température progressivement de plus en plus large. Ceci signifierait que de légers progrès sont encore possibles pour les thermoéléments fonctionnant à température ambiante, et des progrès importants pour les thermoéléments valables à haute température. Si on savait obtenir $zT = 1$ entre 300 et 1 000 °K, on pourrait construire des thermopiles dont le rendement dépasserait 15 %.

7. Conclusions

C'est seulement depuis cinq ans que des dispositifs thermoélectriques utilisables sont construits. Plusieurs types de réfrigérateurs et quelques prototypes de thermopiles ont été réalisés durant ce laps de temps ; un plus grand nombre encore de modèles sont prêts dans les dossiers des bureaux d'étude.

Les réalisations actuelles comprennent de nombreux réfrigérateurs et thermostats de petite capacité,

capables de résoudre élégamment des problèmes d'appareillage électronique ou de laboratoire. Ces emplois s'étendront. Quant à l'apparition de dispositifs de plus grande capacité tels que climatiseurs, appareils de chauffage thermoélectriques ou réfrigérateurs domestiques, elle ne dépend que de questions économiques : en tout état de cause, le facteur de mérite des thermoéléments n'étant pas susceptible d'être accru très notablement aux basses températures, elle exigera une fabrication à grande échelle, en grande série, dont la rentabilité n'est pas démontrée pour le moment.

Les prototypes de thermopiles déjà construits autorisent de grands espoirs. Nul doute qu'on en verra apparaître, prochainement, de plus en plus perfectionnés. Un effort soutenu doit être fait en vue de trouver des thermoéléments meilleurs pour des températures de plus en plus élevées, et des progrès substantiels peuvent en résulter. Mais, ici encore, le problème central est le perfectionnement des techniques de construction de thermopiles ; ce problème pourrait et devrait être abordé, à l'échelle industrielle, avec des moyens accrus.

Remerciements : Nous remercions la Société Alsacienne de Constructions Mécaniques, ainsi que le Professeur Y. SUGE, qui nous ont communiqué des photographies d'appareils de leur fabrication.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] IOFFE A.F. — Semiconductor thermoelements and thermoelectric cooling, Infosearch (London) 1957.
- [2] HEIKES R.R., URE R.W. Jr. — Thermoelectricity, Science and Engineering, Interscience Publ. (New York) 1961.
- [3] TELKES M. — *J. Appl. Phys.* 18 (1947), 1116.
- [4] GOLDSMID H.J., DOUGLAS A.C. — *Brit. J. of Appl. Phys.* 5, n° 11 (1954), 386.
- [5] KATZ P. — Communication à la Conférence des Nations Unies sur les nouvelles sources d'énergie, Rome (1961).
- [6] VALDMAN H., RODOT M., RODOT H. — Communication au Colloque sur les dispositifs semiconducteurs, Paris (1961).
- [7] SMITH R.A. — Semiconductors, Cambridge Univ. Press (London) 1959.
- [8] SUCHET J. — Chimie Physique des Semiconducteurs, Dunod (Paris) 1961.
- [9] RODOT H. — Communication à la Conférence sur la Thermoélectricité, Durham (1961).
- [10] LEROUX-HUGON P., RODOT M., SUCHET J. — C.R. Acad. Sci. 254 (1962), 1950.
- [11] KLEMENS P.G., Solid State Physics, 7 (1958), 1 (Seitz et Turnbull édit.) ; R.W. KEYES, *Phys. Rev.* 115 (1959), 564 ; J. TAVERNIER, Thèse, Paris (1960).
- [12] RODOT H., WEILL G. — *J. Phys. Rad.* 21, n° 5 (1960), 502.
- [13] RODOT H. — C.R. Acad. Sci. 249 (1959), 1872 ; F.D. ROSI, J.P. DISMUCKES, E.F., HOCKINGS *Electr. Eng.* 79 n° 6 (1960), 450 ; H. FLEISCHMANN, *Z. Naturf.* 16a, n° 8, (1961), 765.
- [14] HEIKES R.R. — Communication à la Conférence sur la Thermoélectricité, Durham (1961).

LES CONVERTISSEURS THERMOÉLECTRIQUES NUCLÉAIRES A SEMICONDUCTEURS

PAR

NGUYEN VAN DONG

Service d'Electronique Physique.

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

1. Introduction

A l'heure actuelle, la conversion directe de l'énergie nucléaire en énergie électrique suscite un vif intérêt. Il s'agit de réaliser de nouveaux types de générateurs électriques autonomes, simples, compacts, capables de satisfaire à un fonctionnement continu de longue durée. Dans ce domaine, deux méthodes de conversion sont en compétition.

La première met à profit l'effet thermionique d'un matériau porté à haute température ; les électrons émis sont collectés par une anode dont le travail de sortie est plus faible ; la charge d'espace est éliminée par l'introduction d'un gaz fortement ionisé. C'est le principe des diodes à plasma particulièrement appropriées aux réacteurs à haute température (Voir dans le même numéro l'article de DEVIN, KOCH, VANDEVYVER).

La deuxième méthode fait appel aux propriétés électroniques et thermiques des semiconducteurs. C'est la conversion thermoélectrique décrite en particulier par IOFFE [1] qui est discutée dans cet article en considérant une source de chaleur d'origine nucléaire (chaleur dégagée par une source radioactive très intense ou par la fission dans un réacteur). L'utilisation de l'énergie nucléaire dans ce nouveau mode de conversion apporte la meilleure solution et dans quelques cas, la seule solution possible à certains besoins spéciaux d'énergie électrique. Il s'agit des applications où un minimum de volume et de poids en même temps qu'une longue autonomie de fonctionnement sont exigés. C'est par exemple le cas de l'alimentation des équipements radio à bord des véhicules spatiaux et, dans un avenir plus lointain, celui de la propulsion ionique des fusées interplanétaires.

2. Principe de la conversion thermoélectrique

L'étude du fonctionnement d'un générateur thermoélectrique est donnée en détail dans l'article de M. RODOU. Rappelons ici quelques relations utiles conduisant à l'expression du rendement maximal de conversion.

Considérons deux barreaux de semiconducteur de type N et P, de même longueur L , de section S_n et S_p , reliés par un pont métallique porté à une température T_1 par une source de chaleur, les extrémités froides étant maintenues à une température T_0 (fig. 1).

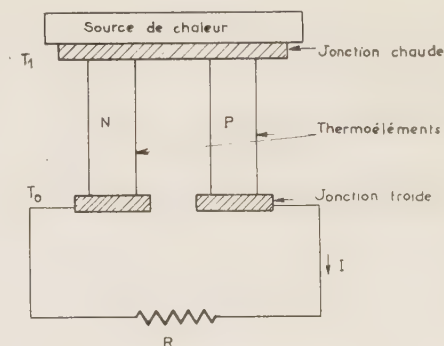


FIG. 1. — Schéma de base d'un générateur thermoélectrique.

Dans la branche N, la concentration et la vitesse moyenne des électrons étant plus élevées à l'extrémité chaude, il en résulte un courant de diffusion des électrons dirigé dans le sens de la température décroissante ; une situation analogue se présente dans la branche P où le courant de diffusion

est celui des trous. Il existe donc entre les deux barreaux une différence de potentiel, qui, en circuit ouvert, est donnée par l'expression :

$$V_{c0} = \int_{T_0}^{T_1} |an| \, dT + \int_{T_0}^{T_1} |ap| \, dT \tag{1}$$

où $|an|$ et $|ap|$ désignent respectivement les valeurs absolues des pouvoirs thermoélectriques des branches N et P. Pour des simplifications, on peut prendre V_{c0} égal à la somme des valeurs moyennes des pouvoirs thermoélectriques multipliés par $T_1 - T_0$:

$$V_{c0} = \bar{a} (T_1 - T_0) \tag{2}$$

en posant $\bar{a} = |\bar{an}| + |\bar{ap}|$

Lorsqu'une résistance de charge R relie les deux branches, le courant électrique débité sera :

$$I = \frac{\bar{a} (T_1 - T_0)}{r + R} \tag{3}$$

r étant la résistance interne du générateur, c'est-à-dire la résistance totale des barreaux N et P.

La puissance fournie aux jonctions chaudes par la source thermique est égale à :

$$P = \frac{S_n \chi_n + S_p \chi_p}{L} (T_1 - T_0) + I \bar{a} T_1 - \frac{1}{2} I^2 r \tag{4}$$

où χ_n et χ_p désignent les conductivités thermiques des branches N et P. Le premier terme est la perte par conduction thermique dans les thermoéléments ; le deuxième représente la chaleur de Peltier absorbée aux jonctions chaudes et le dernier terme est la moitié de la chaleur de Joule qui est retournée à la source.

Le rendement de conversion est défini comme le rapport de la puissance électrique utile obtenue à la puissance thermique fournie au dispositif, c'est-à-dire $\frac{R I^2}{P}$. Dans les conditions d'un rendement maximal, la résistance du thermocouple est liée à la résistance de charge par la relation :

$$r = \frac{R}{\sqrt{1 + z \frac{T_1 + T_0}{2}}} \tag{5}$$

où z est le facteur de mérite défini par l'expression :

$$z = \frac{(a)^2}{(\sqrt{\chi_n \rho_n} + \sqrt{\chi_p \rho_p})^2}$$

ρ_n et ρ_p étant les résistivités des branches N et P.

Le rapport optimal des sections doit être tel que :

$$\frac{S_n}{S_p} = \sqrt{\frac{\chi_p \rho_p}{\chi_n \rho_n}} \tag{6}$$

On en déduit d'autre part les rapports optimaux $\frac{L}{S_n}, \frac{L}{S_p}$:

$$\frac{L}{S_n} = \frac{r}{\rho_n + \rho_p \sqrt{\frac{\chi_p \rho_p}{\chi_n \rho_n}}} \tag{7}$$

$$\frac{L}{S_p} = \frac{r}{\rho_p + \rho_n \sqrt{\frac{\chi_n \rho_n}{\chi_p \rho_p}}} \tag{8}$$

3. Cas des sources thermiques d'origine nucléaire : nature, propriétés et géométrie

Les sources nucléaires provenant de la décroissance radioactive (cas des isotopes) ou de la fission (cas des réacteurs) sont particulièrement intéressantes. Par rapport aux autres sources d'énergie, elles possèdent une capacité énergétique exceptionnellement élevée.

A. RADIO-ISOTOPES

La plupart des radio-isotopes sont soit des produits de fission de l'uranium, soit des éléments obtenus en irradiant des matériaux convenables par des neutrons thermiques dans un réacteur nucléaire.

Les noyaux de ces corps qui sont instables, subissent des désintégrations spontanées au cours desquelles sont éjectées soit des particules α (noyaux d'hélium), soit des particules β (électrons) ; ces désintégrations s'accompagnent souvent de l'émission des rayons γ (rayonnements électromagnétiques de haute fréquence). L'énergie cinétique des particules éjectées est dissipée dans le milieu absorbant et apparaît sous forme de chaleur.

On caractérise un élément radioactif par : sa période de désintégration τ qui est la durée au bout de laquelle la moitié des noyaux présents sont transformés.

— son activité J qui est le nombre de désintégrations par unité de temps ; elle s'exprime en curies*.

— la nature des particules émises et leur énergie moyenne E .

La puissance rayonnée par le radioélément décroît en fonction du temps suivant une loi exponentielle ; elle est donnée par l'expression :

$$W = J \bar{E} = \lambda \bar{E} N_0 e^{-\lambda t} \tag{9}$$

où λ est la constante radioactive liée à la période

* Un Curie vaut $3,7 \cdot 10^{10}$ désintégrations par seconde.

de désintégration τ par la relation : $\lambda\tau = \text{Log } 2 \mp 0,69$

Deux facteurs déterminent le choix des radio-isotopes comme sources de chaleur : la puissance spécifique (watts par gramme) et la période de désintégration. Les corps de très longue période apparaissent moins intéressants, puisque leur puissance spécifique est trop faible. En général, un radio-isotope est utilisé sous forme de composé contenant une certaine proportion d'éléments stables, ce qui rend

inférieure à celle de la jonction froide. Pour une puissance spécifique donnée, la configuration sphérique apparaît plus avantageuse, parce qu'elle donne une surface minimale de la source, ce qui permettrait d'obtenir une densité maximale de calories. La perte par isolation thermique est proportionnelle à la surface moyenne du matériau isolant, et dans le cas d'une source sphérique, elle croît linéairement avec le carré du rayon de la source.

Radio-isotopes	Composés utilisés	Période de désintégration	Particules émises et leur énergie maximale	Puissance spécifique obtenue après séparation (W/g)
Ru 106	métal	1 an	β 0,04 MeV	0,29
Ce 144	CeO ₂	285 jours	β 0,17 ; 0,3 MeV γ 0,1 MeV	1,96
Sr 90	SrO	28 ans	β 0,6 ; 2,2 MeV	0,58
Pm 147	Pm ₂ O ₃	2,6 ans	β 0,2	0,3
Po 210	métal	138 jours	α 5,3 MeV γ 0,8 MeV	141
Cm 242	Cm, Ni	163 jours	α 6,1 MeV γ 0,15 MeV	143

la puissance spécifique inférieure à celle correspondant au radio-isotope pur. Le tableau ci-dessus donne un certain nombre de corps utilisables comme sources de chaleur.

On note dans ce tableau les deux corps émetteurs des particules α qui possèdent une grande puissance spécifique : le polonium 210 et le curium 242. Le premier a été d'ailleurs utilisé dans le Snap III, première batterie thermoélectrique à source radioactive. On l'obtient en irradiant le bismuth dans les réacteurs par des neutrons thermiques. Le Cm 242 obtenu à partir de l'Am 241, présente l'avantage d'avoir une remarquable stabilité à haute température (jusqu'à 1 200 °K) ; de plus, l'énergie relativement faible des rayons γ permet de réduire le blindage. En raison de leur période, ces deux corps sont destinés à des missions de courte durée.

Les radio-isotopes émetteurs des particules β indiqués dans le tableau ont une puissance spécifique beaucoup plus faible. Par contre, leur période est relativement longue et, compte tenu des considérations économiques (prix et facilités de fabrication), ils apparaissent pour l'instant plus avantageux.

Pour une meilleure utilisation de l'énergie, la surface de la source doit être faible et recouverte autant que possible de thermoéléments, ce qui permettrait de réduire la perte par isolation thermique.

Deux configurations de la source sont à considérer : forme cylindrique et forme sphérique ; les thermoéléments couvrant la surface de la source seront disposés radialement ; ils doivent donc être taillés de façon que la section de la jonction chaude soit

B. RÉACTEURS NUCLÉAIRES

Les noyaux de certains éléments lourds peuvent être fissionnés sous l'action du bombardement par des neutrons. C'est ce processus qui se déclenche dans un réacteur nucléaire.

La puissance spécifique des réacteurs (de l'ordre de quelques watts par gramme du combustible) est inférieure à celle de certains radio-isotopes. Cependant, en raison de la grande masse du matériau fissile ils sont capables de produire des niveaux de puissance totale beaucoup plus élevés.

Le type du réacteur est caractérisé par la nature du combustible nucléaire, le spectre d'énergie des neutrons et le modérateur. Le choix du combustible et du modérateur a une grande influence sur la masse critique. Ainsi, l'utilisation du plutonium comme matériau fissile et de l'eau lourde comme modérateur permet de réduire de façon appréciable la masse critique. Cependant, pour pouvoir opérer à haute température, les réacteurs à eau lourde nécessiteraient des pressions très élevées, donc un récipient lourd pour maintenir l'eau à l'état liquide. Il en résulte que le poids total du système serait prohibitif.

Le problème du rendement de transfert de la chaleur dans un réacteur est de première importance. Il est préférable d'utiliser un fluide de grande capacité calorifique pour véhiculer la chaleur jusqu'au dispositif de conversion thermoélectrique. Pour diminuer le poids et l'encombrement de l'ensemble réacteur-convertisseur, on peut utiliser le mode de transfert de

la chaleur par rayonnement. Dans ce cas, il est indiqué d'adopter la configuration sphérique du système. Le réacteur serait situé au centre et fournirait des quantités égales d'énergie aux jonctions chaudes des thermoéléments recouvrant le collecteur sphérique ; les jonctions froides sont en contact thermique avec le radiateur également de forme sphérique.

4. Matériaux thermoélectriques : considération des paramètres mécaniques, thermiques et électriques

Les composés intermétalliques de Pb, Hg, Bi, Tl qui sont des éléments de poids atomique élevé donnent des possibilités intéressantes. A l'heure actuelle, les meilleurs thermoéléments sont le tellure de bismuth et le tellure de plomb. Des solutions solides telles que $PbTe + PbSe$, ou à base de tellure de bismuth comme $Bi_2Te_3 + Sb_2Te_3$ méritent également d'être considérées.

En général, les matériaux thermoélectriques sont de nature fragile, résistent peu à la force de traction ; mais ils sont doués d'une grande résistance à la compression. Il faut tenir compte de ce fait pour compenser les forces de dilatation thermique par les forces de compression.

La conductivité thermique χ des thermoéléments est non seulement importante au point de vue du rendement de conversion, mais aussi pour déterminer la longueur du thermocouple. Plus la conductivité thermique des branches est faible, plus le thermocouple doit être court avec la condition que les rapports $\frac{L}{S_n}$ et $\frac{L}{S_p}$ satisfassent aux relations [7] et [8].

La source doit être isolée électriquement par rapport aux thermoéléments si sa surface externe est conductrice. Les contacts par pression aux jonctions chaudes et les connexions soudées aux jonctions froides entre matériaux de polarité opposée peuvent donner des résistances de contact électrique et thermique satisfaisantes. Il conviendrait aussi de choisir des éléments de section grande, tout en restant compatible avec les conditions [7] et [8].

Un autre facteur dont il faut tenir compte, c'est l'oxydation des matériaux thermoélectriques qui a pour conséquence de réduire le facteur de mérite. On peut éliminer en utilisant un gaz réducteur (hydrogène ou méthane) ou encore en faisant régner un vide poussé.

L'utilisation d'un gaz sous pression favorise le transfert de chaleur à l'interface, ce qui diminuerait les impédances thermiques de contact. Le vide permet de réduire les pertes par isolation thermique ; par contre, aux hautes températures, il pourrait présenter l'inconvénient d'augmenter la tension en vapeur des matériaux.

5. Batterie thermoélectrique à source radioactive

Le Snap III est la première batterie thermoélectrique nucléaire construite en 1959 aux États-Unis

d'Amérique [2]. Le cœur du générateur est constitué par un container cylindrique en molybdène contenant du polonium 210, d'activité initiale 3 000 curies. Des thermocouples au nombre de 27, connectés en série, sont en contact thermique avec le container, et disposés radialement suivant 6 rangées (fig. 2). Les jonctions froides sont en contact avec une enveloppe en aluminium de grande surface destinée à rayonner la chaleur dans l'espace.

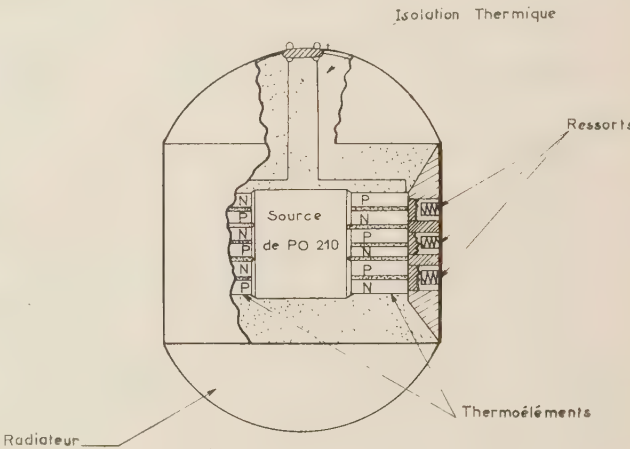


Fig. 2 — Le Snap III, batterie thermoélectrique nucléaire à semi-conducteur.

Les matériaux thermoélectriques utilisés sont du tellure de plomb. Les éléments de type P sont uniformément dopés de sodium, tandis que ceux de type N, dopés de bismuth, possèdent deux régions de concentration électronique différente, de telle sorte que chacune d'elles soit susceptible de fournir dans le domaine de température considéré, un facteur de mérite maximal.

Compte tenu des limitations géométriques et mécaniques, la surface extérieure de la source nucléaire est couverte de thermoéléments à 26 pour cent seulement. Les jonctions chaudes sont isolées électriquement du container par des feuilles de mica ; un revêtement d'une couche d'alumine sur la surface intérieure de l'enveloppe d'aluminium permet d'assurer un isolement électrique par rapport aux jonctions froides.

Les caractéristiques du Snap III sont présentées dans le tableau suivant :

Nature et intensité de la source radioactive : Polonium 210-3 000 curies	
Nature des thermoéléments : tellure de plomb	
Nombre de thermocouples	27
Longueur L des branches	0,5 cm
Rapport des sections $\frac{S_n}{S_p}$	0,89
Puissance thermique reçue	96 watts
Température T_1 des jonctions chaudes	590 °C
Température T_0 des jonctions froides	200 °C
Résistance interne totale	2,03 ohms

Résistance optimale de charge	2,12 ohms
Puissance électrique de sortie	5,3 watts
Rendement de conversion	5,5 %
Poids total	2,5 kg
Capacité en watt-heure au bout de la période de désintégration du radio-élément	8 000
Taux des rayons γ émis au contact du générateur	400 mr/h
Taux des rayons γ émis à 1 m du générateur	5 mr/h

Il est significatif de noter que le rendement de conversion du Snap III reste sensiblement constant pendant une durée qui est de l'ordre d'une période de désintégration du radioélément. Cela s'explique par le fait que le facteur de mérite des thermoéléments utilisés augmente quand la température diminue et que cet accroissement est à peu près compensé par la décroissance du rendement de Carnot.

A la suite de ce succès, on a lancé l'étude d'une deuxième batterie radioactive thermoélectrique beaucoup plus puissante : c'est le Snap IA utilisant une source radioactive β , le Ce 144 d'activité de l'ordre de 800 000 Curies et capable de délivrer une puissance électrique de 250 watts ; la chaleur est transmise aux jonctions chaudes des thermoéléments à l'aide de la vapeur de mercure.

Signalons enfin qu'un autre projet a été également étudié qui utilise le Sr 90-Y90. Capable de fournir 100 watts électriques, la batterie est destinée à des missions de longue durée.

Ces générateurs électriques sont conçus pour alimenter certains dispositifs électroniques à bord des satellites artificiels. Dans ces circonstances, ils présentent des avantages considérables par rapport aux photopiles de silicium : autonomie de fonctionnement, insensibilité à l'impact des micrométéorites et aux radiations de la ceinture Van Allen. Comparés aux batteries chimiques, les Snap les surclassent par leur grande capacité énergétique ; par exemple pour un poids égal à celui du Snap III, les meilleures batteries chimiques (argent-zinc) ne fournissent que 400 watt-heure

6. Réacteur nucléaire thermoélectrique

Le projet d'un réacteur nucléaire thermoélectrique capable de fournir une puissance électrique de 30 kW avec un rendement de 15 %, a été conçu par TURNER et STUMP [3], faisant suite aux projets antérieurs des Snap 2, 8 et 10 dont les réalisations sont en cours aux U.S.A.

La source d'énergie primaire est un réacteur compact. La chaleur développée dans le réacteur est transportée au système échangeur-convertisseur par un fluide de grande capacité calorifique (sodium

surchauffé). L'énergie non convertie est transmise à un fluide de refroidissement et évacuée dans l'espace par un radiateur de grande surface. Le système échangeur-convertisseur est constitué par un ensemble de tubes concentriques équipés de thermoéléments. La figure 3 représente une unité

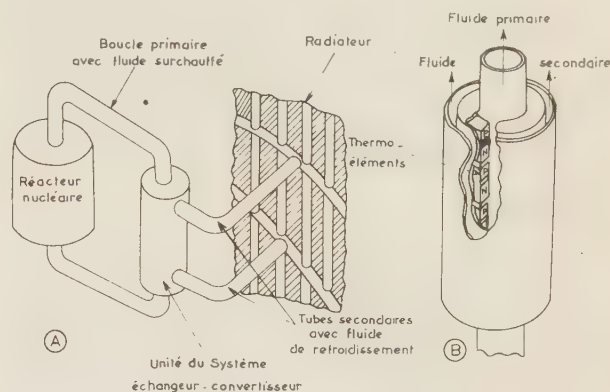


FIG. 3. — A : Unité du système échangeur-convertisseur avec circuit de refroidissement.

B : Unité du système échangeur-convertisseur équipé de thermoéléments (d'après TURNER et STUMP).

échangeur-convertisseur composée de matériaux thermoélectriques interposés entre deux tubes concentriques. Le tube interne, en bon contact thermique avec les jonctions chaudes, reçoit la chaleur à partir du fluide primaire dont le mouvement est commandé par une pompe électromagnétique. La chaleur non convertie est rejetée aux jonctions froides en contact thermique avec le tube externe. Sur ce tube sont branchés des tuyaux dans lesquels circule un fluide de refroidissement qui évacue les calories dans l'espace par l'intermédiaire du radiateur revêtu d'une couche de matériau de grand pouvoir émissif.

Un autre type de réacteur thermoélectrique beaucoup plus léger et de conception plus simple a été également étudié [4]. Le système est de configuration sphérique et le transfert de la chaleur du réacteur aux thermoéléments s'opère uniquement par rayonnement. Le poids total est d'environ 500 kg et la puissance électrique débitée est de 5 kW avec un rendement de 3 %.

7. Effets des rayonnements nucléaires sur le rendement de conversion

La conversion directe de l'énergie nucléaire en énergie électrique par voie thermoélectrique soulève un problème ; il s'agit de connaître, dans le cas des réacteurs, si une dose considérable de rayonnements de grande énergie (en particulier des neutrons rapides) est susceptible de faire varier le facteur de mérite des thermoéléments.

Il est bien connu que l'influence des défauts dus au bombardement est très marqué sur les propriétés électroniques des semiconducteurs, en particulier du germanium et du silicium sur lesquels nous avons entrepris à Saclay une étude extensive [5].

Les semiconducteurs utilisés comme convertisseurs thermoélectriques sont toujours fortement dopés d'impuretés chimiques ou présentent déjà une densité importante des défauts accepteurs ou donateurs ; les concentrations d'électrons ou de trous sont souvent dégénérées. Dans ce cas, l'effet du bombardement est beaucoup moins important sur les propriétés électroniques et serait probablement plus faible encore sur les propriétés thermiques. Par ailleurs, le fait que les convertisseurs travaillent à température élevée favorise la guérison des défauts, de sorte que le bombardement n'aurait pas une influence appréciable sur le rendement de conversion.

8. Conclusion

La conversion directe de l'énergie nucléaire et d'une façon générale, de la chaleur en électricité par effet thermoélectrique n'est qu'à son début de développement. Bien que le rendement de conversion reste encore relativement faible, les performances des premiers générateurs thermoélectriques ont été encourageantes. Au stade actuel, les problèmes sont plutôt d'ordre thermique. On peut considérer un convertisseur thermoélectrique comme un dispositif conduisant environ 90 % de la chaleur des jonctions chaudes aux jonctions froides. D'où l'importance de la conductivité thermique des thermoéléments, pour ne pas parler des problèmes d'ordre technologique, tels que les impédances thermiques de contact, l'isolation thermique.

Sous quel aspect va se présenter l'étude des thermoéléments dans le domaine de la conversion d'énergie : Il paraît bien difficile de trouver des matériaux ayant un facteur de mérite élevé pour améliorer de façon substantielle le rendement de conversion. Par contre, des gains appréciables sur le rendement peuvent être obtenus vers les hautes températures si l'on tient compte du fait que le rendement dépend essentiellement de la température. Aux environs de 1 000 °K, il est possible d'obtenir un rendement de 25 % pour un thermoélément possédant un facteur de mérite égal à 2.10^{-3} K^{-1} . On est ainsi conduit à rechercher des matériaux ayant un point de fusion élevé et étudier leurs

propriétés thermiques dans le domaine des grandes températures. Cette étude est d'ailleurs motivée par la possibilité de construire des réacteurs nucléaires à haute température auxquels seront associés des échangeurs de chaleur capables d'opérer à des températures voisines de 2 200° K, c'est-à-dire supérieures au point de fusion de la plupart des matériaux utilisés. Un nouveau champ de recherche va attirer sans doute une attention considérable : l'étude des thermoéléments à l'état liquide. Les résultats obtenus récemment par MARCUS [6] sur les mesures du pouvoir thermoélectrique et la conductivité électrique du Cu_2S sont fort intéressants : entre 400 °C et 1 100 °C, le pouvoir thermoélectrique reste constant et égal à $300 \mu \text{ V}/^\circ\text{C}$, atteint $450 \mu \text{ V}/^\circ\text{C}$ au point de fusion (1 126 °C) et retombe à $399 \mu \text{ V}/^\circ\text{C}$ à 1 200 °C. La résistivité électrique de l'échantillon égale à $0,9.10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ à 400 °C, atteint $1,4.10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ à 1299 °C. Le fait que le pouvoir thermoélectrique reste élevé après la fusion montre que l'échantillon à l'état liquide garde ses propriétés semiconductrices. Si l'on estime que la conductivité thermique, dont la mesure n'a pu encore être effectuée, ne varie pas sensiblement, le rendement de conversion peut être accru de façon appréciable quand le matériau devient fondu.

Je remercie Madame L. KOCH pour de nombreuses discussions au cours de la rédaction de cet article.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] IOFFE A.F. — *Semiconductor Thermoelement*, Infosearch Limited, London (1957).
- [2] BARMAT M., ANDERSON G.M., BOLLMEIER E.W. — *Nucleonics*, 17, 166 (1959).
- [3] TURNER R.D., STUMP F.C. — *Aerospace Transportation Committee Special Technical Conference Philadelphia* (Pens.), Juin (1961).
- [4] BARMAT M. — *Thermoelectric Materials and Devices*, édité par Cadoff et Miller, Reinhold Publishing Corporation, New York, p. 275 (1960).
- [5] NGUYEN VAN DONG — Thèse, Paris (1959).
NGUYEN VAN DONG — *Bulletin d'Informations Scientifiques et Techniques*, C.E.A., 56 (1961).
- [6] MARCUS R.J. et KELLY C.M. — *Thermoelectric Materials and Devices*, édité par Cadoff et Miller, Reinhold Publishing Corporation, New York, p. 184-193 (1960).

LES PILES A COMBUSTIBLES

PAR

G. LEHMANN

*Directeur Scientifique à la Compagnie Générale
d'Electricité*

Les piles électriques ont constitué la seule source d'énergie électrique jusqu'à l'apparition des machines tournantes à la fin du siècle dernier. Elles étaient utilisées pour le télégraphe, principalement.

Aujourd'hui, les piles (en majorité du type Leclanché) sont employées dans les lumières portatives, les récepteurs à transistors et les équipements électroniques militaires. L'énergie fournie par ces piles résulte de l'oxydation électrochimique du zinc par le bioxyde de manganèse.

Qu'est-ce alors qu'une pile à combustible ? C'est une pile électrique satisfaisant aux conditions suivantes :

Sa puissance est (ou sera) élevée : de 100 watts à plusieurs mégawatts.

Elle fonctionne en régime permanent grâce à un système d'alimentation en marche.

Son énergie résulte de l'oxydation (par l'air, ou à défaut par l'oxygène) d'un combustible électrochimique agréable d'emploi et économique.

L'intérêt de telles piles résulte du rendement élevé espéré pour la conversion de l'énergie chimique en énergie électrique : 60 à 80 %, alors que le rendement des groupes thermiques varie de 10 % (petits groupes de quelques kilowatts) à 40 % pour les grandes centrales les plus modernes. En outre, leur fonctionnement silencieux et sans fumée est un attrait supplémentaire, notamment pour les applications militaires.

Les piles à combustible commencent à peine à sortir du laboratoire. Aucun modèle n'a encore donné lieu à des applications industrielles d'importance. Un énorme effort de recherche se poursuit, dans environ cinquante laboratoires, aux Etats-Unis, et en U.R.S.S., Grande-Bretagne, Allemagne, Hollande, France, etc.

Le principe des piles à hydrogène et oxygène est connu en laboratoire depuis 1839. Pourquoi ce problème a-t-il si peu évolué en cent vingt ans ?

Les difficultés à vaincre sont sérieuses ; les machines tournantes ont accaparé l'attention ; enfin, les connaissances scientifiques de base étaient et sont encore incomplètes, notamment en ce qui concerne la catalyse électrochimique.

Au début du siècle, les plus grands noms se retrouvent à la création de la thermodynamique électrochimique : GIBBS, HELMHOLTZ, NERNST, EINSTEIN même. Mais ces savants recherchaient de nouvelles lumières sur la structure de la matière, et les recherches appliquées ne les concernaient pas. Depuis, l'intérêt des physiciens et des chimistes fut capté par d'autres phénomènes, notamment atomiques et électroniques. Rares furent les chercheurs qui se consacrèrent à cette physique des basses énergies (un électron-volt) qu'est l'électrochimie fondamentale.

Aujourd'hui, l'intérêt se ranime vigoureusement, freiné par la pénurie d'hommes entraînés dans cette discipline, d'ailleurs passionnante. Les phénomènes et les techniques sont un peu mieux connus, et surtout l'abandon de la chimie stérilisante qu'a été l'espoir d'oxyder directement le carbone par voie électrochimique justifie les gros efforts actuels ; et déjà apparaissent les premiers résultats et les premières applications.

La cause essentielle du faible rendement des machines thermiques est l'inexorable second principe de la thermodynamique, ou principe de Carnot. C'est lui qui limite à moins de 50 % les rendements réalisables dans l'intervalle des températures industriellement exploitables. Le rendement énergétique d'une pile échappe à cette limitation et peut se rapprocher de 100 %, même pour une pile fonctionnant tout entière à la température ambiante.

Ceci dit, la première question qui se pose à l'esprit est de comprendre pourquoi les piles échappent à la limitation du rendement de Carnot.

Esquissons ici l'explication que nous nous en sommes donnée, à défaut de l'avoir rencontrée dans une étude bibliographique peut-être incomplète.

Dire que l'énergie potentielle chimique d'un système peut être convertie intégralement en énergie électrique, c'est affirmer que cette conversion peut s'effectuer sans augmentation d'entropie du système.



FIG. 1. — Modèle expérimental de tracteur mû à l'aide de piles à combustible. Document aimablement communiqué par Allis Chalmers.

Or, le second principe de la thermodynamique exprime que seules les transformations réversibles peuvent satisfaire à cette condition. C'est à leur réversibilité thermodynamique qu'est lié le rendement élevé des générateurs électrochimiques.

Dans une machine thermique, la première opération est une combustion irréversible, source essentielle de l'accroissement d'entropie du système.

De la rencontre de deux molécules, du combustible et du comburant, naissent les molécules résultant de la combustion (d'eau, par exemple). Celles-ci sont animées d'une grande vitesse, leur conférant une énergie cinétique égale à l'énergie chimique libérée par l'union des molécules constituantes. On dit que la température résultant de la combustion est élevée.

Or, la combustion se produit en phase gazeuse dans un milieu isotrope à trois dimensions ; les vitesses des molécules brûlées sont réparties au hasard dans toutes les directions de l'espace, et c'est ce désordre qui est mesuré par l'augmentation d'entropie du système. L'isotropie d'une réaction chimique en phase homogène nous paraît liée à la limitation théorique du rendement de la conversion d'énergie.

La réaction électrochimique exige impérativement, au contraire, l'association d'au moins deux phases : un métal possédant la conduction électronique, un électrolyte possédant la conduction ionique.

C'est sur l'interphase séparant ces deux milieux que s'effectue la réaction électrochimique.

L'ensemble des phénomènes constituant cette réaction possède une orientation géométrique, suivant la direction de la normale à l'interphase.

On conçoit donc que le désordre associé à la réaction soit d'un ordre inférieur au désordre de la combustion en phase homogène, ce qui se traduit par une augmentation moindre, voire nulle, de l'entropie.

Dans notre esprit, c'est donc la présence d'une surface de séparation qui est la cause intime fondamentale d'une possibilité de conversion sans perte ni dégradation d'énergie.

Cette remarque vient souligner l'importance de l'étude si difficile des phénomènes aux jonctions interfaciales, par ailleurs capitale dans les jonctions entre semiconducteurs, et dans la catalyse hétérogène.

C'est similairement, à l'existence d'une autre jonction superficielle, la membrane cellulaire, qu'est due l'aptitude des êtres animés de transformer à rendement élevé et basse température, l'énergie chimique en énergie électrique (poissons électriques par exemple) et surtout en énergie mécanique (muscle).

En ce qui concerne les piles, on peut dire, en langage approximatif, que l'affinité chimique des corps en présence provoque une différence de pression entre les phases, à travers la surface de séparation, équilibrée par une différence de potentiel électrique, facile à calculer à l'équilibre thermodynamique. Ces différences de potentiel, comme il est bien connu, sont de l'ordre de grandeur de 1 à 2 volts.

La thermodynamique fournit aisément des équations aux moyennes macroscopiques, sorte d'intégrales premières par rapport aux phénomènes élémentaires microscopiques qu'il n'est ainsi pas nécessaire de connaître aussi précisément. Malheureusement, les lois de la thermodynamique ne sont valables et précises qu'à l'équilibre.

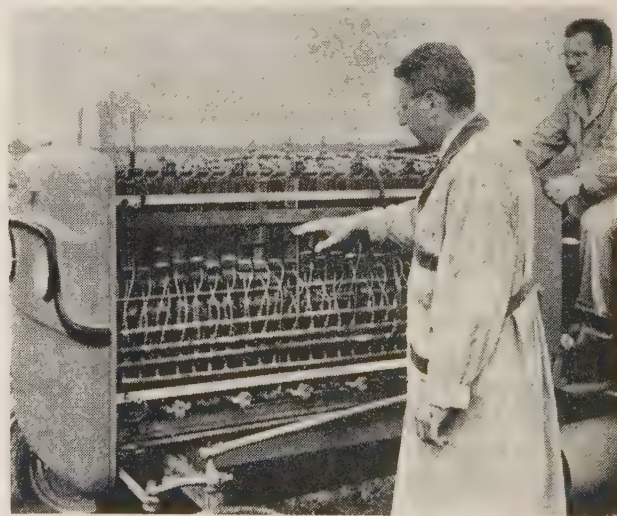


FIG. 2. — Modèle expérimental de tracteur mû à l'aide de piles à combustible. Document aimablement communiqué par Allis Chalmers.

Or l'état d'équilibre, pour une pile, c'est l'état à intensité électrique nulle, à circuit ouvert.

C'est ainsi que la thermodynamique nous renseigne avec précision, et ce, depuis 1872 environ, sur la force électromotrice des piles à circuit ouvert, à partir des données physicochimiques relatives à leurs constituants. Réciproquement, la mesure précise des potentiels à circuit ouvert des piles est devenue une méthode courante d'analyse chimique.

Malheureusement, pour les ingénieurs de l'énergétique, une pile à circuit ouvert présente un intérêt analogue à celui d'une locomotive arrêtée ; c'est le fonctionnement en débit qui conditionne les applications pratiques, et c'est notamment la possibilité de réaliser en service des « densités de courant » suffisantes qui constitue tout le problème des piles à combustible.

Quand une pile débite, sa tension baisse, elle se « polarise ». Ce phénomène est dû à trois raisons d'importance croissante :

- a) La résistance ohmique interne de la pile ;
- b) Le changement de composition chimique des phases au voisinage des surfaces de jonction, dues aux réactions chimiques en cours.
- c) La limitation intrinsèque de la vitesse des réactions.

Ce dernier phénomène est celui contre lequel la lutte est la plus malaisée, car les connaissances actuelles en cinétique chimique sont insuffisantes.

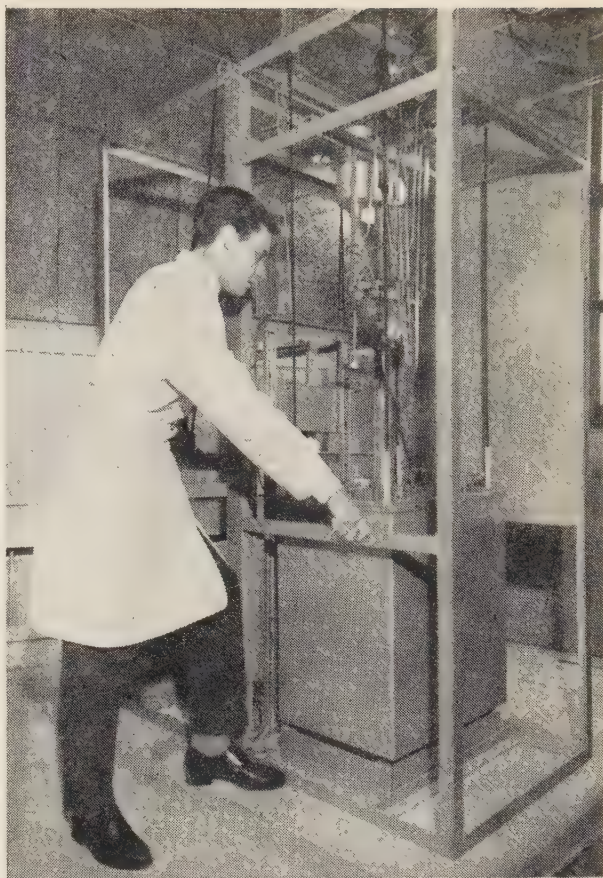


FIG. 4. — Pile à combustible expérimentale pour l'étude des réactions électrochimiques jusqu'à 100 atmosphères et 200 °C (Laboratoire du Professeur Bonnemay, C.N.R.S. et C.A.S.D.N.).

C'est là que se situe le front actuel de la bataille pour les « piles à combustible ».

En effet, à chaque réaction élémentaire entre particules correspond la circulation d'un électron dans le circuit d'utilisation de la pile. Ceci résulte évidemment du caractère électronique très général des réactions chimiques, et souligne d'ailleurs la grande généralité des associations entre la chimie et l'électricité.

Quoi qu'il en soit, il ne circule un électron utile que chaque fois qu'une réaction élémentaire « consent à se produire ». Or, nos connaissances et nos moyens d'action sur la probabilité des réactions chimiques, sur leurs « sections efficaces » comme disent les atomistes, sont maigres.

Le meilleur moyen d'action sur « les cinétiques chimiques », et donc sur le débit des piles, consiste à placer aux lieux des réactions un catalyseur. Hélas, la science des catalyseurs (elle aussi liée à la physique du solide et aux propriétés des surfaces interphases) est encore très incomplète. Elle donne d'ailleurs lieu à d'immenses recherches, surtout tournées vers la chimie pure, et peu vers l'électrochimie.

On a pu s'en faire une idée récente au cours du Congrès International de la Catalyse qui s'est tenu à Paris en juillet 1960, et qui a rassemblé les meilleurs spécialistes de tous pays en ce domaine.

Nous sommes donc en présence d'un difficile problème de cinétique chimique. Dans une pile, la vitesse

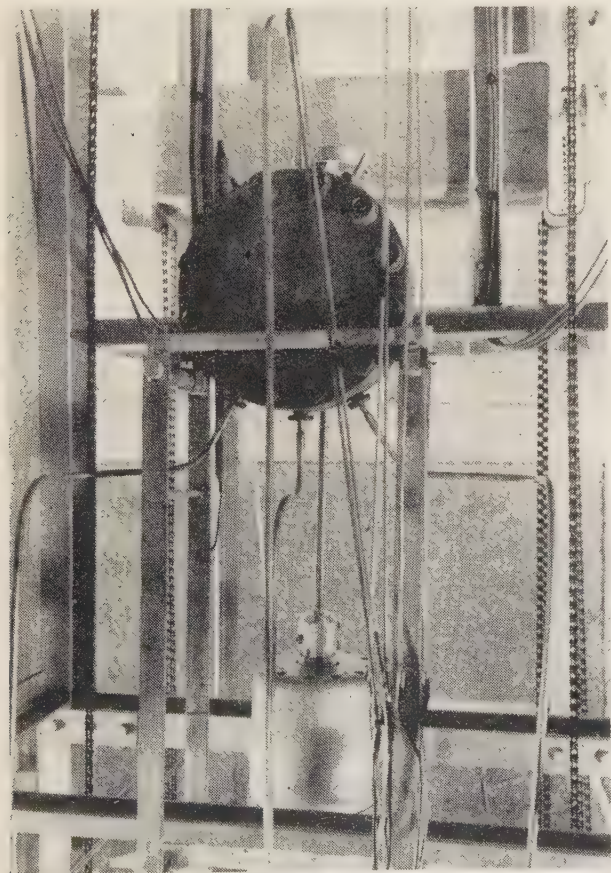


FIG. 3. — Pile à combustible expérimentale pour l'étude des réactions électrochimiques jusqu'à 100 atmosphères et 200 °C. (Laboratoire du Professeur Bonnemay. Centre National de la Recherche Scientifique et Comité d'Action Scientifique de la Défense Nationale.)

de réaction du chimiste est identique à la densité de courant aux électrodes, de l'électricien.

Il s'agit de réaliser une densité de courant donnant un intérêt pratique à la pile, sans que la force électromotrice ne baisse de plus de 15 à 30 %, par exemple sous l'effet d'une cinétique trop lente.

Une densité de courant de 10 milliampères par cm^2 d'électrode est faible, et conduit à des volumes spécifiques importants ; une densité de courant de 1 ampère par cm^2 , au contraire, est très satisfaisante.

Tel est le domaine de 1 à 100 dans lequel se livre la bataille. Pour livrer cette bataille, étudier l'effet des catalyseurs, perfectionner les techniques, il est indispensable de revenir à l'étude des microphénomènes.

Avant d'étudier leur cinétique, nous avons pensé indispensable d'examiner une analyse des phénomènes à l'équilibre. La suite de cette étude présente dans l'état de notre propre documentation une tentative d'exposé de quelques idées actuelles, liées à une analyse fine, précise et moderne de l'équilibre électrochimique à la surface interphase, en vue de rendre possible l'abord ultérieur du problème cinétique.

Après dépouillement d'une importante bibliographie, il nous semble apparent que même aux conditions d'équilibre (débit nul) l'interprétation microscopique des faits n'est pas présentée d'une façon unique par les théoriciens. Bien entendu, l'accord

entre les mesures de différences de potentiel à l'équilibre et les théories thermodynamiques est excellent, et l'accord international sur cette situation est excellent ; c'est à partir de l'examen des structures fines que les opinions semblent moins unanimes. Cette situation, sans inconvénient pour les études de tension à circuit ouvert, est naturellement plus dangereuse pour l'abord de la cinétique.

Notre attention a été attirée sur cette situation par les difficultés apparentes soulevées par la définition des potentiels électrochimiques, et par le fait que, finalement, les électrochimistes ont dû se résoudre à une date récente à choisir une origine arbitraire pour l'expression des potentiels électrochimiques, origine décidée par convention internationale, en dehors des données physiques du problème.

C'est ainsi que tous les potentiels électrochimiques sont exprimés en prenant arbitrairement pour zéro le potentiel d'une électrode à hydrogène bien définie. Cette observation conduit évidemment à se demander comment est formée la notion de potentiel d'équilibre électrochimique.

L'exposé qui suit est essentiellement tiré des ouvrages récents publiés par BOCKRIS [9] et du traité de thermodynamique de GUGGENHEIM [10].

Sans être certains que ces conceptions soient les seules admises, ni même les meilleures, nous les avons choisies car elles nous ont paru les plus précises et les plus cohérentes parmi celles dont nous avons disposé.

La relation fondamentale de l'équilibre des piles est l'équation de Gibbs-Helmholtz :

$$\Delta H = F \left(T \frac{\partial E}{\partial T} - E \right)$$

dans laquelle :

ΔH est la variation d'enthalpie de la réaction chimique globale de la pile, correspondant à la circulation d'un faraday (96 500 coulombs) ;

T est la température constante de la pile ;

E est la force électromotrice d'équilibre (à circuit ouvert) ;

$\frac{\partial E}{\partial T}$ est son coefficient de température.

Cette équation exprime globalement le principe de la conservation de l'énergie, pour les très faibles débits au voisinage de l'équilibre réversible.

En vue de l'étude de la cinétique, il est nécessaire d'examiner comment se forme cette force électromotrice E .

Dans ce but, il faut mettre en œuvre les notions de potentiels chimiques et électrochimiques.

Considérons une phase homogène formée d'un certain nombre de constituants, chacun consistant en une population de particules identiques, électriquement neutres ; on définit dans cette phase les potentiels μ_i de ces constituants par les relations :

$$dU = T dS - P dV + \sum_i \mu_i d n_i$$

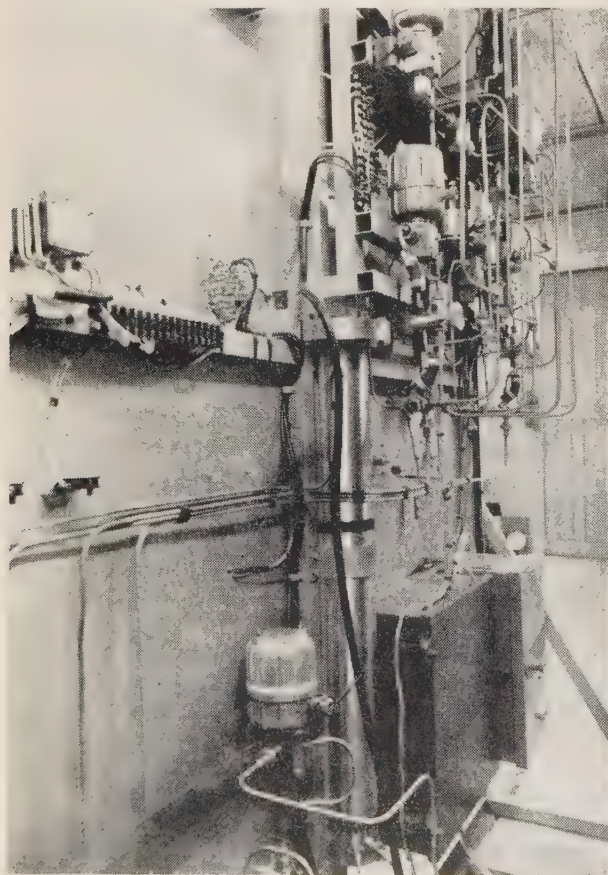


FIG. 5. — Pile à combustible expérimentale pour l'étude des réactions électrochimiques jusqu'à 100 atmosphères et 200 °C (Laboratoire du Professeur Bonnemay — C.N.R.S. et C.A.S.D.N.).

avec :

U énergie totale de la phase,

T, S, P, V , grandeurs traditionnellement représentées par ces lettres dans les traités de thermodynamique,

n_i concentration moléculaire du constituant i ;

μ_i potentiel chimique de ce constituant, est une grandeur intensive, comme la pression ou la densité, indépendante des dimensions de la phase.

L'un des intérêts essentiels de cette notion est que l'équilibre d'un constituant sur la surface de séparation de deux phases est réalisé lorsque le potentiel chimique de ce constituant a même valeur dans les deux phases. Dans ces conditions, le flux moyen des particules i traversant l'interphase est statistiquement nul.

Dans les réactions électrochimiques, certains constituants sont formés de corpuscules chargés électriquement (ions, électrons) ; leur potentiel reste naturellement défini par la même équation ; on le nomme alors potentiel électrochimique, pour souligner la part prise à son établissement par les champs électriques macroscopiques, qui n'exercent aucune force sur les corpuscules neutres.

Ce potentiel électrochimique d'un constituant électriquement chargé dépend donc :

1° De la composition chimique de la phase ;

2° De son état électrique.

En effet une particule chargée située à l'intérieur de la phase est soumise à deux groupes de forces :

Les forces résultant des charges électriques macroscopiques pouvant exister à la surface de la phase ;

Les forces résultant des actions à courtes distances dues au voisinage de la particule avec les autres particules constituant la phase. Le potentiel électrochimique tel qu'il a été défini plus haut découle naturellement de la somme des travaux effectués par toutes ces forces, notamment dans un déplacement qui amène la particule i étudiée de l'extérieur à l'intérieur de la phase. Il en résulte qu'en général le potentiel électrochimique d'une particule à l'intérieur d'une phase dépend de la nature de la particule et de celle de la phase.

De là naît une difficulté fondamentale pour définir la différence de potentiel entre deux conducteurs de compositions chimiques différentes. En effet, l'énergie nécessaire pour déplacer une particule de l'intérieur d'un conducteur jusqu'à l'intérieur de l'autre dépend de la nature de la particule ; cette remarque essentielle s'oppose à l'application des lois de l'électrostatique pour définir et calculer la d.d.p. entre conducteurs de compositions chimiques différentes. Cette remarque, généralement ignorée en électrotechnique, est essentielle en électrochimie.

Deux autres faits doivent être notés :

1° Il n'existe pas de méthode électrique expérimentale permettant de mesurer la différence de potentiel entre deux conducteurs chimiquement différents, par exemple une électrode métallique et un bain d'électrolyte.

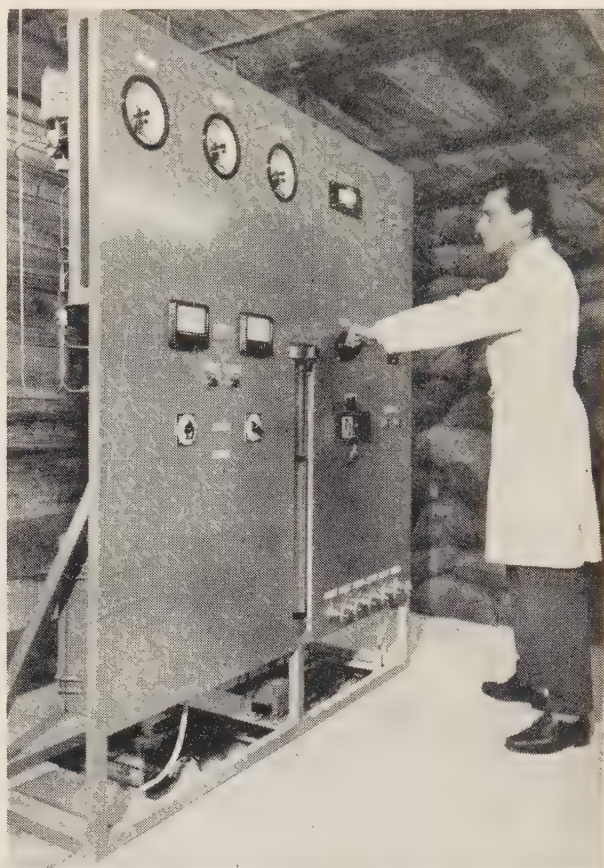


FIG. 6. — Pile à combustible expérimentale pour l'étude des réactions électrochimiques jusqu'à 100 atmosphères et 200 °C (Laboratoire du Professeur Bonnemay — C.N.R.S. et C.A.S.D.N.).

2° Au contraire, la différence de potentiel entre deux conducteurs chimiquement identiques peut être définie et mesurée électriquement sans difficulté.

En effet, le travail des forces d'origine chimique s'élimine lors du transfert d'une particule quelconque, de l'intérieur du premier conducteur jusqu'à l'intérieur du second. Donc, la différence de potentiel entre les deux masses conductrices est indépendante du choix de la particule.

C'est cette différence de potentiel (entre les extrémités d'un fil conducteur homogène) que l'on mesure par la méthode potentiométrique, ou à l'aide du volt-mètre. Elle est nommée d.d.p. de Galvani.

Dans le cas des piles, il en résulte que la seule différence de potentiel définie avec rigueur, et mesurable avec précision, est celle qui existe entre les deux bornes d'un même métal respectivement en contact avec les électrodes positives et négatives de la pile.

On déduit de ce qui précède que la notion de différence de potentiel entre milieux chimiquement différents ne doit être utilisée qu'avec d'extrêmes précautions, et le plus rarement possible.

Cette situation explique pourquoi les électrochimistes ont été contraints de choisir arbitrairement le potentiel de l'électrode à hydrogène pour origine de toutes leurs mesures.

Des considérations théoriques complexes et des mesures non électriques (par électro-capillarité, notamment) permettent de dire que le potentiel dit

« absolu » de l'électrode à hydrogène par rapport à l'électrolyte est de + 0,2 volt. Cette valeur est connue avec une erreur possible de $\pm 15\%$ (soit 0,03 volt).

Pour les mêmes raisons, il n'est pas possible de raccorder les mesures de potentiels électrochimiques faites avec d'autres solvants que l'eau, ou avec des sels fondus, aux mesures faites en milieu aqueux. Ainsi sont soulignées des difficultés peu familières aux électrotechniciens.

1. Les équilibres aux interphases

Les équilibres réversibles aux interfaces, qui nous intéressent, résultent d'un équilibre statistique entre des mouvements de particules qui traversent librement l'interface dans les deux sens. L'équilibre ainsi défini des échanges de particules i entre deux phases α et β , à travers l'interface perméable qui les sépare, est régi par l'équation de base :

$$\mu_i^\alpha = \mu_i^\beta$$

exprimant l'égalité des potentiels électrochimiques du constituant i de part et d'autre de la surface de séparation. Lorsque cette condition est réalisée, le flux moyen des particules traversant l'interphase est nul.

En règle générale, la réalisation de cet équilibre exige la création d'un champ électrique sur la surface de séparation des phases, engendré par une double couche superficielle de charges positives et négatives ; cette double couche donne à l'interphase toutes les propriétés d'un condensateur, dont on peut d'ailleurs mesurer la capacité. On peut ainsi concevoir ce système, dans lequel une différence de pression de particules, d'origine chimique, est équilibrée par une différence de pression électrique engendrée par les charges superficielles dont la présence est nécessaire pour que l'équilibre soit réalisé. Dès qu'il l'est, le courant moyen traversant la surface s'annule.

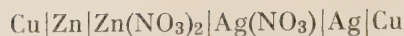
La réalité physique de ce mécanisme peut être démontrée de diverses manières :

La capacité de la couche double électrisée à l'interphase métal-électrolyte est mesurable ; elle est de l'ordre de 20 microfarads par centimètre carré. Dans le cas d'un interface mercure-liquide électrolytique, les forces mécaniques dues à la présence des charges superficielles sont mesurables sous formes de variations de la tension superficielle du mercure (électrocapillarité).

Cet équilibre par égalité de potentiels électrochimiques est la clé de la compréhension du mécanisme des équilibres électrochimiques et des échanges d'énergie au voisinage des conditions de réversibilité.

2. L'équation des piles réversibles

La tension à vide entre leurs bornes est définie et calculable. Considérons par exemple la pile simple définie par la chaîne :



Solution I Solution II

Sa force électromotrice est mesurable sous forme d'une différence de potentiel bien définie entre les deux bornes en cuivre.

Elle est calculable en écrivant successivement l'équilibre des porteurs de charges aux cinq interfaces marqués par des traits verticaux.

Nous ne développerons pas ici ces calculs qui, suivant les interfaces, font intervenir successivement les électrons et les ions Zn^{++} , Ag^+ et NO_3^- . Nous nous bornerons à faire remarquer que les transports d'ions aux interfaces mettent en œuvre l'énergie chimique qui nous intéresse ; que les équilibres des électrons aux jonctions métal/métal forment la différence de potentiel de Peltier ; enfin, le potentiel chimique des électrons dans un métal est l'opposé de leur travail de sortie ou travail d'extraction. Ce potentiel chimique des électrons est aussi le potentiel de Fermi dans ce métal.

3. Notions de cinétique électrochimique

La vitesse de réaction électrochimique est proportionnelle à la densité du courant aux électrodes, car un électron circule dans le circuit extérieur pour chaque ion monovalent qui réagit. Or la cause essentielle de chute de tension en charge est la polarisation d'activation.

Elle résulte du fait que seuls entrent en réaction les ions possédant une énergie supérieure à une valeur minimale nommée « énergie d'activation ».

Une fraction de la d.d.p. de l'interphase peut être utilisée pour accroître l'énergie des ions présents et ainsi augmenter la fréquence des réactions élémentaires et la densité de courant. Par ce mécanisme, on peut expliquer la relation existant entre le courant débité et la chute de tension correspondante. Au voisinage de l'équilibre cette loi est linéaire et détermine l'existence d'une « résistance interne » dont la nature, non ohmique, est liée au mécanisme électrochimique aux électrodes. C'est pourquoi cette résistance interne apparente peut être diminuée par la présence de catalyseurs agissant sur la vitesse de réaction. C'est là un des points cruciaux de l'étude des piles à combustibles.

Cette étude est rendue malaisée par les mauvaises connaissances que nous avons des points suivants :

- 1) Le champ électrique aux électrodes est mal connu ;
- 2) L'action de ce champ sur l'énergie des ions, et le mécanisme d'activation, sont mal connus ;
- 3) Le mécanisme de l'action des catalyseurs est aussi mal connu.

De cette situation résulte évidemment la nécessité de recherches de bases opiniâtres.

4. Résultats pratiques actuels

Les piles utilisant comme combustible l'hydrogène et fonctionnant à une température inférieure à 100 °C, sont pratiquement au point au laboratoire. Le moment est proche où de telles piles pourront effectivement alimenter des équipements électroniques militaires de quelques kilowatts. Le silence total de telles piles compense les désagréments et le prix de l'hydrogène employé comme combustible.

Dans ces piles, deux électrodes poreuses, imprégnées de catalyseurs convenables, sont en contact par une face avec l'électrolyte et par l'autre face avec l'hydrogène pour l'une, l'air pour l'autre.

Des études sont en cours pour substituer à l'hydrogène des combustibles plus agréables.

On envisage notamment l'usage de corps organiques solubles dans l'eau, tels que les alcools, qui pourraient constituer des combustibles électrochimiques acceptables. Les produits pétroliers normaux réagissent difficilement aux basses températures, semble-t-il.

D'autres études se poursuivent sur des piles fonctionnant vers 500 à 700 °C, à l'aide de sels fondus comme électrolyte. A cette température élevée, de nombreux gaz deviennent électrochimiquement actifs, notamment l'oxyde de carbone, le gaz à l'eau, le gaz naturel, de nombreux produits pétroliers gazeux à ces températures. Mais de difficiles problèmes de corrosion et de tenue en service prolongé à ces températures élevées restent à résoudre.

L'emploi des piles froides à l'hydrogène entrera sous peu en applications militaires.

Les piles froides à combustibles liquides exercent une grande fascination en vue des applications à la locomotion (navires, locomotives, et surtout automobiles). Aucune solution d'avenir rapproché ne semble en vue aujourd'hui.

L'emploi de grandes piles chaudes (700 °C) fonctionnant au gaz naturel et fournissant le courant continu à basse tension utilisé dans les cuves d'électrolyses (préparation de l'aluminium, du chlore, etc.) ne semble pas entièrement utopique à échéance de quelques années.

Enfin une autre voie est encore explorée actuellement pour les applications militaires.

Elle consiste à considérer la pile comme l'extrémité réceptrice d'un système de transport d'énergie spécialement adapté à certains problèmes militaires.

A terre, l'énergie électrique conventionnelle est convertie par voie électrochimique en un combustible électrochimiquement actif, léger et transportable, par exemple un métal tel que Na, Al ou Mg.

Le sodium, considéré comme « porteur d'énergie » est très aisément oxydé dans une pile bien plus facile à construire qu'une pile au pétrole. Le problème de l'électrode à oxygène ou à air doit néanmoins recevoir une bonne solution.

La marine américaine envisage la propulsion de petits sous-marins par pile sodium-oxygène.

Une pile expérimentale de 75 kW est aux essais.

Ainsi qu'on vient de le voir, l'ensemble du domaine des piles à combustibles offre de beaux espoirs, de nouvelles techniques industrielles et un vaste champ de travail aux esprits curieux, scientifiques et inventifs.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] FUEL CELLS — Industrial and Engineering Chemistry, Avril (1960).
- [2] FUEL CELLS — Fuel Cells Research Associate, P.O. Box 157, Cambridge, Mass. (1960).
- [3] YOUNG G.J. — Fuel Cells, Reinhold, New York (1960).
- [4] GUIDÉE P. — Aspects physico-chimiques de la pile à combustible. *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, Décembre (1960).
- [5] EMSCHWILLER G. — *Traité de Chimie Physique*. Presses Universitaires de France, Paris (1959).
- [6] AUDUBERT R. — *Electrolyse*. Presses Universitaires de France (1953).
- [7] CHARLOT G. — *Les Réactions Electrochimiques*, Masson Paris (1959).
- [8] BONNEMAY M. — Quelques possibilités de développement des générateurs électrochimiques. *Bulletin de la Société Française des Electriciens*, Mars (1961).
- [9] BOCKRIS J. — *Modern aspects of Electrochemistry*. Volume I. Butterworths, Londres (1954).
- [10] GUGGENHEIM E.A. — *Thermodynamics*. North Holland, Amsterdam (1957).

LA CONVERSION D'ÉNERGIE THERMO-PHOTO-ÉLECTRIQUE*

PAR

A. FORTINI

*Laboratoire Central des Industries Electriques
Fontenay-aux-Roses*

1. Introduction

Jusqu'ici l'application de l'effet photovoltaïque des semiconducteurs à la conversion de l'énergie du rayonnement électromagnétique en énergie électrique a été surtout étudiée dans le cas de l'énergie solaire et de récepteurs au silicium [1] à [9]. Les rendements de conversion obtenus dépassent rarement 10 %, mais l'intérêt d'une telle opération réside dans le fait que l'énergie incidente est absolument gratuite. Les meilleures cellules photovoltaïques que l'on sait fabriquer ont un rendement de 25 %. D'autre part, seuls les photons incidents dont l'énergie dépasse la valeur E_g de la bande interdite du matériau semiconducteur utilisé peuvent exciter une paire électron-trou débitée ensuite dans le circuit d'utilisation. Il en résulte qu'une fraction seulement de l'énergie disponible peut être transformée. Ce « rendement d'adaptation » peut être évalué simplement en assimilant le soleil à un corps noir dont la température serait d'environ 6 000 °K. Posons :

$$u = \frac{h\nu}{kT_s}$$

(voir tableau ci-dessous pour les notations utilisées). L'énergie incidente par unité de surface est proportionnelle à l'intégrale de la fonction de Planck :

$$\int_0^\infty \frac{u^3 du}{e^u - 1}$$

tandis que l'énergie effectivement transformable en paires électron-trou est proportionnelle, avec le même coefficient, à :

$$u_g = \int_{u_g}^\infty \frac{u^2 du}{e^u - 1} \quad \text{avec } u_g = \frac{E_g}{kT_s}$$

Le rendement d'adaptation a donc pour valeur :

$$\rho_a(u_g) = \frac{u_g \int_{u_g}^\infty \frac{u^2 du}{e^u - 1}}{\int_0^\infty \frac{u^3 du}{e^u - 1}}$$

La fonction $\rho_a(u_g)$ a été étudiée par W. SCHOCKLEY et H.J. QUEISSER [10]. Elle présente un maximum de 0,44 pour $u_g = 2,2$. Dans le cas du soleil où $T_s = 6\,000$ °K, cela correspond à :

$$E_g = 1,14 \text{ eV}$$

ce qui explique le choix du silicium ($E_g = 1,09$ eV) comme matériau de base dans les piles solaires.

Le meilleur rendement que l'on puisse espérer est donc d'environ

$$0,25 \times 0,44 = 0,11$$

L'énergie incidente du soleil au zénith est de

* Le travail présenté ici a été effectué sur contrat du Laboratoire Central des Industries Electriques avec la Délégation Générale à la Recherche Scientifique.

100 mW/cm² au niveau de la mer. La puissance utilisable au m² est donc de :

$$10^4 \times 0,1 \times 0,1 = 100 \text{ W}$$

On voit que le rapport de la puissance installée à l'encombrement est médiocre, cela étant dû en partie au manque d'adaptation entre le soleil et le récepteur. Quoique diverses solutions [9] soient à l'étude pour tenter d'améliorer ρ_a , on a proposé récemment d'utiliser l'effet photovoltaïque à la transformation de l'énergie rayonnée par une source terrestre que l'on pourrait adapter au récepteur. On réaliserait ainsi une « pile thermo-photo-électrique » dans laquelle le rapport de la puissance à l'encombrement ou au poids pourrait être bien meilleur que dans les piles solaires.

Dans ce qui suit, nous étudions d'abord le récepteur, constitué par une structure PIN, dont nous calculerons les caractéristiques d'utilisation dans un modèle simplifié. Nous exposons ensuite le principe de la pile thermo-photo-électrique actuellement à l'étude au Laboratoire Central des Industries Electriques en étudiant plus particulièrement le problème de l'adaptation de la source. Auparavant, nous rappelons les hypothèses qui sont à la base de la théorie de la jonction PN [11] [12] et nous donnons un traitement simplifié de l'effet photovoltaïque. Nous admettons que les phénomènes envisagés ne dépendent que de la coordonnée x perpendiculaire aux couches constituant la photocellule supposée de surface unité.

La signification des notations utilisées est rappelée dans le tableau ci-dessous :

NOTATIONS UTILISÉES	
h	constante de Planck
k	constante de Boltzmann
q	charge de l'électron
ε	constante diélectrique du milieu
T	température thermodynamique
T_s	température thermodynamique de la source
λ, ν	longueur d'onde, fréquence du rayonnement de la source
a, r	coefficient d'absorption, coefficient de réflexion du récepteur
E_g	largeur de la bande interdite
ξ_c	énergie des électrons au minimum de la bande de conduction
M_c, M_v	dégénérescence de la bande de conduction, de valence
P, N	densité des accepteurs, des donneurs
F_0	niveau de Fermi
F_{0P}, F_{0N}, F_{0I}	niveau de Fermi dans un milieu P, N, I
F_p, F_n	pseudo-niveau de Fermi des trous, des électrons

λ_D	longueur de Debye
p, n	densité des trous, des électrons
n_i	densité intrinsèque
$p_0, n_0, \delta p, \delta n$	densité à l'équilibre, densité en excès des trous, des électrons
g	densité de paires électron-trou injectées par unité de temps
Φ_0	flux de photons incidents
D_p, D_n	coefficient de diffusion des trous, des électrons
D_P, D_N, D_I	coefficient de diffusion ambipolaires dans le milieu P, N, I
L_P, L_N, L_I	longueur de diffusion ambipolaire dans le milieu P, N, I
μ, D	valeur commune de la mobilité et du coefficient de diffusion des électrons et des trous, supposés égaux
W_P, W_N, W_I	épaisseur de la région P, N, I
τ_P, τ_N, τ_I	durée de vie des paires électron-trou dans la région P, N, I
I_0, I_{cc}, I_L, I	courant de saturation, courant de court-circuit, courant de génération, courant de régime par unité de surface du récepteur
V_0, V	tension à vide, tension de régime du récepteur
E	champ électrique
R_s	résistance équivalente série pour un récepteur de surface unité
ρ_c	rendement du récepteur
ρ_a	rendement de l'adaptation source-cellule

2. La jonction PN

Dans un semiconducteur homogène, à l'équilibre thermodynamique, les densités d'électrons et de trous satisfont à la loi bien connue [12] :

$$n_0 p_0 = n_i^2$$

où

$$n_i = (M_c M_v)^{1/2} \exp \left(- \frac{E_g}{2 k T} \right) \tag{1}$$

est la concentration intrinsèque.

Si en outre, P et N sont les densités d'accepteurs et de donneurs, supposés tous ionisés, la condition de neutralité de charge donne :

$$p_0 - n_0 + N - P = 0 \tag{2}$$

Considérons maintenant une structure constituée par la juxtaposition d'un semiconducteur ne contenant que des accepteurs, de densité P , et d'un semiconducteur ne contenant que des donneurs de densité N . Le premier est dit de type P, le second de type N. On suppose que le réseau de base du germanium est

parfaitement continu au point de jonction. Dans une telle structure, les électrons et les trous ont tendance à passer par diffusion du milieu où ils sont majoritaires vers le milieu de type opposé. Il en résulte une charge d'espace et l'établissement d'un champ électrique qui tend à s'opposer à cette diffusion. A l'équilibre thermodynamique, un tel milieu est donc caractérisé par l'existence d'une barrière de potentiel localisée au point de jonction des deux matériaux et dont l'étendue est de l'ordre de la longueur de Debye (fig. 1)

$$\lambda_D = \left(\frac{\varepsilon k T}{q^2 |N - P|} \right)^{1/2}$$

λ_D est voisin du micron dans le germanium intrinsèque. Pour $|N - P| \simeq 10^{17}$, sa valeur tombe à $10^{-2} \mu$. En général, la région de charge d'espace a une extension très faible par rapport aux autres longueurs caractéristiques qui interviennent dans le problème.

A une distance de la jonction supérieure à λ_D , le milieu est homogène et la charge d'espace y est très faible. D'après (1) et (2), on aura donc dans le milieu de type P, à l'équilibre, si $P \gg n_i$:

$$p_0 \cong P \quad n_0 \cong \frac{n_i^2}{P}$$

De même, si $N \gg n_i$, on aura, dans le milieu N :

$$n_0 \cong N \quad p_0 \cong \frac{n_i^2}{N}$$

Si l'on applique une tension entre les deux extrémités d'une jonction PN, on crée un état hors d'équilibre pour les électrons et les trous. La tension est dite *directe* si elle est d'un signe tel que la hauteur de barrière soit diminuée, favorisant ainsi le passage des porteurs majoritaires d'un milieu vers l'autre. Il y a circulation d'un courant important.

La tension est dite *inverse* si son signe est tel que la hauteur de barrière soit augmentée. Dans ce cas, seuls les porteurs minoritaires sont entraînés au voisinage de la barrière. D'où un léger courant appelé courant inverse ou courant de saturation.

Les états hors d'équilibre des électrons et des trous sont décrits par le concept de « pseudo-niveau » de Fermi [11]. En d'autres termes, la densité de population du niveau électronique ξ_c de dégénérescence M_c qui, à l'équilibre, a pour valeur :

$$n_0 = \frac{M_c}{1 + \exp \frac{\xi_c - F_0}{k T}}$$

s'écrit, en dehors de l'équilibre :

$$n = \frac{M_c}{1 + \exp \frac{\xi_c - F_n}{k T}}$$

où $F_n \neq F_0$

Nous nous placerons toujours dans le cas où le semiconducteur considéré n'est pas dégénéré. $\xi_c - F_0$ et $\xi_c - F_n$ sont alors de l'ordre de plusieurs $k T$, de sorte que l'on peut se contenter des formules approchées :

$$\begin{aligned} n_0 &= M_c \exp \left(- \frac{\xi_c - F_0}{k T} \right) \\ n &= M_c \exp \left(- \frac{\xi_c - F_n}{k T} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

Si le milieu est hors d'équilibre, la tension qui existe entre deux points 1 et 2 est :

$$V_{12} = - \frac{1}{q} (\Delta \xi_{c1} - \Delta \xi_{c2})$$

$\Delta \xi_{c1}$ et $\Delta \xi_{c2}$ étant les variations des énergies électroniques en 1 et 2. Il revient au même de considérer l'écart entre les positions d'équilibre des niveaux de Fermi F_{01} et F_{02} :

$$V_{12} = - \frac{1}{q} (F_{01} - F_{02})$$

Rappelons d'autre part les expressions classiques des courants d'électrons et de trous :

$$I_n = q D_n \frac{dn}{dx} + q \mu_n n E \quad (4)$$

$$I_p = - q D_p \frac{dp}{dx} + q \mu_p p E$$

La théorie élémentaire de la jonction PN repose sur les remarques suivantes :

— L'épaisseur de la barrière est négligeable par rapport aux longueurs de diffusion. En particulier, on néglige la variation des pseudo-niveaux de Fermi à la traversée de la barrière.

— A l'intérieur de la barrière, les porteurs entraînés par le champ électrique élevé qui y règne (de l'ordre de 10^4 à 10^6 V/cm) n'ont pas le temps de se recombiner.

— En dehors de la barrière, les champs électriques sont au plus de l'ordre de $\frac{k T}{q L_P}$ (ou $\frac{k T}{q L_N}$) et les charges d'espaces de l'ordre

$$q \left(\frac{\lambda_D}{L_P} \right)^2 \delta n$$

où δn est la densité paires électron-trou en excès. Comme $(\lambda_D/L_P)^2$ est toujours de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-6} la charge d'espace est absolument négligeable. En dehors de la barrière nous écrirons donc toujours :

$$\delta n \cong \delta p$$

— Lorsque $P \gg n_i$ et $M \gg n_i$ les courants de porteurs minoritaires de part et d'autre de la barrière sont nécessairement des courants de diffusion.

A partir de ces diverses remarques on établit l'équation caractéristique bien connue de la jonction PN :

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (5)$$

où

$$I_0 = q n_i^2 \left(\frac{D_P}{P L_P} + \frac{D_N}{N L_N} \right) \quad (6)$$

est le courant de saturation.

3. L'effet photovoltaïque

Les mêmes remarques conduisent à la théorie élémentaire de l'effet photovoltaïque [2] [5] [6]. Supposons qu'à l'aide de radiations de longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde du seuil d'absorption nous créons uniformément g paires électrons-trous par unité de volume dans une structure PN. Les électrons créés dans la région P et les trous créés dans la région N diffusent vers la barrière de potentiel qu'ils franchissent, et passent dans le circuit extérieur. Le système est susceptible de fournir de l'énergie. Nous allons déterminer son équation caractéristique dans le cas simple où les régions N et P s'étendent à plus d'une longueur de diffusion de part et d'autre de la barrière.

Soit A un point voisin de la barrière dans le milieu P, B un point voisin de la barrière dans le milieu N (fig. 1). A et B sont supposés infiniment près de l'origine.

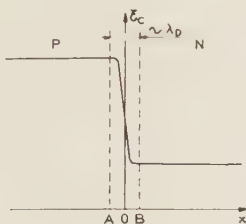


FIG. 1. — Allure de l'énergie des électrons de conduction dans une jonction P.N.

La variation des pseudo-niveaux de Fermi entre A et B étant négligeable, on établit aussitôt que les densités d'électrons n_A , n_B et de trous p_A , p_B , sont dans le rapport :

$$\frac{n_A}{n_B} = \frac{p_B}{p_A} = \frac{n_i^2}{PN} \exp \frac{qV}{kT} \quad \left[V = -\frac{1}{q} (F_{0P} - F_{0N}) \right]$$

Comme $n_B \cong N$ et $p_A \cong P$ on a encore :

$$n_A = \frac{n_i^2}{P} \exp \frac{qV}{kT}; \quad p_B = \frac{n_i^2}{N} \exp \frac{qV}{kT} \quad (7)$$

En A, le courant de porteurs minoritaires est un

courant de diffusion. Pour le déterminer il faut résoudre l'équation de conservation de la densité δn d'électrons en excès. Dans l'hypothèse de la quasi neutralité de charge, cette équation doit être écrite en faisant intervenir le coefficient de diffusion ambipolaire [3] dans la région P :

$$D_P \frac{d^2 \delta n}{dx^2} - \frac{\delta n}{\tau_P} + g = 0$$

La solution de cette équation pour $x < 0$, qui satisfait aux conditions aux limites (7) et telle que $\delta n = g \tau_P$ pour $x = -\infty$, est :

$$\delta n = \left(n_A - \frac{n_i^2}{P} - g \tau_P \right) \exp \frac{x}{L_P} + \left(\frac{n_i^2}{P} + g \tau_P \right)$$

D'où le courant d'électrons en A :

$$I_{nA} = q D_P \left(\frac{d \delta n}{dx} \right)_{x=0} - q n_i^2 \frac{D_P}{P L_P} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) - q g L_P$$

Puisque nous négligeons les recombinaisons dans la barrière, le courant de trous en A est égal au courant de trous en B. Or, de même que le courant d'électrons en A, le courant de trous en B est un courant de diffusion et, de façon analogue, on trouverait :

$$I_{pB} = q n_i^2 \frac{D_N}{N L_N} \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) - q g L_N$$

Il en résulte que le courant total est donné par :

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) - q g (L_N + L_P) \quad (8)$$

où I_0 est le courant de saturation défini par (6). A l'équilibre $g = 0$, et $I = V = 0$. Lorsque $g \neq 0$, le fonctionnement en générateur correspond à :

$$V > 0, \quad I < 0$$

Le courant de charge circule dans le sens inverse de la théorie habituelle de la diode, tandis que la tension correspond au sens direct. Il est commode de changer le sens positif du courant dans le circuit de débit de façon à le compter positivement dans le même sens que la tension appliquée à la charge. L'équation (8) s'écrit alors :

$$I = q g (L_N + L_P) - I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (9)$$

Pour $V = 0$, nous obtenons :

$$I = I_{cc} = I_L = q g (L_N + L_P) \quad (10)$$

I_{cc} est le courant de court-circuit, égal, dans le cas présent, au courant de génération I_L .

De même, pour $I = 0$, on trouve

$$V = V_0 = \frac{kT}{q} \log \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right) \tag{11}$$

V_0 est la tension à vide.

Sur la figure 2 nous avons représenté la caractéristique et le schéma équivalent de la cellule photovoltaïque fonctionnant en générateur. La caractéristique n'est autre que la courbe représentative de l'équation :

$$I = I_L - I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \tag{12}$$

dans le premier quadrant.

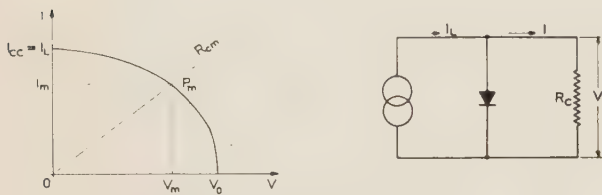


FIG. 2. — Caractéristique et schéma équivalent d'une cellule photovoltaïque P.N.

Le générateur de courant débite le courant I_L dans l'impédance de charge R_c shuntée par la diode PN branchée dans le sens direct.

La puissance débitée dans le circuit d'utilisation présente un maximum pour un certain point P_m (V_m , I_m) de la caractéristique. V_m est défini par l'équation :

$$\frac{d}{dV} (VI) = I + V \frac{dI}{dV} = 0$$

La résistance de charge $R_{cm} = \frac{V_m}{I_m}$ réalise l'adaptation optimale.

Nous voyons sur ce modèle simple que la puissance utilisable sera d'autant plus élevée que V_0 et I_L seront eux-mêmes plus grands. V_0 présente une limitation absolue égale à E_g/q . En effet, dans une diode idéale où n'auraient lieu que des recombinaisons radiatives le flux de photons d'énergie E_g qui contribue au courant I est nécessairement :

$$\frac{I}{q}$$

Par suite, la puissance dépensée par la source dans la cellule est :

$$\frac{I}{q} E_g$$

Le rendement étant au plus égal au rendement de Carnot :

$$\frac{IV}{\frac{I}{q} E_g} < 1$$

$$V < \frac{E_g}{q}$$

quel que soit le régime de fonctionnement.

I_L est essentiellement limité par les recombinaisons en volume et en surface. En fait, il n'y a qu'une faible bande dans le spectre du rayonnement incident qui contribue efficacement au courant de court-circuit. Ce sont les longueurs d'onde pour lesquelles

$$a(\lambda) \simeq \frac{1}{W_N}$$

W_N étant l'épaisseur de la région N, supposée exposée au rayonnement. Les grandes longueurs d'onde sont perdues par transparence, les petites par recombinaison en surface. En outre, la durée de vie des paires électron-trou dans les matériaux P et N, en général très dopés ($P, N > 10^7/\text{cm}^3$ dans le germanium), n'est pas supérieure à $10 \mu\text{s}$.

Pour ces dernières raisons, on est conduit à intercaler entre les régions P et N une région intrinsèque où la durée de vie peut être élevée (de $500 \mu\text{s}$ à $1\,000 \mu\text{s}$) et dont l'épaisseur peut être « adaptée » à la source tout en restant inférieure à une longueur de diffusion. On aboutit ainsi à la jonction P I N que nous allons maintenant étudier plus en détail.

Remarque : Si les régions P et N ont moins d'une longueur de diffusion d'épaisseur les équations (9), (10) sont encore valables à condition de faire intervenir les longueurs de diffusion effectives, égales par exemple à W_P et W_N si les vitesses de recombinaison en surface sont nulles ; à $\frac{1}{2} W_P$ et $\frac{1}{2} W_N$ si les vitesses de recombinaison en surface sont infinies.

4. La cellule photovoltaïque P I N

Une cellule P I N est constituée par la juxtaposition d'un matériau P, d'un matériau intrinsèque I et d'un matériau N (fig. 3). Ce dernier, supposé exposé au rayonnement, est d'épaisseur minimale (quelques microns). Si l'épaisseur W_I de la région I est inférieure à une longueur de diffusion, le comportement d'une telle cellule n'est pas foncièrement différent de celui d'une jonction PN. Le système répond encore à une équation du type (12) si l'on conserve les hypothèses du § 2 en ce qui concerne les barrières PI et IN. Il nous suffit donc d'en déterminer les caractéristiques de fonctionnement en générateur, c'est-à-dire la tension à vide et le courant de court-circuit.

A — TENSION A VIDE

Pour plus de simplicité, supposons que les coefficients de diffusion des électrons et des trous soient partout égaux et que les deux parties PI et IN sont symétriques, c'est-à-dire que

$$D_P = D_N = D,$$
$$P = N ; \tau_P = \tau_N$$

Nous pourrions alors nous contenter de ne considérer par exemple que la jonction PI. L'origine est supposée au centre de la région I (fig. 3).

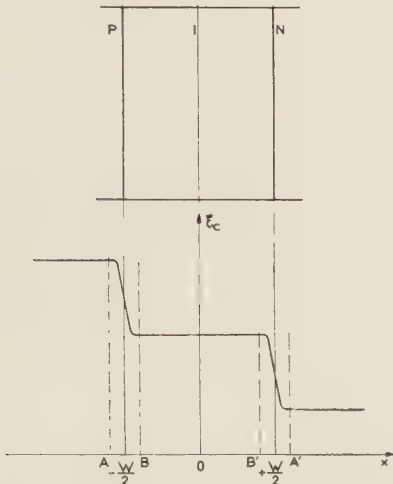


FIG. 3. — Allure de l'énergie des électrons de conduction dans une jonction PIN.

En A et B, de part et d'autre de la barrière PI, les pseudo-niveaux de Fermi des électrons et des trous ont les mêmes valeurs, ce qui permet d'écrire :

$$\frac{n_A}{n_B} = \frac{p_B}{p_A} = \frac{n_i}{P} \exp \left(- \frac{F_{0P} - F_{0I}}{k T} \right) = \alpha$$

où

$$\frac{V}{2} = - \frac{1}{q} (F_{0P} - F_{0I}) \text{ et } \alpha = \frac{n_i}{P} \exp \frac{qV}{2 k T}$$

D'autre part, la condition de quasi-neutralité de charge donne :

$$p_A = P + n_A$$
$$p_B = n_B$$

On en déduit :

$$n_A = n_B \alpha ; \quad p_A = \frac{p_B}{\alpha}$$
$$p_B = n_B = \frac{P \alpha}{1 - \alpha^2} \tag{13}$$

En l'absence de champ électrique, il est équivalent de dire que la charge d'espace est nulle ou que le courant de diffusion total est nul. Il nous suffit donc d'adjoindre aux conditions (13) l'équation

exprimant la conservation du courant d'électrons ou de trous.

Plaçons-nous encore dans le cas simple où l'on injecte g paires par unité de volume et par unité de temps en tout point de la structure et où les épaisseurs des régions P et N sont supérieures aux longueurs de diffusion L_P , L_N .

Comme il n'existe aucun champ électrique, la solution de l'équation de conservation compatible avec les conditions aux limites (13) s'écrit dans la région P $\left(x < - \frac{W_I}{2} \right)$, pour les électrons :

$$n = \frac{n_i^2}{P} + g \tau_P + (\Delta n_A - g \tau_P) e^{(x+W_I/2)/L_P}$$

avec

$$\Delta n_A = n_A - \frac{n_i^2}{P}$$

et dans la région I $\left(- \frac{W_I}{2} < x < \frac{W_I}{2} \right)$:

$$n = n_i + g \tau_I + \frac{\text{ch} (x/L_I)}{\text{ch} (W_I/2 L_I)} (\Delta n_B - g \tau_I)$$

avec

$$\Delta n_B = n_B - n_i$$

Le terme en $\text{ch} \frac{x}{L_I}$ provient de la symétrie du problème par rapport à l'origine.

Ecrivons que le courant de diffusion d'électrons se conserve à la traversée de la barrière :

$$\frac{q D}{L_P} (\Delta n_A - g \tau_P) = - \frac{q D}{L_I} (\Delta n_B - g \tau_I) \text{th} \frac{W_I}{2 L_I}$$

ou encore, en posant $\gamma = \text{th} \frac{W_I}{2 L_I}$:

$$\frac{\Delta n_A}{\sqrt{\tau_P}} + \gamma \frac{\Delta n_B}{\sqrt{\tau_I}} = g (\sqrt{\tau_P} + \gamma \sqrt{\tau_I}) \tag{14}$$

On trouverait la même relation en raisonnant sur les trous.

Si nous tenons compte des relations (13) :

$$\Delta n_A = \frac{P \alpha^2}{1 - \alpha^2} - \frac{n_i^2}{P}$$
$$\Delta n_B = \frac{P \alpha}{1 - \alpha^2} - n_i$$

nous trouvons simplement :

$$\left(\alpha - \frac{n_i}{P} \right) \left(\alpha - \frac{n_i}{P} + \gamma \sqrt{\frac{\tau_P}{\tau_I}} \right) = g \frac{\tau_P + \gamma \sqrt{\tau_P \tau_I}}{P} (1 - \alpha^2)$$

Dans cette équation, nous avons négligé n_i^2/P^2 et $\alpha n_i/P$ devant 1. Il est commode de résoudre par rapport à g :

$$g = \frac{P}{\tau_P + \gamma \sqrt{\tau_P \tau_I}} \frac{\left(\alpha - \frac{n_i}{P} \right) \left(\alpha - \frac{n_i}{P} + \gamma \sqrt{\frac{\tau_P}{\tau_I}} \right)}{1 - \alpha^2} \quad (15)$$

La figure 4 représente l'allure de la fonction $\alpha(g)$.

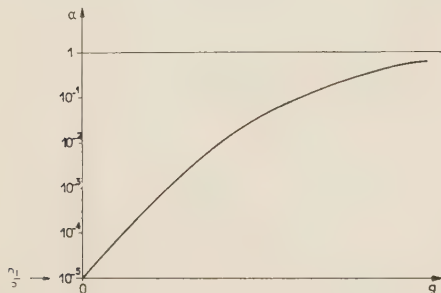


FIG. 4.

La tension en circuit ouvert de la cellule est donnée par :

$$V_0 = \frac{2 k T}{q} \log \frac{P \alpha}{n_i}$$

Si $g \rightarrow \infty$, nous voyons apparaître la limite $\alpha = 1$, soit :

$$V_{0m} = \frac{2 k T}{q} \log \frac{P}{n_i}$$

Dans le germanium on peut avoir

$$\frac{P}{n_i} \sim 10^5$$

avec des valeurs encore acceptables de τ_P . Dans ce cas, à $T = 300$ °K :

$$V_{0m} = 0,050 \times 5 \times 2,3 = 0,575 \text{ eV}$$

valeur notablement inférieure à la limite thermodynamique

$$E_g = 0,62 \text{ eV}$$

Notons d'autre part que si $\tau_P = 0$, on trouve :

$$\alpha = \frac{n_i}{P} \quad \text{ou} \quad V_0 = 0$$

quel que soit g : la tension en circuit ouvert est donc essentiellement limitée par la recombinaison dans les régions impures. Pratiquement il sera très difficile de dépasser la valeur $\alpha = 0,1$. On peut donc se

contenter de la formule approchée :

$$g = \frac{P}{\tau_P + \gamma \sqrt{\tau_P \tau_I}} \left(\alpha - \frac{n_i}{P} \right) \left(\alpha + \frac{n_i}{P} + \gamma \sqrt{\frac{\tau_P}{\tau_I}} \right)$$

Si $\tau_I \rightarrow \infty$, et $\alpha^2 \gg \frac{n_i^2}{P^2}$ (ou $V_0 > k T/q$), cette expression se simplifie encore et peut être résolue en α , d'où :

$$V_0 = \frac{k T}{q} \log \frac{g P}{n_i^2} \left(\tau_P + \frac{W_I}{2} \sqrt{\frac{\tau_P}{D}} \right)$$

Supposons que la puissance incidente soit de l'ordre de 10 W/cm^2 , g est de l'ordre de 10^{19} paires/cm³. Avec $\tau_P = 10^{-5} \text{ s}$, $D = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$, $W_I = 5 \times 10^{-3} \text{ cm}$, $P/n_i = 10^5$, on trouve

$$V_0 = 0,375 \text{ V}$$

Concluons que la tension en circuit ouvert que l'on peut atteindre dans une jonction PIN au germanium est de l'ordre de $\frac{1}{2} E_g$. Cette valeur a été effectivement observée au cours d'essais préliminaires effectués par M. BAUDUIN au Laboratoire Central des Industries Electriques.

B. COURANT DE COURT-CIRCUIT

Dans les mêmes hypothèses que précédemment, calculons le courant de court-circuit de la jonction P I N. Les recombinaisons étant importantes dans les régions P et N, on ne commet pas d'erreur appréciable en supposant que la région intrinsèque est seule excitée.

En court-circuit, le courant de diffusion de trous en B (fig. 3) est important, tandis que le courant d'électrons est nul. D'après les équations (4) :

$$0 = q D \frac{d \delta n}{d x} + q \mu n E$$

$$I_p = - q D \frac{d \delta p}{d x} + q \mu p E$$

la charge d'espace est très faible, donc :

$$n = p \quad \delta n = \delta p$$

d'où le courant de court-circuit

$$- I_{cc} = - I_L = I_p \left(- \frac{W_I}{2} \right) = - 2 q D \left(\frac{d \delta p}{d x} \right)_{- \frac{W_I}{2}}$$

La densité de trou en excès δp est solution de l'équation de conservation ambipolaire :

$$D \frac{d^2 \delta p}{d x^2} - \frac{\delta p}{\tau_I} + g = 0$$

avec $\delta p = 0$ en B et en B' , ce qui donne :

$$\delta p = q \tau_I \left[1 - \frac{\text{ch}(x/L_I)}{\text{ch}(W/2 L_I)} \right]$$

et

$$-I_L = -2 q g L_I \text{th} \frac{W}{2 L_I} \quad (16)$$

Cette expression est à rapprocher de l'expression (10) relative à la jonction PN.

Si W_I est faible par rapport à $2 L_I$:

$$I_L \cong q g W_I \quad (17)$$

ce qui signifie que toutes les paires créées dans la région intrinsèque contribuent au courant de court-circuit.

Remarque : En réalité, l'excitation n'est pas uniforme. Supposons par exemple qu'une radiation de longueur d'onde λ tombe sur la face N. La jonction PI est moins excitée que la jonction IN. Il en résulte une polarisation interne telle que la jonction la plus exposée, est en directe, tandis que l'autre est en inverse, sous une tension égale et opposée :

$$v = -\frac{1}{q} (F_{0P} - F_{0I}) = \frac{1}{q} (F_{0I} - F_{0N})$$

Comme $W_I < L_I$, la diffusion tend à compenser cette dissymétrie de sorte que v est de l'ordre de quelques kT/q au maximum. L'équation à laquelle satisfait δp est alors :

$$D \frac{d^2}{dx^2} \delta p - \frac{\delta p}{\tau_I} + a \Phi_0 e^{a \left(\frac{W_I}{2} \right)} = 0 \quad (18)$$

avec les conditions aux limites :

$$p_B = n_i \exp \frac{q v}{k T}; \quad p_{B'} = n_i \exp \left(-\frac{q v}{k T} \right)$$

On détermine v en écrivant que les courants en B et B' sont égaux. La résolution de l'équation (18) donne alors le système suivant :

$$2 n_i \text{sh} \frac{q v}{k T} = a L_I G (1 + e^{-a W_I}) \text{th} \frac{W_I}{2 L_I}$$

$$- G (1 - e^{-a W_I}) \quad (19)$$

$$2 n_i \text{ch} \frac{q v}{k T} = J - a L_I G (1 - e^{-a W_I}) \coth \frac{W_I}{2 L_I}$$

$$+ G (1 - e^{-a W_I}) + 2 n_i$$

où l'on a posé :

$$G = \frac{a \Phi_0 \tau}{1 - a^2 L_I^2} \quad J = \frac{I_L}{q D}$$

Dans le cas où la puissance incidente est assez

faible, $\text{ch} \frac{q v}{k T}$ est voisin de 1. En outre, on ne peut avoir une absorption importante dans la région I que si

$$a L_I > \frac{W_I}{2 L_I}$$

la deuxième équation (19) fournit alors sensiblement :

$$-I_L = -q \Phi_0 (1 - e^{-a W_I})$$

Cette expression est analogue à (16). La quantité $\Phi'_0 = \Phi_0 (1 - e^{-a W_I})$ n'est autre que le nombre de paires créées par unité de temps dans la région I.

Aux fortes puissances incidentes, il faut résoudre le système (19) par rapport à J . On peut prévoir que le résultat d'une telle étude conduirait à exciter la cellule à l'aide d'une radiation dont le coefficient d'absorption soit de l'ordre de $\frac{1}{W_I}$ ou légèrement plus faible, afin que la deuxième jonction soit encore suffisamment alimentée.

En résumé, nous constatons que par un choix convenable des radiations incidentes et de l'épaisseur W_I , on peut s'arranger pour que le courant de court-circuit soit très voisin du produit de la charge par le nombre Φ'_0 de photons effectivement absorbés dans la région intrinsèque.

5. Rendement de la cellule PIN

L'expression de Φ'_0 s'écrit, compte tenu de l'absorption $a(v)$ et de la réflectivité $r(v)$, pour la fréquence v :

$$\Phi'_0(v) = [1 - r(v)] [1 - e^{-a(v) W_I}] \Phi_0(v)$$

La puissance dépensée dans la cellule est :

$$h v \Phi'_0$$

D'autre part, nous avons vu (§ 3) que la puissance de sortie présente un maximum : $P_m = V_m I_m$.

On peut donc définir le rendement de la cellule pour la fréquence v par :

$$\rho_c = \frac{V_m I_m}{h v \Phi'_0}$$

Pour plus de commodité, nous faisons apparaître E_g , V_0 , I_{cc} et I_L dans cette dernière expression :

$$\rho_c = \frac{E_g}{h v} \frac{V_m I_m}{V_0 I_{cc}} \frac{I_{cc}}{I_L} \frac{V_0}{E_g/q} \frac{I_L}{q \Phi'_0} \quad (20)$$

Au paragraphe précédent nous avons montré

que $V_0/(E_g/q)$ peut atteindre ou dépasser légèrement la valeur $1/2$, tandis que $I_L/q\Phi'_0$ peut être proche de 1.

Le « facteur de courbe »

$$\gamma = \frac{V_m I_m}{V_0 I_{cc}}$$

dépend de la forme de la caractéristique et assez peu de la résistance interne de la cellule. Par contre, le facteur

$$\frac{I_{cc}}{I_L}$$

ne dépend que de la résistance interne de la cellule, que nous allons maintenant étudier.

6. Pertes par résistance série

Les résistances de contact des électrodes et la résistance des matériaux constituant la cellule se trouvent en série sur le circuit de débit. On peut donc définir une résistance équivalente série R_s par cm^2 . Si V désigne la tension d'utilisation, la tension aux bornes de la barrière est alors :

$$V + R_s I$$

et l'équation caractéristique (12) doit être écrite :

$$I = I_L - I_0 \left[\exp \frac{q}{kT} (V + R_s I) - 1 \right] \tag{21}$$

La perte de puissance due à la résistance série, $R_s I^2$ peut être très importante. Déterminons la valeur critique de R_s . L'équation (21) donne, pour $V = 0$

$$\frac{I_L}{I_0} = \frac{I_{cc}}{I_0} + \exp \frac{q R_s I_{cc}}{kT} - 1 \tag{22}$$

Il en résulte que I_{cc} diffère peu de I_L si :

$$\frac{q R_s I_{cc}}{kT} \ll 1 \quad \text{ou} \quad R_s \ll \frac{kT}{q I_L} \tag{23}$$

Pour $I_L = 5 \text{ A/cm}^2$

$$R_s \ll \frac{0,025}{5} = 0,005 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}^2$$

La valeur du rapport $\frac{I_{cc}}{I_L}$ peut être calculée à partir de l'équation (22). Il est très difficile de respecter la condition (23) sans donner à la région N une épaisseur prohibitive, incompatible avec la nécessité d'exciter convenablement la région I.

Le collecteur pourra par exemple être constitué par un peigne dont les éléments sont mis en parallèle

(fig. 5). La plus grande contribution à R provient de la portion du matériau N qui est traversée par le courant parallèlement à l'axe Oy . I étant le courant par cm^2 de cellule, le courant par élément de peigne est : $ac I$

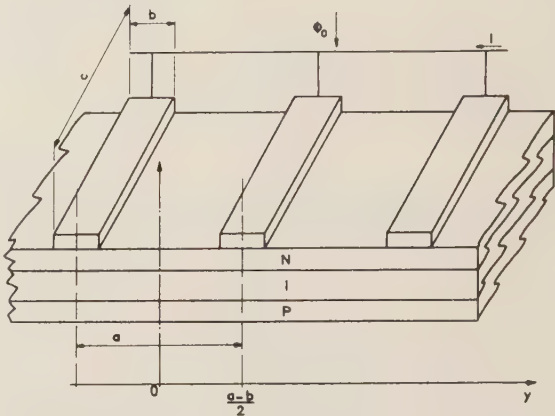


FIG. 5. — Configuration d'une cellule PIN avec collecteur en peigne.

Le système peut être assimilé à une infinité de générateurs de courants [14], débitant dans la région N. Entre les points $y = 0$ et $y = \frac{a-b}{2}$, le courant, qui circule dans la région N est une fonction linéaire de y :

$$I(y) = \frac{ac Iy}{a-b}$$

d'où la chute de tension :

$$R_s I = 2 \int_0^{\frac{a-b}{2}} \frac{\rho_N}{c W_N} \frac{ac I}{a-b} y dy = \frac{a(a-b)}{4 W_N} \rho_N I$$

ρ_N est la résistivité du milieu N. Il en résulte :

$$R_s = \frac{a(a-b)}{4 W_N} \rho_N$$

Pratiquement, la valeur de R_s ainsi calculée atteint facilement quelques $0,01 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}^2$, d'où une perte très importante. En fait, la réduction de R_s est l'une des principales difficultés actuelles de la réalisation de cellules photovoltaïques à haut rendement. Le problème pourrait être résolu en déposant sur la région N une couche d'un matériau de grande conductivité et présentant une absorption négligeable dans la bande utile. Des études sont en cours à ce sujet.

Le facteur de courbe χ peut être déterminé en mettant (21) sous la forme :

$$V = \frac{kT}{q} \log \left(1 + \frac{I_L}{I_0} - \frac{I}{I_0} \right) - R_s I$$

et en écrivânt que I_m est racine de :

$$\frac{d}{dI}(VI) = V + I \frac{dV}{dI} = 0$$

soit :

$$\log \left(1 + \frac{I_L}{I_0} - \frac{I_m}{I_0} \right) = I_m \left(\frac{1}{I_0 + I_L - I_m} + 2 \frac{q R_s}{k T} \right)$$

Pour $R_s = 0$, on trouve :

$\frac{I_L}{I_0}$	10^3	10^4	10^5
χ_0	0,60	0,68	0,73

Par suite, si l'on parvient à minimiser les pertes par résistance série, le rendement de la cellule peut atteindre :

$$0,60 \times \frac{1}{2} = 0,30$$

7. Le convertisseur thermo-photo-électrique

Imaginons une source linéaire placée selon l'un des axes focaux d'un miroir cylindro-elliptique, le récepteur étant constitué par un grand nombre de cellules P I N en parallèle, disposées selon le deuxième axe focal et convenablement refroidies (fig. 6a).

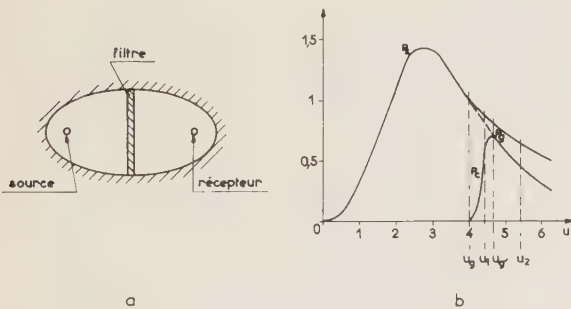


FIG. 6. — a) Schéma de principe d'une pile thermophotoélectrique. b) Spectre de la source et du récepteur.

La source pourra par exemple être constituée par une canne de graphite chauffée intérieurement par des gaz en combustion. Si nous l'assimilons à un corps noir, le spectre de l'énergie émise est donné par la loi de Planck :

$$P_s = \frac{u^3}{e^u - 1} \quad \text{avec } u = \frac{h \nu}{k T_s}$$

à un coefficient près.

Le spectre de l'énergie fournie par absorption aux électrons est :

$$P_c = \frac{u_g u^2 (1 - e^{-a W_I})}{e^u - 1} \quad \text{avec } u_g = \frac{E_g}{k T_s}$$

en négligeant la variation du coefficient de réflexion. Dès que $a W_I$ dépasse 1, P_c diffère très peu de

$$P_g = \frac{u_g u^2}{e^u - 1}$$

P_c présente un maximum pour

$$u = u'_g$$

au voisinage du point où P_c et P_g se rejoignent (fig. 6b).

Interposons entre la source et le récepteur un filtre sans absorption (fig. 6a) qui ne permet qu'à une certaine bande (u_1, u_2) d'atteindre le récepteur. u_1 est choisi voisin de u'_g . En dehors de cette bande, les radiations sont renvoyées sur la source. Il en est de même des radiations réfléchies. Par suite, les pertes par transparence et par réflexion sont négligeables. La seule perte importante provient de l'excès d'énergie des photons de la bande (u_1, u_2) par rapport à E_g . Sur la figure 6b, on voit que cette perte est assez faible si u_g est supérieur à 3,5. Supposons qu'il en soit ainsi, ce qui correspond, pour le germanium à :

$$T_s < \frac{0,62}{3,5 \times k} \cong 2\,000\text{ }^\circ\text{K}$$

On peut alors négliger l'unité au dénominateur dans les expressions de P_s , P_c , P_g . Confondons P_c et P_g dans la bande (u_1, u_2) ; le rendement de l'adaptation source-récepteur est donc sensiblement :

$$\rho a = \frac{u_g \int_{u_1}^{u_2} u^2 e^{-u} du}{\int_{u_1}^{u_2} u^3 e^{-u} du}$$

Pour un choix convenable de la bande (u_1, u_2), cette fraction peut atteindre 0,8, le reste de la puissance d'entrée étant perdu par collision des électrons excités avec le réseau.

Il en résulte un rendement de conversion pour l'ensemble de l'appareil de l'ordre de :

$$0,30 \times 0,80 = 0,24$$

D'autre part, il est possible de concevoir un appareil dont la plus grande dimension est de l'ordre de 10 cm, pour une puissance utile de 50 W. La pile thermo-photo-électrique présente donc un rendement intéressant et un faible rapport puissance installée / encombrement.

Conclusion

A l'aide d'une source terrestre convenablement adaptée, il est possible d'obtenir une bien meilleure utilisation que dans les piles solaires de l'effet photo-

voltaïque des semiconducteurs, du point de vue de la conversion d'énergie. D'ailleurs, cette possibilité d'adaptation joue autant sur la source que sur le récepteur. En outre, les valeurs annoncées du rendement correspondent à la limite des possibilités techniques actuelles. Elles sont très inférieures à la limite absolue donnée par le théorème de Carnot et égale à :

$$\frac{2\,000 - 300}{2\,000} = 0.85$$

dans l'exemple envisagé. Il n'est donc pas illusoire d'espérer une amélioration du rendement réel, liée au progrès de la technologie des semiconducteurs.

Le facteur limitatif le plus important du récepteur est le rapport

$$\frac{q V_0}{E_g}$$

qui ne peut guère dépasser 1/2 ainsi que nous l'avons vu au § 4. Une augmentation de ce facteur dépend de la possibilité de fabriquer un matériau fortement dopé dans lequel les recombinaisons seraient relativement peu importantes.

D'autre part, la perte de 20 % due au défaut d'adaptation du système source-récepteur pourrait être réduite en constituant la région intrinsèque de la cellule P I N à l'aide d'un semiconducteur dans lequel la largeur de la bande interdite présenterait une variation selon Ox adaptée au spectre incident.

Remerciements

L'auteur exprime ses remerciements à M. le Professeur Pierre AIGRAIN qui est à l'origine de cette étude et au département de Recherches Physico-Chimiques de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil qui a gracieusement fourni les échantillons sur lesquels ont été effectués les premiers essais et a pris en charge une partie de la réalisation technique des prototypes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] LEHOVEC K. — *Phys. Rev.* **74**, 463 (1948).
- [2] CUMMEROW R.L. — *Phys. Rev.* **95**, 16 (1954).
- [3] CHAPIN D.M., FULLER C.S. and PEARSON G.L. — *J. Appl. Phys.* **25**, 676 (1954).
- [4] JACKSON E.D. — Trans. Conf. on the Use of Solar Energy, *University of Arizona Press*, **5**, 122 (1955).
- [5] PRINCE M.B. — *J. Appl. Phys.* **26**, 534 (1955).
- [6] LOFERSKI J. — *J. Appl. Phys.* **27**, 777 (1956).
- [7] JENNY D.A., LOFERSKI J.J. and RAPPAPORT P. — *Phys. Rev.* **101**, 1208 (1956).
- [8] RAPPAPORT P. — *RCA Rev.* **20**, 373 (1959).
- [9] WOLF M. — *Proc. I.R.E.* **48**, 1246 (1960).
- [10] SCHOCKLEY W. and QUEISSER J. — *J. Appl. Phys.* **32**, 510 (1961).
- [11] SCHOCKLEY W. — *Bell. Syst. Techn. Journ.* **28**, 435 (1949).
- [12] AIGRAIN P. et ENGLERT F. — *Les Semiconducteurs*, Dunod, Paris (1958).
- [13] VAN ROOSBROECK W. — *Phys. Rev.* **91**, 282 (1953).
- [14] WYSOKI J.J. — *RCA Rev.* **22**, 57 (1962).

LA CONDUCTION THERMIQUE DANS LES SOLIDES

PAR

J. TAVERNIER

Ingénieur E.S.E. — Docteur ès Sciences

Laboratoire Central des Industries Electriques - Fontenay-aux-Roses (Seine)

1. Introduction

Comme nous le rappellerons dans les développements qui vont suivre, les lois de la transmission de la chaleur par conduction sont analogues à celle de la transmission de l'électricité dans les milieux conducteurs. Mais de ces deux phénomènes de transport, le moins bien connu est celui d'origine thermique.

Il faut pourtant noter que les relations macroscopiques fondamentales sont historiquement contemporaines puisque les lois de Fourier et d'Ohm datent respectivement de 1822 et 1827. De plus, la relation de Wiedmann-Franz (que nous préciserons par la suite) fournissant une relation simple entre les coefficients de conductivité électrique et thermique dans les métaux, fut mise en évidence expérimentalement dès 1853.

La naissance des lois fondamentales gouvernant d'une part les phénomènes thermiques, et d'autre part les phénomènes électriques s'est donc produite à la même époque. Mais, depuis la découverte de l'électron par J.J. THOMSON en 1897, (liée à une introduction à la constitution de la matière), des théories précises de la conduction électrique dans les solides furent élaborées, solidement étayées par les résultats de la physique moderne, alors que les théories de la conduction thermique, en particulier dans les solides non conducteurs de l'électricité, sont encore très incomplètes.

Une question se pose alors : quelles sont les raisons de la disproportion existant entre les développements actuels de la théorie de la conduction électrique et celle de la conduction thermique ?

La réponse est fournie par le fait que le nombre des Physiciens ayant étudié le mécanisme de la conduction thermique est beaucoup plus petit que celui des chercheurs ayant travaillé au problème de la

conduction électrique. Mais, deux autres points importants, lesquels sont peut-être la cause du fait précédent, doivent être signalés. D'une part, l'étude expérimentale du transfert de chaleur est beaucoup plus complexe que celle du transport d'électricité. Il est beaucoup plus difficile de mesurer une conductivité thermique qu'une conductivité électrique. En effet, le contrôle, ainsi que la mesure, d'une différence de potentiel électrique sont beaucoup plus aisés que celui d'une différence de température ; de plus on connaît de nombreux isolants électriques pratiquement parfaits alors qu'il est extrêmement difficile d'obtenir un bon isolement thermique, d'où l'existence de courants thermiques de « fuite »... D'autre part, comme nous le montrerons dans la suite, l'élaboration de la théorie du transfert de la chaleur par conduction dans les solides fait intervenir les vibrations thermiques du réseau cristallin. Or, actuellement l'étude de ces dernières est essentiellement qualitative ; nos connaissances sur les forces de liaisons interatomiques sont insuffisantes pour établir une théorie complète du transfert de chaleur par les ondes de vibration du réseau cristallin. De plus, le mécanisme de conduction thermique est lié à un gradient de température (alors que celui de la conduction électrique est toujours considéré comme isotherme), et par suite son étude ne relève pas de la thermodynamique classique mais de celle des processus irréversibles...

Nous pouvons donc dire, que tant du point de vue expérimental que du point de vue théorique, l'étude des phénomènes thermiques est extrêmement complexe et que de plus, les résultats des théories de la physique du solide sont insuffisants, à l'heure actuelle pour élaborer une théorie microscopique parfaite du mécanisme de la conductibilité thermique dans les solides.

Néanmoins, il existe un certain nombre de résultats partiels solidement fondés concernant la théorie

de la conductivité thermique dont nous allons faire le point dans les paragraphes qui suivent, après avoir rappelé et précisé brièvement l'équation macroscopique de la chaleur.

1.1. EQUATION MACROSCOPIQUE DE LA CONDUCTION THERMIQUE

Depuis l'hypothèse de Fourier, selon laquelle le flux d'énergie thermique $\vec{\Phi}$ est proportionnel au gradient de température :

$$\vec{\Phi} = -\lambda \text{ grad } T \quad (1)$$

où λ est la conductivité thermique, l'équation de la chaleur utilisée dans tous les problèmes de thermique est :

$$\text{div} (\lambda \text{ grad } T) = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2)$$

ρ et C désignant respectivement la masse et la chaleur spécifique du milieu dans lequel s'effectue le transfert de chaleur.

Cette équation couramment utilisée pour résoudre les problèmes de conduction thermique donne des résultats en très bon accord avec l'expérience, excepté dans les dispositifs où interviennent des distances très petites et des intervalles de temps extrêmement courts : c'est le cas dans certains problèmes d'aérodynamique. De plus on montre facilement que, dans le cas d'une onde de température sinusoïdale, l'équation ci-dessus conduit à une vitesse de propagation de l'onde qui augmente indéfiniment avec la pulsation de cette dernière ; ce qui est physiquement inacceptable.

En tenant compte du mécanisme d'origine microscopique conduisant au processus de conduction thermique, il est aisé de montrer comment doit être modifiée l'hypothèse de Fourier [1].

Nous donnons ici, une méthode intuitive qui permet d'établir l'équation de la chaleur correcte en utilisant l'analogie avec les phénomènes électriques.

La relation (1) selon laquelle l'effet (flux $\vec{\Phi}$) est proportionnel à la cause (gradient de température) est analogue à la loi d'Ohm écrite sous forme locale :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = -\sigma \text{ grad } V \quad (3)$$

où avec les notations habituelles $\vec{J}$ est le vecteur densité de courant, σ la conductivité électrique, $\vec{E}$ le champ électrique et V le potentiel ; l'équation (2) est l'analogie de l'équation de conservation de la charge électrique :

$$-\text{div } \vec{J} = \text{div} (\sigma \text{ grad } V) = \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (4)$$

où la densité de charge électrique δ correspond à la densité d'énergie thermique $U = \rho C T$

Nous pouvons donc dresser la table de correspondance suivante :

$$\begin{array}{ll} \vec{J} \rightarrow \vec{\Phi} & \sigma \rightarrow \lambda \\ V \rightarrow T & \delta \rightarrow U = \rho C T \end{array}$$

qui résume l'analogie existant entre les phénomènes thermiques et électriques. De cette comparaison il nous apparaît que les relations (1) et (2) sont incorrectes pour les régimes variables puisque (3) et (4) doivent être modifiées pour tenir compte des phénomènes d'induction liés aux variations dans le temps. Les équations (1) et (2) tout comme (3) et (4) sont valables seulement pour les phénomènes quasi-stationnaires.

Pour les régimes variables électriques, il est bien connu que l'équation (3) doit être complétée sous la forme :

$$\vec{J} = -\sigma \left[\text{grad } V + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right] \quad (5)$$

où $\vec{A}$ est le potentiel vecteur.

Afin de poursuivre notre étude de façon simple, nous allons admettre que le milieu conducteur étudié est un cylindre homogène de section S (fig. 1) et que deux plans de base distants de l sont portés à des potentiels différents.

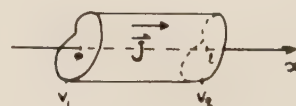


FIG. 1.

Dans ces conditions, on peut admettre que les vecteurs densité de courant forment un champ uniforme.

Par suite le potentiel vecteur est parallèle à $\vec{J}$ et pratiquement indépendant du point considéré à l'intérieur du conducteur excepté au voisinage des faces terminales. Nous pouvons donc écrire $\vec{A}$ sous la forme :

$$\vec{A} = \frac{\tau}{\sigma} \vec{J}$$

où la constante τ est homogène à un temps.

L'équation (3) est ainsi modifiée en :

$$\vec{J} + \tau \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} = -\sigma \text{ grad } V \quad (5)_1$$

ou suivant ox :

$$J + \tau \frac{\partial J}{\partial t} = -\sigma \frac{V_1 - V_2}{l} \quad (5)_2$$

Le courant électrique I traversant le conducteur considéré est $I = J S$, d'où une nouvelle forme de l'équation (5)₂ :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{l}{S} I + \frac{\tau}{\sigma} \frac{l}{S} \frac{dI}{dt} = V_1 - V_2 \quad (5)_3$$

qui est l'expression classique de la loi d'Ohm en présence d'inductance :

$$RI + L \frac{dI}{dt} = V_1 - V_2 \quad (6)$$

où R est la résistance $R = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{S}$ et $L = \tau R$ l'inductance (la constante τ introduite précédemment est donc la constante de temps de l'établissement du courant dans le conducteur).

L'équation (5)₁ représente donc sous forme locale, la loi classique liant le courant électrique au potentiel. Elle fournit une relation de cause à effet qui n'est plus instantanée comme l'était (3). Sa transposition pour les phénomènes thermiques doit nous permettre de généraliser l'équation de Fourier pour les régimes variables.

En effet, la table de correspondance établie ci-dessus nous conduit à :

$$\vec{\Phi} + \tau \frac{\partial \vec{\Phi}}{\partial t} = -\lambda \text{ grad } T \quad (6)_1$$

et par suite l'équation de conservation de l'énergie :

$$\text{div } \vec{\Phi} + \frac{\partial}{\partial t} (\rho CT) = 0 \quad (7)$$

permet d'établir la « nouvelle équation de la chaleur ».

$$\text{div } (\lambda \text{ grad } T) - \tau \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho CT) = \frac{\partial}{\partial t} (\rho CT)$$

équation qui, pour des paramètres λ , ρ et C indépendants de T s'écrit :

$$a \Delta T - \tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (8)$$

où $a = \lambda / C\rho$ est la diffusivité

Cette dernière est une équation aux dérivées partielles du type équation des télégraphistes, analogue à celle que l'on aurait obtenue pour V dans l'analogie électrique. Il est bien connu qu'elle donne lieu à une propagation des ondes sinusoïdales (avec une vitesse de propagation fonction de la pulsation ω de l'onde) ; la vitesse limite pour ω tendant vers l'infini étant $\sqrt{\frac{a}{\tau}}$. L'évaluation explicite de cette vitesse limite en fonction des paramètres décrivant le mécanisme

du transfert de chaleur est assez délicate car comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, plusieurs processus différents se superposent dans le transfert de l'énergie thermique. En admettant certaines hypothèses, on montre que la vitesse maximale de propagation des ondes thermiques est voisine de la vitesse de propagation du son (de l'ordre de 10^5 cm/s).

L'utilisation de l'étroite analogie existant entre les phénomènes de transport électrique et thermique nous a permis d'établir une nouvelle équation de propagation de la chaleur qui élimine le paradoxe lié à l'hypothèse de Fourier et selon lequel la relation de cause à effet est instantanée. Par ailleurs, cette équation corrigée s'est révélée indispensable pour l'étude des problèmes d'aérothermique [2].

Après cette mise au point relative à l'équation de la chaleur, nous discutons les bases de la théorie microscopique de la conductivité thermique.

2. Conductivité thermique dans les solides

Dans ce paragraphe, nous étudions du point de vue microscopique les différents mécanismes intervenant pour le transfert d'énergie thermique dans les solides. Ce transfert est effectué principalement par les ondes d'agitation thermique du réseau cristallin, les porteurs de charges (électrons-trous) et les ondes de spin dans les matériaux magnétiques.

Dans ce texte nous développons le cas des matériaux non magnétiques, pour lesquels sont à considérer seulement les transferts d'énergie par les porteurs de charge et les ondes de réseau, et pour terminer, nous donnons quelques indications sur le transfert d'énergie par les ondes de spin.

Tout d'abord, nous pouvons noter que la conductivité thermique d'un solide, peut s'écrire :

$$\lambda = \lambda_r + \lambda_p$$

où λ_r et λ_p sont respectivement la contribution du réseau et des porteurs de charges à la conductivité thermique.

Dans les métaux, par exemple, où la densité d'électrons libres est très grande (de l'ordre de 10^{23} cm⁻³), la contribution λ_p est importante tandis que la contribution λ_r est faible car les ondes d'agitation thermique sont énormément diffusées par les électrons libres à basse température et par les processus Umklapp à haute température. Dans ces conditions on a pratiquement :

$$\lambda = \lambda_p$$

Dans les isolants, la densité des électrons libres est extrêmement faible et par suite la conductivité thermique λ égale sensiblement la contribution due aux ondes de réseau :

$$\lambda = \lambda_r$$

Il existe évidemment des matériaux pour lesquels

la contribution des porteurs de charges à la conductivité thermique est comparable à celle des ondes d'agitation thermique : c'est le cas de certains semi-conducteurs de faible résistivité électrique.

En effet, nous allons étudier en détail les mécanismes d'origine microscopique permettant d'évaluer λ_p et λ_r et nous allons montrer que pour une température donnée λ_p est proportionnel à la conductivité électrique.

2.1. CONTRIBUTION DES PORTEURS DE CHARGE A LA CONDUCTION THERMIQUE

Nous allons montrer que la conductivité thermique d'un métal ($\lambda \neq \lambda_p$) est à une température donnée proportionnelle à sa conductivité électrique.

Dans ce but, d'une part nous rappelons que la conductivité électrique s'écrit :

$$\sigma = q^2 \frac{n\tau}{m} \quad (9)$$

où n est la densité des porteurs, q la charge de l'électron, m sa masse et τ le libre temps moyen (c.-à-d. le temps moyen pendant lequel l'électron ne subit pas de collision).

D'autre part, nous évaluons la conductivité thermique d'un gaz d'électrons de conduction dans un solide.

Lorsqu'un gradient de température est imposé à un échantillon métallique la concentration n des électrons reste constante, tandis que la vitesse moyenne d'agitation V est plus élevée pour les électrons situés à la source chaude que pour ceux de la région froide. Ils ont donc tendance à diffuser de la source chaude vers la source froide. Les deux extrémités de l'échantillon étant supposées isolées, le courant électrique doit être nul, et par suite pour annuler le courant électrique engendré par la diffusion des électrons, une petite portion de ces derniers se répartit de façon à créer un champ électrique donnant naissance à un courant égal et opposé au précédent. Le champ électrique ainsi mis en évidence est lié aux phénomènes thermoélectriques.

La conductivité thermique s'évalue en calculant le flux d'énergie thermique traversant une sur-unité placée dans le matériau considéré et pour un gradient de température unité.

Afin de simplifier l'étude du mécanisme de transfert de la chaleur par conduction thermique, nous raisonnons tout d'abord sur un modèle simple à une dimension dans lequel tous les électrons se déplacent suivant une seule direction (ox par exemple). De plus nous admettons que tous les électrons ont le même libre parcours moyen l . Par définition l est la moyenne des distances parcourues par un électron entre deux collisions. Dans les métaux, les collisions subies par les électrons prennent principalement leur origine dans les interactions avec les vibrations du réseau cristallin. Le libre parcours moyen des électrons est une fonction de la température. Mais que doit-on appeler température lorsque le système étudié n'est pas en équilibre thermique ?

D'une part, il existe le réseau cristallin qui est en interaction avec deux sources portées respectivement aux températures T_1 et T_2 (fig. 2). Comme nous

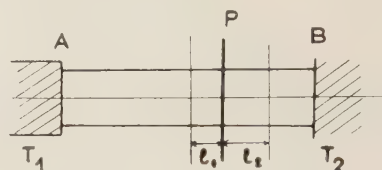


FIG. 2.

le montrons au paragraphe suivant, l'agitation thermique étant plus grande à la source chaude (T_1) qu'à la source froide (T_2) il se produit une diffusion de l'énergie thermique de T_1 vers T_2 et, en régime stationnaire, la densité d'agitation thermique $U(x)$ varie de façon continue lorsqu'on passe de T_1 où elle est la plus grande à T_2 où elle est la plus petite. Or cette énergie varie dans le même sens que la température et cette dernière sera représentée par une courbe continue comprise entre T_1 et T_2 . D'autre part il faut noter que la densité d'énergie U est grande devant celle des électrons. Ceci nous permet de dire que le réseau cristallin se comporte vis-à-vis des électrons comme un réservoir d'énergie dans lequel les électrons viennent « puiser » au cours des collisions. Ainsi l'hypothèse fondamentale des phénomènes de transfert en présence d'un gradient de température consiste à admettre que pendant son déplacement un électron possède une température qui est celle du réseau avec lequel il a interagi au cours de sa dernière collision.

Donc en un point où la température du réseau est T les électrons ont en moyenne la température $T + l \frac{dT}{dx}$ selon qu'ils se déplacent vers les x négatifs ou positifs.

Pour évaluer l'énergie qui traverse l'unité de surface du plan P, remarquons que les électrons traversant P dans le sens des $x > 0$ ont en moyenne l'énergie : $U \left(T - \frac{l_1}{2} \frac{dT}{dx} \right)$ alors que ceux qui le traversent dans le sens des $x < 0$ transportent l'énergie

$$U \left(T + \frac{l_2}{2} \frac{dT}{dx} \right)$$

Or pour que le courant électrique soit nul il faut que les électrons se déplacent avec la même vitesse V dans les deux sens. D'où l'expression du flux d'énergie :

$$\Phi = V \left[U \left(T - \frac{l_1}{2} \frac{dT}{dx} \right) - U \left(T + \frac{l_2}{2} \frac{dT}{dx} \right) \right] \quad (10)$$

Soit en développant au premier ordre en $\frac{dT}{dx}$:

$$\Phi = - \frac{l_1 + l_2}{2} V \frac{\partial U}{\partial T} \frac{dT}{dx} = - V l C \frac{dT}{dx} \quad (11)$$

où V , l et C représentent respectivement la vitesse, le libre parcours moyen et la chaleur spécifique à volume constant des électrons à la température T .

Ce résultat peut être généralisé au cas réel dans lequel les électrons sont susceptibles de se déplacer dans toutes les directions (de façon isotrope pour simplifier).

En effet appelons, comme précédemment Φ le flux de chaleur suivant ox et $\frac{dT}{dx}$ la mesure du gradient de température dirigé suivant ox . Soit θ l'angle du vecteur vitesse des électrons avec ox .

Dans ces conditions, le flux de chaleur $d\Phi$ correspondant aux électrons compris dans l'angle solide $d\Omega$ autour de la direction θ est :

$$d\Phi = V \cos \theta \left[U \left(T - \frac{l_1}{2} \frac{dT}{dx} \cos \theta \right) - U \left(T + \frac{l_2}{2} \frac{dT}{dx} \cos \theta \right) \right] \frac{d\Omega}{2\pi}$$

ou

$$d\Phi = -V l C \cos^2 \theta \frac{dT}{dx} \frac{d\Omega}{2\pi}$$

Par suite le flux d'énergie suivant ox correspondant à toutes les valeurs possibles de θ est :

$$\Phi = -\frac{1}{3} V l C \frac{dT}{dx} \quad (12)$$

Cette relation fournit l'expression du coefficient de conductivité thermique défini par :

$$\Phi = -\lambda \frac{dT}{dx}$$

d'où

$$\lambda = \frac{1}{3} C V l = \frac{1}{3} C V^2 \tau \quad (13)$$

Le développement précédent admet que tous les électrons possèdent les mêmes vitesse, énergie et libre parcours moyen. Or, dans un solide, les électrons de conduction qui sont les seuls susceptibles de se déplacer, possèdent des vitesses pouvant varier dans de larges limites.

Un calcul détaillé montre que les valeurs des paramètres figurant dans les expressions des conductivités électriques et thermiques sont celles prises pour l'énergie de Fermi (V_F , τ_F ...)

Le rapprochement des formules (9) et (13) montre que :

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{1}{3} \frac{C m V_F^2}{q^2 n} \quad (14)$$

L'évaluation de la chaleur spécifique C peut s'effectuer de la manière simple suivante.

Rappelons que pour la température de 0 °K, la

répartition des électrons est telle que leur énergie E soit inférieure à celle de Fermi E_F (fig. 3).

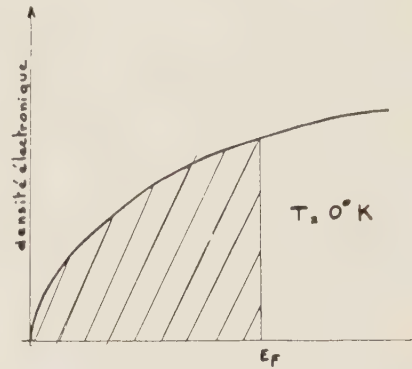


FIG. 3.

Lorsqu'on élève la température (fig. 4), les électrons voisins de l'énergie de Fermi E_F gagnent une énergie d'agitation thermique de l'ordre de kT (où k est la constante de Boltzmann). Par ailleurs, le nombre δn des électrons ayant gagné, cette énergie est de l'ordre de $n \frac{kT}{E_F}$. Donc l'énergie d'origine thermique s'écrit :

$$\delta U = kT \cdot \delta n = n \frac{k^2 T^2}{E_F}$$

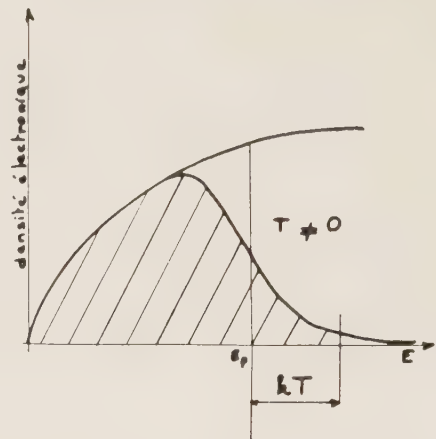


FIG. 4.

Par suite la chaleur spécifique à volume constant C est :

$$C = \frac{\partial}{\partial T} \delta U \simeq n \frac{k^2 T}{E_F}$$

A un facteur numérique près (égal à $\frac{\pi^2}{3}$) cette relation est celle que l'on obtient par une théorie complète mais beaucoup plus complexe.

En remarquant que $\frac{1}{2} m V_F^2 = E_F$, la relation (14) s'écrit :

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{q} \right)^2 T = LT \quad (15)$$

Cette dernière expression du rapport $\frac{\lambda}{\sigma}$ est la loi bien connue de Wiedmann-Franz, selon laquelle pour une température donnée la conductivité thermique est proportionnelle à la conductivité électrique. Si l'on exprime λ en $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ et σ en $\Omega \cdot \text{cm}^{-1}$, le coefficient numérique L prend la valeur $L = 2,5 \cdot 10^{-8}$ (par exemple pour le cuivre à la température ambiante $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$ $\rho = \frac{1}{\sigma} = 1,6 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ d'où $\lambda = 4,7 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ résultat qui est en parfait accord avec l'expérience).

La relation (15) fournit deux conséquences importantes :

a) il est impossible de trouver un métal qui par définition est un bon conducteur de l'électricité dont la conductivité thermique soit faible.

b) le coefficient de température des métaux β étant environ $4 \cdot 10^{-3}$, la loi de résistivité peut s'écrire :

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta t) \neq \rho_0 \frac{T}{273}$$

où ρ_0 est la résistivité à $0 \text{ }^\circ\text{C}$. Notons que cette loi s'interprète très facilement à l'aide des résultats de la physique moderne. En effet, dans l'expression (9) de la conductivité électrique n et m sont indépendants de la température et on peut montrer que le libre temps moyen τ est inversement proportionnel à la température absolue T .

Dans ces conditions, la conductivité thermique des métaux λ est dans de larges limites indépendante de la température.

Pour terminer cette étude du transfert de chaleur par les électrons (ou en général par les porteurs de charge), nous devons remarquer que les résultats établis ci-dessus pour les métaux permettent d'évaluer la contribution des porteurs de charge à la conductivité thermique dans le cas où l'on veut la séparer de la conductivité de réseau.

Le coefficient $\frac{\pi^2}{3}$ qui résulte d'un calcul utilisant la statistique du Fermi-Dirac pour représenter la répartition des électrons, prend la valeur 2 dans le cas des semiconducteurs pour lesquels on utilise la statistique de Maxwell-Boltzmann.

C'est ainsi que pour un semiconducteur dont la résistivité est par exemple $\rho = 10^{-3} \Omega \cdot \text{cm}$ à $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$, nous pouvons affirmer que la contribution des porteurs de charge est $\lambda_p = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Néanmoins, PRICE [3] a montré que dans certains semiconducteurs, le coefficient L de la loi de Wiedmann-Franz pourrait être très différent de celui des métaux. Mais la vérification expérimentale de ce fait est extrêmement complexe car les matériaux devant présenter cette anomalie sont des semiconducteurs pratiquement intrinsèques et à large bande interdite pour lesquels la contribution des porteurs

à la conductivité thermique est masquée par celle des ondes d'agitation thermique du réseau cristallin, sauf à haute température.

2.2. CONTRIBUTION DU RÉSEAU CRISTALLIN A LA CONDUCTION THERMIQUE

2.2.1. Préliminaires

Dans ce paragraphe, nous rappelons les résultats relatifs à l'étude des vibrations atomiques dans un réseau cristallin parfait. Afin de simplifier les notations, nous raisonnons sur une chaîne linéaire (fig. 5) d'atomes identiques de masse m ; les résultats peuvent être étendus aux réseaux à trois dimensions.

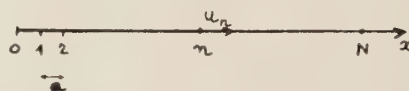


FIG. 5.

A très basse température ($0 \text{ }^\circ\text{K}$) la chaîne est formée d'atomes immobiles et équidistants : c'est ce que nous appelons la chaîne parfaite représentant l'équilibre à $0 \text{ }^\circ\text{K}$. Cet arrangement des atomes correspond à un minimum W_0 de leur énergie potentielle W .

Lorsque ces atomes sont écartés de leur position d'équilibre, l'énergie potentielle de l'ensemble augmente. Si les déplacements subis par les différents atomes sont suffisamment petits, la nouvelle énergie potentielle se développe sous la forme :

$$W = W_0 + \sum_{m,n} A_{mn} u_m u_n + \sum_{m,n,p} B_{mnp} u_m u_n u_p \quad (16)_1$$

où u_n représente le déplacement de l'atome d'abscisse na .

En première approximation, il est possible de négliger les termes d'ordre supérieur au second dans l'énergie potentielle et d'admettre que les actions entre les différents atomes n'existent qu'entre plus proches voisins. Dans ces conditions on montre que l'énergie potentielle de la chaîne est

$$W = W_0 + \sum_n \frac{\beta}{2} [(u_{n+1} - u_n)^2 + (u_{n-1} - u_n)^2] \quad (16)_2$$

où β est un coefficient caractérisant le couplage entre deux atomes voisins.

L'équation du mouvement de l'atome n est :

$$m \ddot{u}_n = - \frac{\partial W}{\partial u_n} = \beta (u_{n+1} + u_{n-1} - 2 u_n) \quad (17)$$

équation qui peut s'écrire :

$$\frac{1}{a^2} \frac{m}{\beta} \ddot{u}_n = \frac{u_{n+1} + u_{n-1} - 2 u_n}{a^2}$$

Si les variations de u_n avec n sont lentes, c'est-à-dire que les u_n peuvent être remplacés par une fonction $u(x)$ variant peu sur une distance interatomique a , le second membre de l'équation ci-dessus représente sous forme de différences finies, la dérivée $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$. D'où l'équation du mouvement :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{S^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \text{ avec } S = a \sqrt{\frac{\beta}{m}} \quad (18)$$

en laquelle nous reconnaissons l'équation des cordes vibrantes admettant pour solutions des ondes progressives se propageant à la vitesse S et dont le nombre d'ondes f est pour la pulsation ω : $f = \frac{\omega}{S}$. Soit :

$$u(x) = U \exp i(fx - \omega t)$$

l'une de ces solutions, dans laquelle seules les valeurs de x correspondant à des multiples entiers de a ont un sens physique. Il est alors bien évident que le fait de remplacer f par $f + \frac{2\pi}{a}$ ne modifie pas les valeurs de $u(na)$. Les solutions distinctes seront obtenues en utilisant seulement les valeurs de f comprises, par exemple dans l'intervalle $\left(-\frac{\pi}{a}, +\frac{\pi}{a}\right)$ que l'on appelle la première zone de Brillouin.

En pratique, l'hypothèse permettant de passer de l'équation (17) à l'équation (18) n'est vérifiée que pour les petites valeurs du nombre d'ondes f .

Lorsque f tend vers la limite $f_m = \frac{\pi}{a}$ de la première zone de Brillouin, la longueur d'onde tend vers $2a$ et l'hypothèse n'est plus valable. Un calcul exact montre que ω croît alors moins vite que Sf avec f . Il existe une dispersion des ondes de courte longueur d'onde. On calcule par exemple que $\omega_m = 2\sqrt{\frac{\beta}{m}}$ au lieu de la valeur $\pi\sqrt{\frac{\beta}{m}}$ fournie par notre théorie approchée (fig. 6).

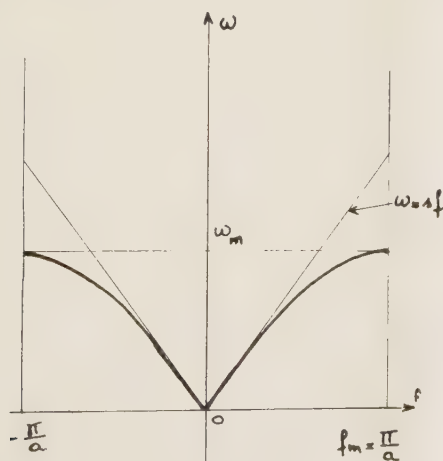


FIG. 6.

Les ondes précédemment décrites sont les ondes dites « acoustiques » car c'est par leur intermédiaire que les ondes acoustiques se transmettent dans les solides.

Remarque : Le problème que nous venons de résoudre possède une analogie électrique simple que nous détaillons quelque peu ici car elle nous sera utile par la suite.

En effet, considérons la chaîne des quadripôles « passe-bas » représentée par la figure 7. Les courants et différences de potentiel vérifient les équations évidentes :

$$u_{n-1} - u_n = L \frac{di_n}{dt}$$

$$u_n - u_{n+1} = L \frac{di_{n+1}}{dt}$$

D'où

$$u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n = L \frac{d}{dt} (i_n - i_{n+1}) = LC \frac{d^2 u_n}{dt^2}$$

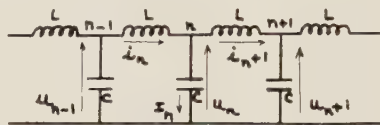


FIG. 7.

Cette équation est semblable à celle décrivant le mouvement des atomes si nous admettons les correspondances :

$$m \rightarrow C \quad \frac{1}{\beta} \rightarrow L$$

Les solutions en sont les mêmes, à savoir, des ondes progressives de pulsation ω comprise entre 0 et ω_c avec $\omega_c = \frac{2}{\sqrt{LC}}$ (remarquer qu'en utilisant la correspondance ci-dessus $\omega_m \rightarrow \omega_c$).

Nous pouvons ajouter que pour des chaînes formées par une répétition périodique sur un axe d'un ensemble d'atomes au lieu d'un comme précédemment, il existe des ondes « optiques » dont l'énergie s'étend au-dessus de celle des précédentes.

La terminologie d'ondes optiques provient du fait que ce sont ces ondes qui interviennent lorsqu'on étudie l'absorption du rayonnement par le réseau cristallin.

Il existe dans le spectre autant de branches optiques que d'atomes moins un dans le motif dont la répétition régulière forme la chaîne (fig. 8).

Remarquons que ces phonons ont une vitesse de groupe $\left(\frac{\partial \omega}{\partial f}\right)$ très petite et peuvent être négligés dans l'étude des transferts d'énergie.

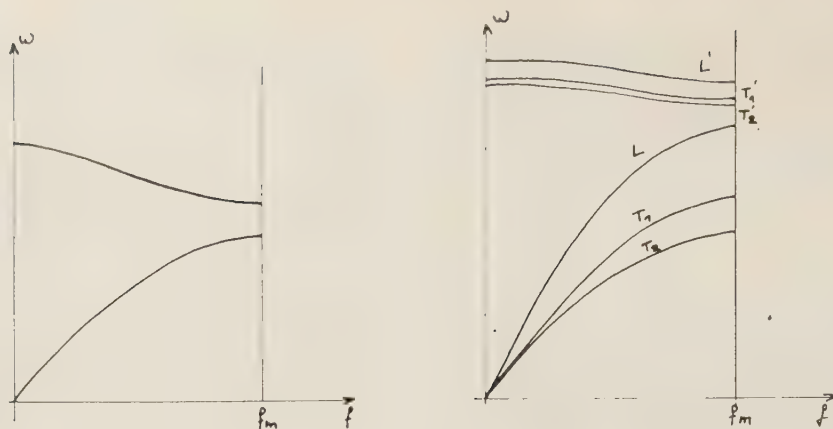


FIG. 8. — A gauche : réseau à une dimension ; à droite : réseau à 3 dimensions. Dans les 2 cas : deux atomes par maille.

Les résultats précédents peuvent être généralisés pour un cristal à trois dimensions en remplaçant le nombre d'ondes f par un vecteur d'onde $\vec{f}$.

Il existe encore des ondes acoustiques et optiques suivant le nombre d'atomes du motif mais chaque type d'ondes est décomposé en trois. En effet, dans le problème à une dimension, nous avons admis que le déplacement des atomes ne s'effectuait que suivant la direction ox ; dans un cristal à trois dimensions le déplacement d'un atome peut-être décomposé suivant trois directions et c'est la propagation de ces composantes qui donne naissance à trois types d'ondes élémentaires dont on choisit les directions de polarisation :

— soit suivant la direction de propagation : ondes longitudinales (L)

— soit suivant deux directions perpendiculaires à la direction de propagation : ondes transversales (T_1 et T_2)

Par ailleurs, de même qu'en théorie du rayonnement, la mécanique quantique conduit à associer à une onde électromagnétique des particules appelées photons dont l'énergie et la quantité de mouvement sont respectivement :

$$E = \hbar \omega \text{ et } \vec{p} = \hbar \vec{f}$$

où $\hbar$ égale la constante de Plank divisée par 2π , nous sommes amenés à associer à chaque onde élastique des particules appelées phonons dont l'énergie et la quantité de mouvement ont la même définition que ci-dessus.

De plus, la répartition des phonons, comme celle des photons est gouvernée par la statistique de Bose-Einstein. C'est-à-dire que le nombre de phonons en équilibre à la température T dont la pulsation est comprise entre ω et $\omega + d\omega$ est proportionnel à :

$$-\frac{\omega^2 d\omega}{\exp \frac{\hbar \omega}{kT} - 1} \quad (19)$$

Du point de vue classique, le nombre de phonons transportés par une onde est proportionnel à l'énergie, c'est-à-dire au carré de l'amplitude de l'onde.

Supposons maintenant qu'un gradient de température soit imposé au réseau cristallin. La densité des phonons (l'excitation des ondes d'agitation thermique) est plus grande dans les parties chaudes que dans les parties froides. Par suite il se produit un transfert d'énergie par diffusion des phonons de la source chaude vers la source froide : c'est la conduction thermique de réseau dans les solides.

Mais, dans les hypothèses où nous avons travaillé jusqu'à présent, les ondes transportant l'énergie gardent une amplitude constante au cours de leur déplacement, c'est-à-dire que les phonons diffusent de l'extrémité chaude vers l'extrémité froide de l'échantillon en conservant leur énergie E et leur

vecteur d'onde $\vec{f}$: ils ne subissent pas de collision. Leur libre temps moyen τ est infini et par suite la formule (13) qui est encore valable pour les phonons fournit une conductivité thermique infinie.

Puisqu'il n'en est pas ainsi en pratique, il existe des mécanismes qui limitent le libre déplacement des phonons. C'est à leur étude que nous nous intéressons dans la suite.

2.2.2. Théorie de la conductivité thermique de réseau

Nous n'avons pas l'intention de donner ici une théorie complète de la conductivité thermique de réseau dans les solides. Notre but est de préciser les bases physiques du problème et de résumer les résultats.

Pour expliquer l'existence de la résistivité thermique, il faut reprendre la théorie exposée au paragraphe précédent en essayant de serrer le problème de plus près. Nous allons montrer qu'un processus de dispersion des phonons est engendré par les termes d'ordre supérieur au deuxième dans l'énergie potentielle du réseau.

2.2.2.1. Processus anharmoniques : L'obtention d'ondes progressives solution des équations du mouvement des atomes du réseau cristallin est liée à l'hypothèse selon laquelle l'énergie potentielle du cristal est une forme bilinéaire par rapport au déplacement des atomes (ou de façon équivalente : les forces de rappel entre atomes sont des fonctions linéaires des déplacements).

Les termes d'ordre supérieur au second (dits termes anharmoniques) dans l'énergie potentielle d'un cristal réel qui, comme il est bien connu, conduisent au phénomène de dilatation thermique sont aussi responsables de la dispersion des phonons.

On peut montrer que les termes d'ordre n engendrent des processus de collisions à n phonons dans lesquels p apparaissent et q disparaissent avec $p + q = n$.

De plus, pour des températures pas trop élevées, les termes du troisième ordre sont prépondérants. En considérant ces termes comme une perturbation des termes du second ordre, la mécanique quantique permet de calculer la probabilité par unité de temps pour qu'un phonon de pulsation ω soit diffusé (subisse une collision).

Afin de faciliter la compréhension du mécanisme de la dispersion des phonons par les termes du troisième ordre, nous utilisons l'analogie électrique décrite au paragraphe 2.2.1. Nous admettons (fig. 9) que l'inductance L_n , représentant le couplage entre l'atome $n - 1$ et l'atome n , n'est pas constante mais dépend des u_n par la relation :

$$L_n = L [1 + \alpha (u_{n-1} - u_n)]$$

où L et α sont des constantes telles que

$$\alpha (u_{n-1} - u_n) \ll 1$$

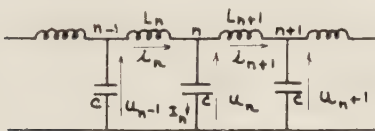


FIG. 9.

Pour u_n fonction sinusoïdale de pulsation $\omega < \omega_c$ nous avons :

$$\frac{dL_n}{dt} \ll \omega L_n$$

et nous pouvons établir les équations du circuit sous la forme simple :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (i_n - i_{n+1}) &= C \frac{d^2 u_n}{dt^2} \\ &= \frac{1}{L_n} (u_{n-1} - u_n) - \frac{1}{L_{n+1}} (u_n - u_{n+1}) \end{aligned}$$

Soit au premier ordre en α :

$$\begin{aligned} C \frac{d^2 u_n}{dt^2} &= \frac{1}{L} (u_{n+1} + u_{n-1} - 2 u_n) \\ &+ \frac{\alpha}{L} [(u_{n-1} - u_n)^2 - (u_{n+1} - u_n)^2] \end{aligned}$$

Cette équation est semblable à celle que l'on obtiendrait pour décrire le mouvement des atomes d'une chaîne linéaire en tenant compte des termes

anharmoniques du troisième ordre dans l'énergie potentielle.

Le coefficient α étant supposé petit, les solutions de l'équation ci-dessus peuvent être obtenues en remplaçant dans les termes du second ordre les u_n par les solutions de l'équation correspondant à $\alpha = 0$ c'est-à-dire par des fonctions sinusoïdales du temps. La superposition de deux ondes de pulsations respectives ω et ω' conduit à une solution contenant des termes sinusoïdaux de pulsation $\omega'' = \omega \pm \omega'$ et de plus, ils seront d'autant plus important que le carré de l'amplitude des u_n sera grand, c'est-à-dire que l'onde possède d'autant plus d'énergie.

Ces résultats peuvent être transposés au problème de la propagation des ondes élastiques dans les chaînes d'atomes, puis généralisés pour un cristal à trois dimensions de la façon suivante. La présence des termes anharmoniques dans l'énergie potentielle du cristal conduit à des interactions entre les phonons; un phonon de pulsation ω' peut subir une collision de la part d'un phonon de pulsation ω pour produire un phonon de pulsation $\omega'' = \omega \pm \omega'$ (relation qui traduit simplement la conservation de l'énergie) avec une probabilité d'autant plus grande que le nombre des phonons de pulsation ω est grand. Une théorie plus complète, montre que la conservation de l'énergie doit être accompagnée d'une conserva-

tion du vecteur d'onde à un vecteur $\vec{F}$ du réseau réciproque près (c'est dire dans le cas à une dimension que les nombres d'ondes sont conservés à un multiple de $\frac{2\pi}{a}$ près)

$$\vec{f}'' = \vec{f} + \vec{f}' + \vec{F}$$

Ce sont ces relations de conservation qui permettent, par exemple, de montrer que les seules transitions possibles sont :

$$\begin{aligned} T + T &\rightleftharpoons L \\ T + L &\rightleftharpoons L \end{aligned}$$

où T et L représentent respectivement un phonon transversal et longitudinal. Dans le mécanisme que nous venons de décrire, on distingue deux types de processus différents :

— les processus normaux : (N) pour lesquels $\vec{F} = 0$

Dans ce cas, la collision consiste à remplacer deux phonons par un autre ou inversement, tout en conservant la quantité de mouvement et l'énergie. Ces processus n'affectent donc pas le transport d'énergie et par suite ne contribuent pas à la résistance thermique.

— les processus Umklapp : (U) pour lesquels $\vec{F} \neq 0$

Dans ce cas, l'énergie est conservée au cours de la collision tandis que la quantité de mouvement $\vec{p}$ ne l'est pas ($\vec{p}$ et $\vec{f}$ sont proportionnels).

Par exemple nous avons représenté (fig. 10) la collision de deux phonons dans un cristal à deux dimensions (structure carrée). Nous y voyons que les deux phonons $\vec{f}$ et $\vec{f}'$, possédant initialement une composante de quantité de mouvement dirigée suivant $f_x > 0$, sont transformés en un seul phonon $\vec{f}''$ dont la composante de la quantité de mouvement est négative. Il se produit donc un changement de sens du transfert d'énergie qui se traduit macroscopiquement par une résistance thermique.

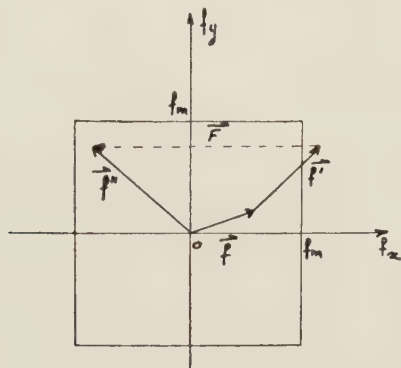


FIG. 10.

De plus, la loi de répartition des phonons (19) permet de montrer que les phonons conduisant aux processus $-U$ sont principalement ceux pour lesquels

$$f = f' = \frac{f_m}{2}$$

A partir des résultats précédents, nous déduisons la loi de variation de la conductivité thermique en fonction de la température dans le cas où la limitation du libre parcours des phonons est imposé par les processus $-U$

Nous avons montré que la probabilité des collisions est proportionnelle au nombre des phonons, donc que le libre temps moyen τ est inversement proportionnel à ce nombre :

$$\tau(\omega) \sim \exp \frac{\hbar\omega}{kT} - 1$$

— Cas des basses températures :

$$\left(\frac{\hbar\omega_m}{kT} = \frac{\theta}{T} \gg 1 \right)$$

où suivant les notations habituelles $\theta = \frac{\hbar\omega_m}{k}$ représente la température de Debye (de l'ordre de 300 à 500 °K). Dans ces conditions :

$$\tau(\omega) \sim \exp \frac{\hbar\omega}{kT}$$

Or nous avons montré qu'il suffit de considérer les phonons tels que $\omega = \frac{\omega_m}{2}$, d'où :

$$\tau \sim \exp \frac{\theta}{2T}$$

En utilisant le résultat selon lequel la chaleur spécifique à basse température varie comme T^3 et en admettant constante la vitesse du son, la formule (13) conduit à

$$\lambda \sim T^3 \exp \frac{\theta}{2T}$$

— Cas des températures élevées : ($T \geq \theta$)

Le libre temps moyen est $\tau \sim \frac{1}{T}$ et puisque la chaleur spécifique à haute température est indépendante de cette dernière (loi de Dulong et Petit) la conductivité thermique varie comme τ :

$$\lambda \sim \frac{1}{T}$$

Les lois ainsi obtenues sont en bon accord avec l'expérience pour certains matériaux, mais de nombreux solides ne les admettent pas. Afin de les améliorer, on est conduit à considérer les fluctuations de masse à l'échelle microscopique. Ces fluctuations sont d'origine isotopique dans les corps purs et proviennent de la substitution d'atomes au hasard dans les solutions solides.

2.2.2.2. *Processus engendrés par les fluctuations de masse* : Là encore, l'analogie électrique facilite la compréhension du phénomène. En effet, dans le cas simple où tous les atomes ont la même masse m sauf u_n dont la masse est M , l'analogie électrique est une ligne à retard dont l'un des condensateurs est remplacé par un condensateur de capacité γ différente. L'introduction de cette capacité produit à son niveau une réflexion des ondes progressives. Le coefficient peut s'évaluer simplement comme suit :

La ligne étant considérée comme très longue de chaque côté de γ (le nombre d'atome d'un cristal est toujours très grand), le calcul du coefficient de réflexion R s'effectue en admettant que la ligne est chargée par l'impédance Z représentée figure 11.

$$Z = \frac{j}{2} L \omega + \frac{\frac{j}{2} L \omega + Z_c}{(j \frac{L}{2} \omega + Z_c) j \gamma \omega + 1}$$

où Z_c est l'impédance itérative de la ligne

$$\left(\text{pour } \omega \rightarrow 0 \quad Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \right)$$

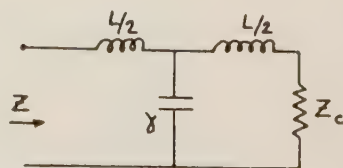


FIG. 11.

La formule classique

$$R = \left| \frac{Z - Z_c}{Z + Z_c} \right|^2$$

nous permet d'effectuer le calcul de R que nous développons pour $\omega \rightarrow 0$ afin de simplifier les résultats ; dans ces conditions :

$$\frac{Z}{Z_c} = 1 + j \frac{L}{Z_c} \left(1 - \frac{\gamma}{C} \right) \omega$$

d'où :

$$R = LC \left(1 - \frac{\gamma}{C} \right)^2 \omega^2 = \frac{2}{\omega_c^2} \left(1 - \frac{\gamma}{C} \right)^2 \omega^2$$

Dans l'hypothèse où deux condensateurs C auraient été remplacés par les condensateurs γ_1 et γ_2 , le coefficient de réflexion R de l'onde de pulsation ω serait, puisque R est supposé petit :

$$\frac{2}{\omega_c^2} \left[\left(1 - \frac{\gamma_1}{C} \right)^2 + \left(1 - \frac{\gamma_2}{C} \right)^2 \right] \omega^2$$

Formule dont la généralisation est immédiate au cas où des condensateurs de capacité γ_i sont substitués à des condensateurs C dans la proportion p_i :

$$R = \frac{2}{\omega_c^2} \Gamma \omega^2 \quad (20)$$

où Γ est le facteur caractérisant les fluctuations de capacité :

$$\Gamma = \sum_i p_i \left(1 - \frac{\gamma_i}{C} \right)^2$$

Du point de vue propagation des ondes élastiques la formule (20) peut être regardée comme donnant la probabilité pour qu'une onde de pulsation ω et de nombre d'onde f se transforme en une onde de pulsation ω et de nombre d'onde $-f$. Ce résultat se généralise à trois dimensions en remarquant que le type de collision que nous venons de définir conserve la pulsation de l'onde (l'énergie du phonon) mais fait tourner le vecteur d'onde dont le module reste constant. Dans le problème à une dimension, s'il se produit une collision, elle est obligatoirement telle que $f \rightarrow -f$, tandis qu'à trois dimensions, elle est telle que $\vec{f} \rightarrow \vec{f}'$ avec $|\vec{f}| = |\vec{f}'|$

Pour évaluer la probabilité de transition il faut tenir compte du nombre d'états possibles (un pour une dimension) vers lesquels le phonon $(\vec{f}, \omega)$ peut effectuer une transition. Ce nombre étant proportion-

nel à $\frac{\omega^2}{S^3}$, on peut écrire la probabilité de transition P sous la forme :

$$P \sim \Gamma \frac{\omega^4}{S^3}$$

avec

$$\Gamma = \sum p_i \left(1 - \frac{m_i}{m} \right)^2$$

où p_i représente la probabilité de trouver la masse m_i en un site cristallin (Si $m_i \equiv m$ on trouve bien $\Gamma = 0$).

Un calcul [4] de perturbation en mécanique quantique conduit au résultat suivant en accord avec le résultat ci-dessus :

$$P = \frac{1}{\pi} \frac{V_0 \Gamma \omega^4}{S^3}$$

où V_0 est le volume moyen occupé par un atome.

La connaissance de la probabilité de transition $P = \tau^{-1}$ imposée par les fluctuations de masse dans un cristal devrait permettre d'évaluer la conductivité thermique d'un solide dans lequel le libre parcours moyen des phonons est imposé par le processus ci-dessus. Le calcul de λ s'effectue à partir de la formule (13) que l'on généralise pour tenir compte des variations de τ avec ω sous la forme :

$$\lambda = \frac{1}{3} \int_0^{\omega_m} C(\omega) V^2(\omega) \tau(\omega) d\omega$$

où $C(\omega)$ est la contribution des ondes de pulsation ω à la chaleur spécifique et $V(\omega)$ la vitesse de ces ondes, laquelle peut-être prise égale à S pour toutes les valeurs de ω . Il est alors aisé de vérifier que l'intégrale ci-dessus est divergente pour les petites valeurs de ω , résultat que l'on peut interpréter en disant que les processus engendrés par les fluctuations de masse ne sont pas les seuls limitant le libre parcours moyen.

La théorie de la conductivité thermique doit alors être reconsidérée en tenant compte simultanément des processus anharmoniques et de ceux engendrés par les fluctuations de masse.

On s'aperçoit alors que les processus $-N$, qui a priori, semblent ne pas intervenir dans la théorie doivent être considérés comme fondamentaux.

En effet, la divergence provient du fait que la loi de répartition admise pour les phonons est la loi de Planck (laquelle tend vers l'infini pour $\omega \rightarrow 0$) alors que, si les processus $-N$ sont prédominants, ils imposent la loi de répartition :

$$N(\omega, T) = \left[\exp \frac{\hbar\omega + \alpha f_z}{kT} - 1 \right]^{-1} \quad (21)$$

où f_z est la composante du vecteur d'onde $\vec{f}$ suivant la direction du gradient de température et α un paramètre proportionnel au gradient de température qui s'introduit en tenant compte de la conservation de la quantité de mouvement par les collisions de type N.

Une précision s'impose au sujet de la prédominance des processus - N. La loi de distribution ci-dessus n'est valable que si la probabilité de transition liée aux processus - N est beaucoup plus grande que celle imposée par les fluctuations de masse. Or cette hypothèse est vérifiée pour les faibles pulsations (grandes longueurs d'ondes) puisqu'il est possible de montrer que pour les processus - N, la probabilité de transition est proportionnelle à ω^a avec $a \leq 2$ alors que pour les fluctuations de masse, elle varie comme ω^4 (figure 12).

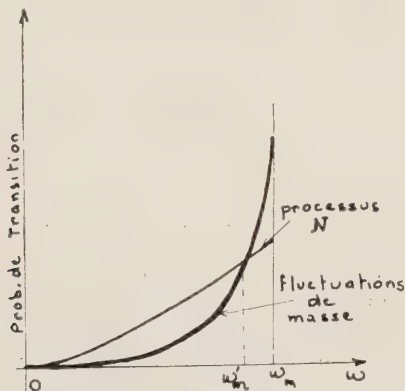


FIG. 12.

Donc la loi de répartition des phonons (21) est valable pour $\omega < \omega_m' < \omega_m$ et le calcul de la conductivité thermique est alors aisé. En tenant compte simultanément des processus - N et des processus engendrés par les fluctuations de masse, on obtient ainsi :

$$\lambda = \frac{1}{2\pi} \frac{\hbar S^2}{V_0 \Gamma T} \frac{1}{F_8\left(\frac{\theta'}{T}\right)} \left[F_4\left(\frac{\theta'}{T}\right) \right]^2$$

où

$$F_n(x) = \int_0^x \frac{u^n e^u}{(e^u - 1)^2} du$$

Du point de vue pratique, cette loi peut être évaluée pour les températures élevées ($T \geq \theta$) en fonction de paramètres « macroscopiques » :

$$\lambda = A T_f^{5/4} M^{-5/4} \rho^{1/2} \Gamma^{-1/2} T^{-1/2}$$

où :

T_f est la température de fusion du matériau qui s'introduit en écrivant que S^2 est proportionnel à T_f ,

ρ la densité,

M la masse atomique provenant de la relation de proportionnalité entre ρV_0 et M ,

Γ le paramètre de désordre défini précédemment,

T la température absolue, et A une constante caractérisant l'intensité des processus - N.

Une étude analogue à la précédente [5] et tenant compte simultanément des processus anharmoniques N et U ainsi que des fluctuations de masse conduit à :

$$\lambda^{-1} = A T_f^{-7/4} (\Gamma T_f + B T)^{1/2} M^{5/4} \rho^{-1/2} T^{1/2}$$

où B est une constante caractérisant le processus - U.

Les résultats ainsi obtenus sont en bon accord avec l'expérience comme on peut le vérifier, par exemple dans le cas des fluctuations isotopiques sur les courbes relatives au fluorure de lithium que nous reproduisons figure 13 (Le fluor ^{19}F ne possède pas d'isotopes stables alors que le lithium 7Li en possède un 6Li) dont différentes concentrations variant de 0 à 1 ont été réalisées par R. BERMAN [6].

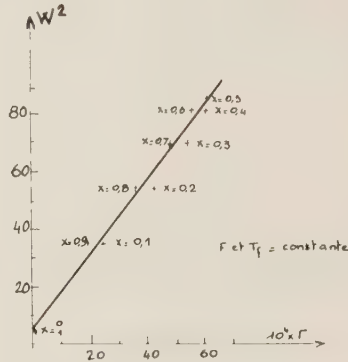


FIG. 13. — W^2 en fonction de Γ pour les solutions solides :

$$FLi_x^6 Li_{1-x}^7$$

La figure 14 représente l'interprétation des résultats expérimentaux de BOWERS [7] relatifs aux solutions solides InP - InAs.

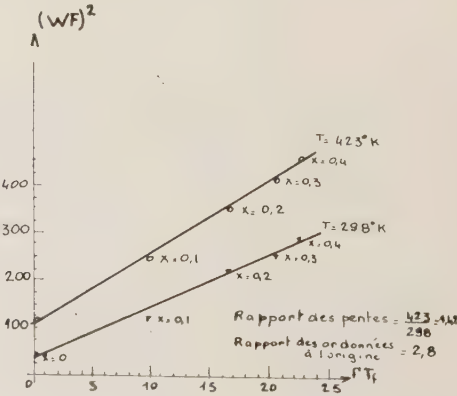


FIG. 14. — $(WF)^2$ en fonction de ΓT_f pour les solutions solides :

$$InP_x As_{1-x}$$

Afin de faire apparaître clairement la vérification expérimentale, les figure 13 et 14 représentent les variations de $(WF)^2$ en fonction de ΓT_f qui suivant

la théorie développée précédemment doivent être linéaires.

$W = \lambda^{-1}$ représente la résistivité thermique, et

$$F = T_f^{7/4} M^{-5/4} \rho^{1/2}$$

Nous devons rappeler que ces résultats satisfaisants ne sont valables qu'à haute température ($T \geq \theta$).

Aux très basses températures ($T \ll \theta$), un nouveau processus de limitation intervient car le libre parcours moyen des phonons étant très grand il est alors limité par les joints de grains ou par les parois du spécimen.

2.2.2.3. Limitation par les parois : Le libre parcours moyen est indépendant de l'énergie des phonons et par suite la conductivité thermique imposée par cette limitation varie comme la chaleur spécifique, c'est-à-dire proportionnellement à T^3 .

Un calcul détaillé a été effectué par CASIMIR [8].

Comme synthèse de cette étude, nous donnons (fig. 15) l'allure des variations de la conductivité thermique de réseau en fonction de la température.

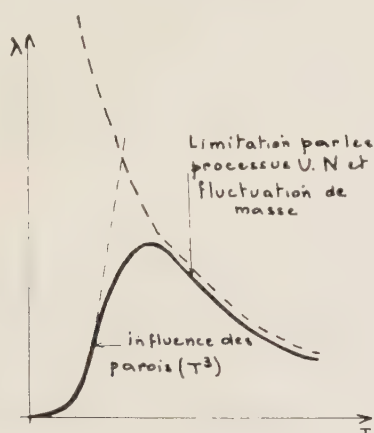


FIG. 15.

Il existe d'autres processus limitant le libre parcours moyen des phonons tels que : l'interaction avec les électrons libres, les dislocations et en général tous les défauts du réseau cristallin.

Par ailleurs, dans certaines substances magnétiques, les ondes de spin contribuent d'une part au transport de l'énergie, et d'autre part à la limitation du libre parcours moyen des phonons.

2.2.2.4. Influence des ondes de spin : Dans les milieux ferromagnétiques, antiferromagnétiques, ferrimagnétiques ou antiferromagnétiques il existe des forces de couplage magnétiques importantes entre les spins des atomes lorsque la température reste inférieure à la température de transition T_0 au-dessus de laquelle la substance devient paramagnétique. Le mouvement d'ensemble des spins couplés de façon semblable à celui des atomes couplés élastiquement peut se décomposer en ondes progressives dont le quantum d'énergie est le magnon. De même que pour les photons ou les phonons, l'énergie E et la quantité de mouvement $\vec{p}$ des magnons associés à l'onde de pulsation ω et de vecteur d'onde $\vec{f}$ sont :

$$E = \hbar\omega \quad \vec{p} = \hbar \vec{f}$$

De plus la répartition statistique des magnons est celle de Bose-Einstein. Cependant, il existe une différence fondamentale entre les magnons et les phonons, à savoir que la pulsation varie comme le carré du vecteur d'onde, d'où une dispersion importante des ondes. Cette distinction conduit par exemple à une chaleur spécifique à basse température proportionnelle à $T^{3/2}$ et à une vitesse de propagation proportionnelle à la racine carrée de l'énergie du magnon.

En ce qui concerne le transfert d'énergie par les magnons une théorie semblable à celle établie pour les phonons peut-être élaborée. Mais du point de vue expérimental, il est difficile de mettre en évidence cette contribution au transfert d'énergie car elle est très souvent masquée par celle des phonons.

Cependant la diffusion des phonons par les magnons est prouvée en particulier par les travaux de G.A. SLACK [9] dans les substances antiferromagnétiques telles que Co F_2 et Mn F_2 .

Pour des températures inférieures à la température de Néel (T_0) les spins tendent à s'ordonner pour l'être parfaitement à $T = 0^\circ\text{K}$; le réseau cristallin devenant ainsi « parfait ». A la température $T < T_0$, la proportion de spins non-ordonnés est :

$$p = 1 - M(T)/M(0)$$

où $M(T)$ représente l'intensité d'aimantation à la température T . En conséquence, SLACK admet que le libre parcours moyen des phonons limité par les magnons est inversement proportionnel à p . La confrontation de cette hypothèse aux résultats expérimentaux est satisfaisante. Une étude plus approfondie de ces processus est liée à l'obtention de matériaux plus purs que ceux réalisés actuellement.

3. Conclusions

Dans les pages précédentes, nous avons essayé de mettre en évidence de façon simple les bases physiques du phénomène de conduction thermique dans les solides. Une théorie approfondie des mécanismes développés nécessite l'utilisation d'outils mathématiques assez compliqués et n'apporte pratiquement pas de résultats supplémentaires.

Bien que les bases physiques du problème de la conduction thermique soient connues, il ressort de notre analyse que son étude théorique reste phénoménologique à cause de notre connaissance encore insuffisante des forces de liaison entre les atomes du réseau cristallin.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] TAVERNIER J. — Comptes Rendus **254** - 68 (1962).
- [2] VERNOTTE M. — Journées Internat. de Trans. de la chaleur Communication 101 (1961).
- [3] PRICE P.J. — *I.B.M. Journal* Vol. 1, N° 2, 147 (1957).
- [4] TAVERNIER J. — Comptes Rendus **245**, 1705 (1957).
- [5] TAVERNIER J. — Thèse, Université de Paris (1960).
- [6] BERMAN R. — *Proc. Roy. Soc. A* **253**, 403 (1959).
- [7] BOWERS R. — *Jour. Appl. Phys.* **30**, 1050 (1959).
- [8] CASIMIR H.B.G. — *Physica* **5**, 495 (1938).
- [9] SLACK G.A. — *Phys. Rev.* **122**, 1451 (1961).

CONVERTISSEURS SOLAIRES A THERMOÉLÉMENTS

PAR

NGUYEN THIEN-CHI

*Département de Recherches physico-chimiques (R.P.C.)
Compagnie générale de télégraphie Sans Fil (C.S.F.)*

1. Introduction

Au rang des découvertes les plus spectaculaires de ces dernières années, l'avènement des semiconducteurs en thermoélectricité vient en bonne place. Si les lois de la thermoélectricité, découvertes au début du XIX^e siècle, sont bien connues depuis longtemps et si, depuis plusieurs dizaines d'années, il était prévisible que les semiconducteurs hausseraient cette technique au niveau de celles des courants forts industriels, ce n'est en fait que depuis la dernière guerre mondiale que les réalisations ont pu concrétiser les promesses.

Dans la recherche des nouvelles sources d'énergie, transformation d'énergies naturelles, souvent à bas potentiel, perdues en quantités énormes, la thermoélectricité commence à permettre la production d'énergie noble sous forme électrique. En vue d'atteindre des rendements élevés, on doit chercher à maximiser le rendement thermodynamique en accroissant l'écart de température entre les deux sources qui échangent de la chaleur ; mais l'utilisation des semiconducteurs, à effet thermoélectrique aux températures élevées, pose de délicats problèmes de stabilité des matériaux, d'évolution des jonctions et de détérioration des performances, qui retiennent l'attention de nombreux laboratoires dans le monde.

Or, c'est une particularité des générateurs solaires thermoélectriques plans, qui utilisent l'échauffement des jonctions chaudes des couples en semiconducteurs par le rayonnement solaire à son état dilué naturel, de ne pouvoir, de ce fait, atteindre des températures très élevées ; c'est un handicap vis-à-vis du rendement surfacique a priori, mais c'est aussi une présomption de longévité et, par ailleurs, cela signifie aussi la possibilité de réalisations rustiques dont le rendement vis-à-vis du capital investi peut être très intéressant.

2. Principes de construction et optimisation des caractéristiques

2.1. PRINCIPE

Le rayonnement solaire, comme dans tout dispositif capteur, est absorbé par des plaques appelées collecteurs, noires en lumière visible — la longueur d'onde correspondant au maximum d'énergie rayonnée se situe vers $0,5 \mu$ — et la chaleur est transmise à travers des thermocouples, puis évacuée par le fond sur la face inférieure dans l'atmosphère. En vue de réduire la déperdition entre collecteur et fond, c'est-à-dire en fait le shunt thermique sur le couple, un isolant poreux emplit tout cet espace ; mais la déperdition essentielle a lieu sur la face avant par rayonnement et convection : on la contrarie sous ses deux formes en interposant un certain nombre de séparateurs transparents parallèles aux collecteurs.

Nous analysons dans ce qui suit le mécanisme des différents phénomènes thermiques et électriques et pourrons en dégager des principes de construction rationnelle.

2.2. ANALYSE DES PHÉNOMÈNES

2.2.1. Captation de la lumière incidente

La proportion de l'énergie rayonnante captée par les collecteurs se présente comme le produit du facteur de transmission des séparateurs par le facteur d'absorption des plaques. Selon le nombre des séparateurs, vitres ou feuilles plastiques spéciales à bonne transmittivité, on peut adopter pour les facteurs de transmission les valeurs moyennes suivantes :

1 sép.	2 sép.	3 sép.	4 sép.
0,92	0,84	0,77	0,71

Les collecteurs ont ou bien une surface noire mate, ou bien une surface dite sélective, de teinte sombre, mais de faible émissivité infrarouge. Pour fixer les idées, on prendra comme valeurs respectives des coefficients d'absorption 0,98 et 0,90.

La proportion d'énergie captée est donc, selon les cas :

	1 sép.	2 sép.	3 sép.	4 sép.
surface noire	0,90	0,82	0,75	0,695
surface sélective	0,82	0,75	0,695	0,64

Ces chiffres ont, bien entendu, une valeur d'exemples.

2.2.2. Déperdition de la vitre supérieure

Dès maintenant, tous les calculs seront rapportés à un élément de surface de générateur de 1 dm², pris au milieu de la surface totale. Le séparateur supérieur, généralement une vitre de verre immobile sous le vent, a une émissivité voisine de 0,95 ; si T_1 est sa température absolue et T_0 , celle de l'atmosphère sous un vent de $V \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la déperdition est :

$$q_c + q_r = 10^{-2} [7,1 V^{0,78} + 5,12 \exp (-0,6 V)]$$
$$\times (T_1 - T_0) + 0,95 \sigma (T_1^4 - T_0^4) \text{ watts.}$$

σ étant la constante de Stefan.

même sens que leur conductivité, avec la masse moléculaire, il y a un médiocre avantage à substituer un gaz quelconque à l'air en cas de convection. Pour l'air, si a est l'écart (en cm) inter-séparateurs, les pertes par convection sont :

$$q_c \neq 17,4 \cdot 10^{-3} a^{-\frac{1}{4}} (T_{i+1} - T_i)^{5/4}$$

Nous avons poursuivi nos calculs avec $a = 3 \text{ cm}$, soit :

$$q_c = 13,2 \cdot 10^{-3} (T_{i+1} - T_i)^{5/4}$$

Cette formule, valable pour des surfaces horizontales, devient, dans le cas d'une inclinaison de 30° :

$$q_c = 11,6 \cdot 10^{-3} (T_{i+1} - T_i)^{5/4}$$

Les pertes par rayonnement sont, a priori, fonction des propriétés des séparateurs vis-à-vis de l'infra-rouge. En fait, on n'observe qu'un écart très minime entre les isolements obtenus avec vitres et ceux avec feuilles en fluorure de polyvinyle. On a théoriquement pour le verre, en sommant les rayonnements successifs d'un séparateur sur l'autre, ce qui conduit à deux séries convergentes :

$$q_r = 0,90 \sigma (T_{i+1}^4 - T_i^4)$$

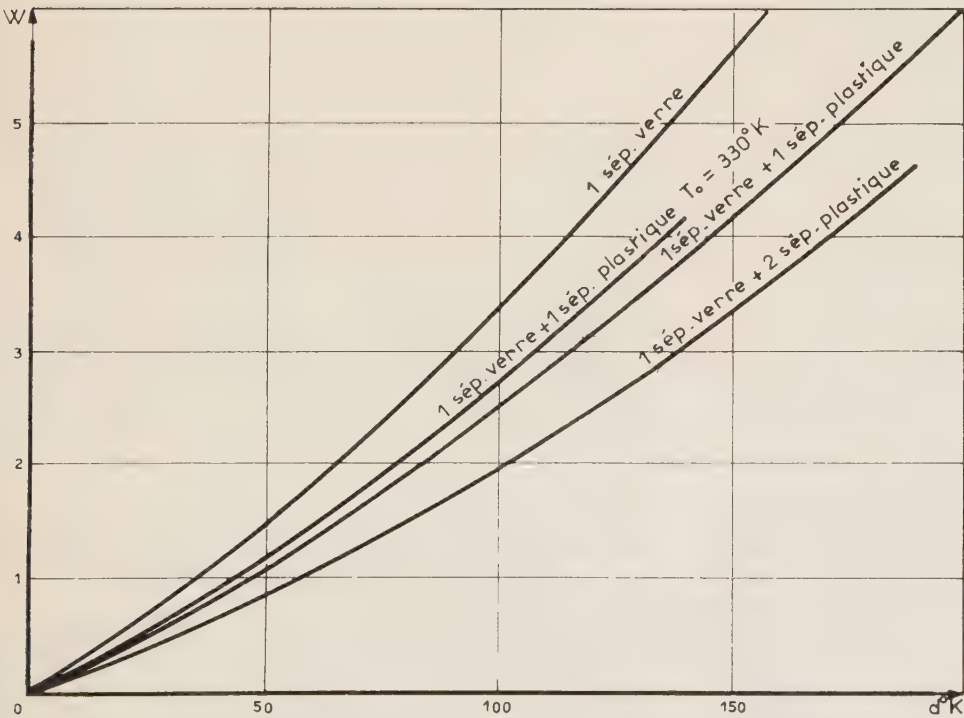


FIG. 1. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_e - T_0$ ($T_0 = 300 \text{ }^\circ\text{K}$), $\epsilon_e = 0,95$, vent = 5 km/h.

2.2.3. Déperdition inter-séparateurs

Les échanges thermiques entre séparateurs — affectés d'un numéro d'ordre croissant i en allant de l'extérieur vers les collecteurs — ont lieu par convection naturelle et rayonnement. Comme la viscosité cinématique des gaz décroît en général dans le

2.2.4. Déperdition entre collecteurs et dernier séparateur

Nous prendrons, encore pour fixer les idées, les émissivités des surfaces noires et sélectives respectivement égales à 0,95 et 0,08, ce dernier chiffre étant excellent. Si les pertes par convection ont la même

expression que précédemment, on a pour q_r , selon les cas :

$$q_r = \left\{ \begin{matrix} 0,90 \\ 0,08 \end{matrix} \right\} \sigma (T_c^4 - T_{il}^4)$$

2.2.5. Bilan des pertes de la face avant

En négligeant, vis-à-vis des autres causes d'erreur, la chute de température à la traversée d'une vitre, on peut dresser les deux diagrammes 1 et 2 représentatifs de la déperdition globale de la face avant, avec les deux types de collecteurs, pour une ambiante de 300 °K et un vent de 5 km·h⁻¹ (conditions standard par convention). Des courbes supplémentaires montrent l'accroissement de la déperdition avec T_0 (cas où $T_0 = 330$ °K).

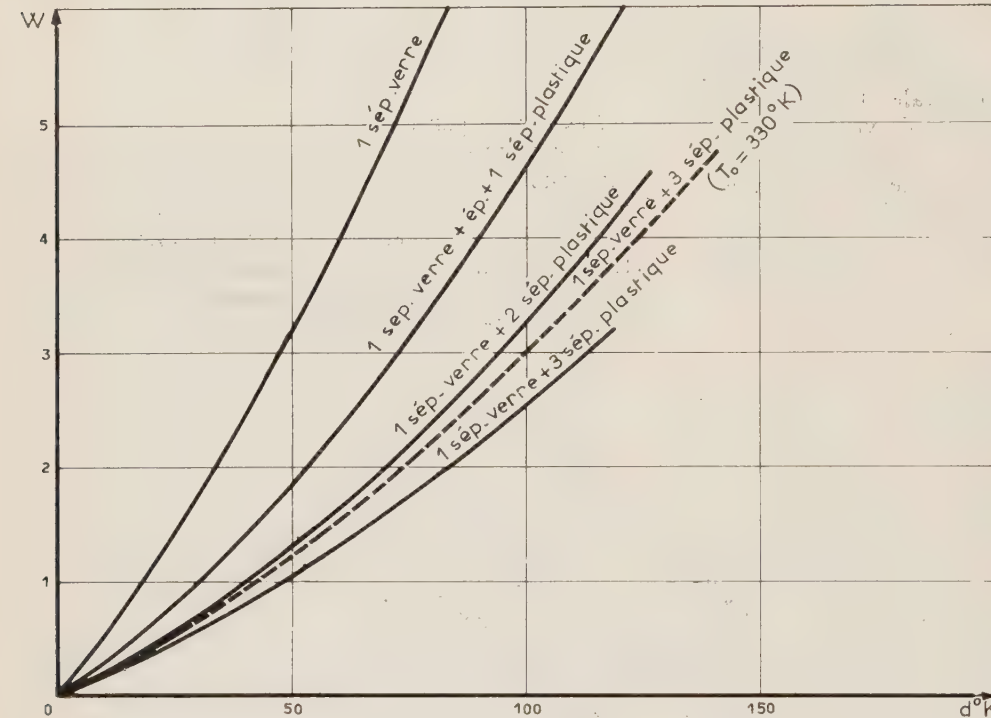


FIG. 2. — Déperdition de la face avant en fonction de l'écart $T_c - T_0$ ($T_a = 300$ °K), $\epsilon_c = 0,08$, vent = 5 km/h.

2.2.6. Déperdition sous les collecteurs

Dans la gamme de températures rencontrées dans un générateur, nous ne connaissons guère d'autre isolant thermique économique que la laine de verre hyper-fine comprimée.

Des plastiques expansés en place présenteraient des avantages techniques indéniables, mais toujours du point de vue température, ne peuvent encore rivaliser avec la laine de verre, croyons-nous.

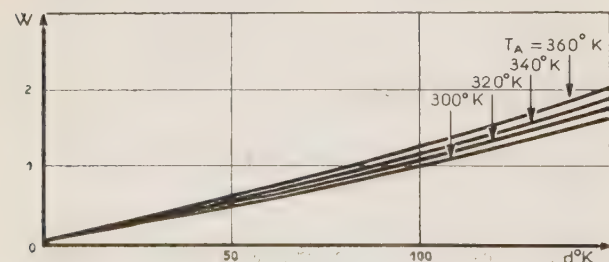


FIG. 3. — Déperdition sous le collecteur en fonction de l'écart $\theta = T_0 - T_a$ (Calculée d'après un abaque « Isover »).

La déperdition dépend encore de la géométrie du système. Pour des couples de 6 mm de long à base de tellure de bismuth, nous avons dressé, valable dans l'étendue des dimensions de couples proches de l'optimum, et pour un intervalle collecteur-fond de 50 mm, le diagramme 3, qui pré-suppose un bourrage d'isolant idéalement exécuté. (T_A est la température absolue du fond).

2.2.7. Evacuation par la face inférieure

Le calcul en toute rigueur du coefficient d'évacuation du fond — souvent ailetté — dans l'atmosphère est quasi impraticable ; nous ferons cependant état de valeurs numériques, en tenant compte de nos observations expérimentales. Comme il s'agit de convection forcée en présence de vent, nous admet-

trons, dans le cas d'un fond plat, un coefficient égal à celui de la face avant, et dans le cas d'un fond ailetté, un coefficient double (hors tout, rayonnement et convection).

2.3. OPTIMISATION DES PARAMÈTRES

Les différents phénomènes purement thermiques, utiles et parasites, viennent d'être étudiés et sont schématiquement représentés sur la figure 4.

La recherche de l'optimisation va s'opérer de façon approchée, en négligeant les phénomènes thermo-électriques ; ils interviendront ultérieurement ; cela revient à déterminer la puissance fournie par les couples en charge comme si la répartition des températures correspondait au cas du circuit ouvert.

Les couples, toujours pour 1 dm² de collecteur, sont caractérisés par un facteur de qualité Z (en °K⁻¹) et une conductance thermique L (en W·°K⁻¹). Si

$$\theta = T_0 - T_A$$

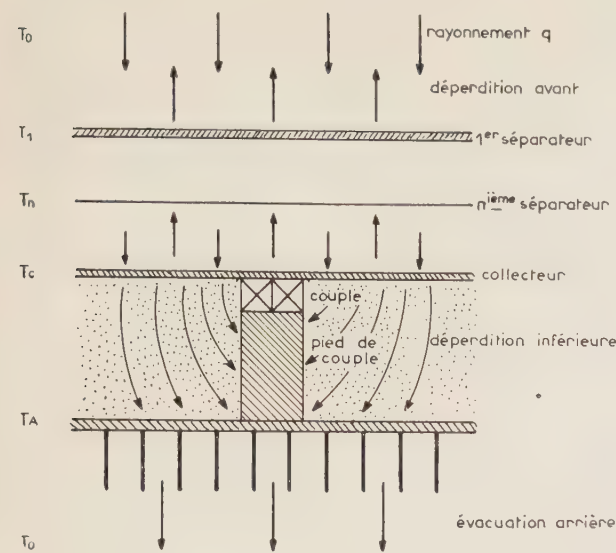


FIG. 4. — Coupe schématique de principe d'un générateur plan.

la puissance utile est, sur charge adaptée

$$w = \frac{1}{4} Z L \theta^2$$

Mais, nous affecterons de l'indice 0 les valeurs calculées en cas de circuit ouvert (cas fictif)

$$w \neq \frac{1}{4} Z L \theta^2$$

En calculant les bilans thermiques sur les collecteurs et sur le fond, on peut déterminer graphiquement $(T_c)_0$ et $(T_A)_0$, puis θ_0 , puis enfin le produit caractéristique $L \theta_0^2$.

Tablant sur une radiation solaire de 10 watts, nous avons tracé pour les conditions standard les courbes $\theta_0(L)$ correspondant aux deux types de collecteurs et à différents nombres de séparateurs, puis les courbes $L \theta_0^2$ (fig. 5 à 8).

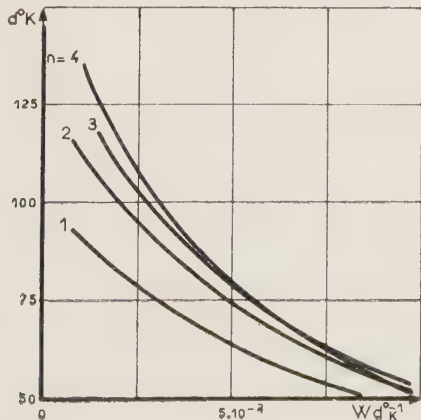


FIG. 5. — Écart utile θ_0 en fonction de la conductance L . $\epsilon_c = 0,95$, fond ailette, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$.

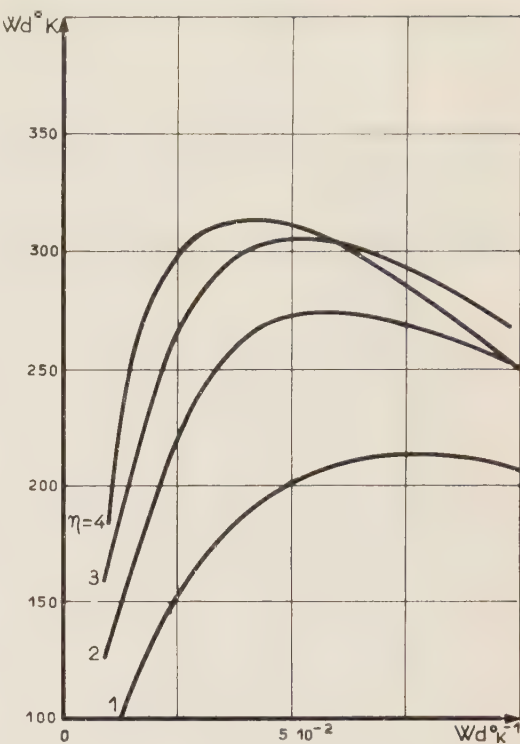


FIG. 6. — Produit $L \theta_0^2$ en fonction de la conductance L . $\epsilon_c = 0,95$, fond ailette, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$.

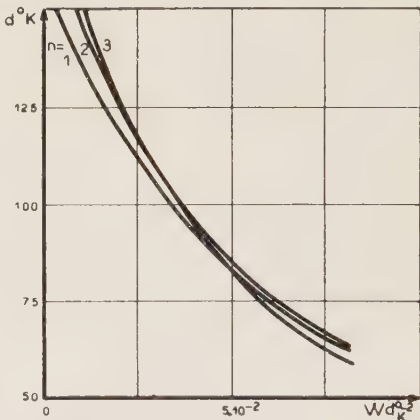


FIG. 7. — Écart utile θ_0 en fonction de la conductance L . $\epsilon_c = 0,08$, fond ailette, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$.

Les maximums maximorums de $L \theta_0^2$ se situent vers des valeurs de L comprises entre 3 et $5 \cdot 10^{-2} \text{ W} \cdot ^\circ\text{K}^{-1}$, pour des écarts utiles θ_0 voisins de 100° . On peut observer qu'il est souhaitable d'utiliser 3 ou 4 séparateurs avec des collecteurs noirs et 2 ou 3, avec des collecteurs sélectifs, qui donnent un gain théorique de 15 %. Des diagrammes non représentés montrent enfin que la suppression de l'ailette réduit d'environ 10 % les maximums.

3. Performances

En conclusion de notre étude d'optimisation, et en vue de réduire la grosseur et le coût des thermocouples, nous retiendrons deux structures intéres-

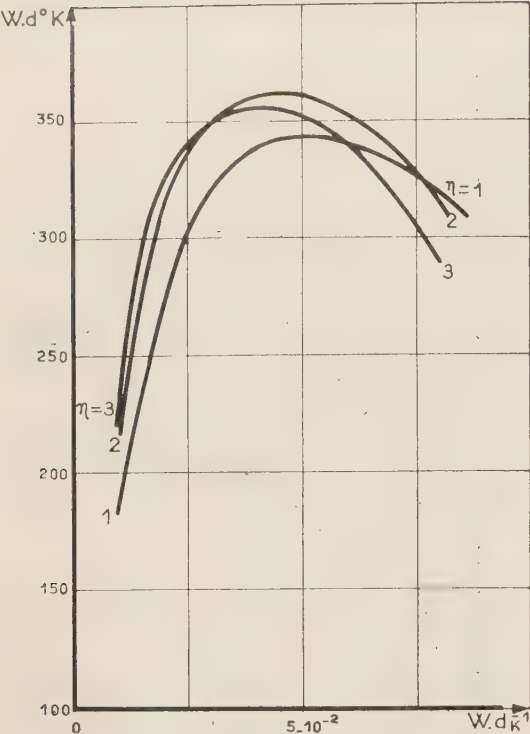


FIG. 8. — Produit $L\theta_0^2$ en fonction de la conductance L . $\epsilon_c = 0,08$, fond ailetté $T_0 = 300^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$.

santes : collecteurs noirs sous 4 séparateurs et collecteurs sélectifs sous 2 séparateurs, avec une conductance L de $3.10^{-2}\text{ W.}^\circ\text{K}^{-1}$.

3.1. PUISSANCE UTILE

La charge d'utilisation du générateur sera caractérisée par une température fictive τ définie en fonction de la tension sous laquelle chaque couple débite du courant par l'équation :

$$v = 2 e \tau$$

e , étant le pouvoir thermoélectrique moyen des branches du couple. Si R est sa résistance ohmique,

$$RL = \frac{4 e^2}{Z}$$

La puissance dégagée par effet Peltier aux jonctions est, en valeur absolue,

$$Z L T (\theta - \tau)$$

et la puissance dégagée par effet Joule dans la masse est,

$$Z L (\theta - \tau)^2$$

En effectuant les nouveaux bilans thermiques compte tenu des effets thermoélectriques aux jonctions, on trouve que, vue des collecteurs, la conductance L est apparemment multipliée par :

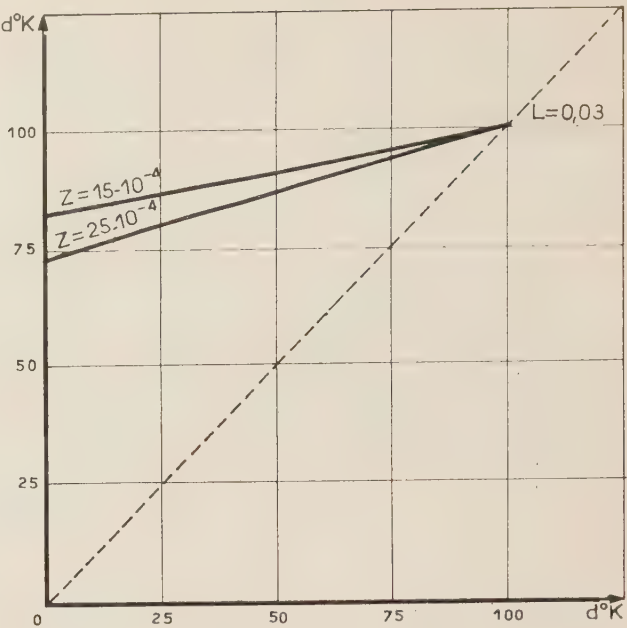


FIG. 9. — Ecart utile θ en fonction de la température τ . $\epsilon_c = 0,95$, $n = 4$, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$, fond ailetté.

$$1 + Z \frac{\theta - \tau}{\theta} \left(T_0 - \frac{\theta - \tau}{2} \right)$$

et, vue du fond, par :

$$1 + Z \frac{\theta - \tau}{\theta} \left(T_A + \frac{\theta - \tau}{2} \right)$$

La puissance utile est :

$$w = Z L \tau (\theta - \tau)$$

Il convient de noter que notre choix des paramètres est dicté par le souci de donner la valeur la plus générale possible aux calculs, quels que soient la résistivité et le pouvoir thermoélectrique des couples et la nature de la charge d'utilisation. Si, par exemple, τ vaut 50° ,

$$v = 100 e$$

pour un pouvoir e de $170\mu\text{ V.}^\circ\text{K}^{-1}$, la tension d'un couple en service est de 17 mV et, s'il y a 100 couples au m^2 , la tension globale est 1,7 volt.

Les calculs schématisés précédemment nous ont permis de publier la série des figures suivantes. La figure 9 montre les variations de θ avec τ pour deux valeurs de Z avec des collecteurs noirs et un rayonnement q de 10 watts, tandis que la figure 10 montre les variations corrélatives de w . La série des figures 11 à 16 constitue la base effective du calcul des performances des générateurs solaires en explicitant les variations de w avec le rayonnement dans les différentes conditions envisagées, et ce pour 4 valeurs de la charge.

Tous ces diagrammes ont été établis en supposant tous les éléments du générateur en régime d'équilibre,

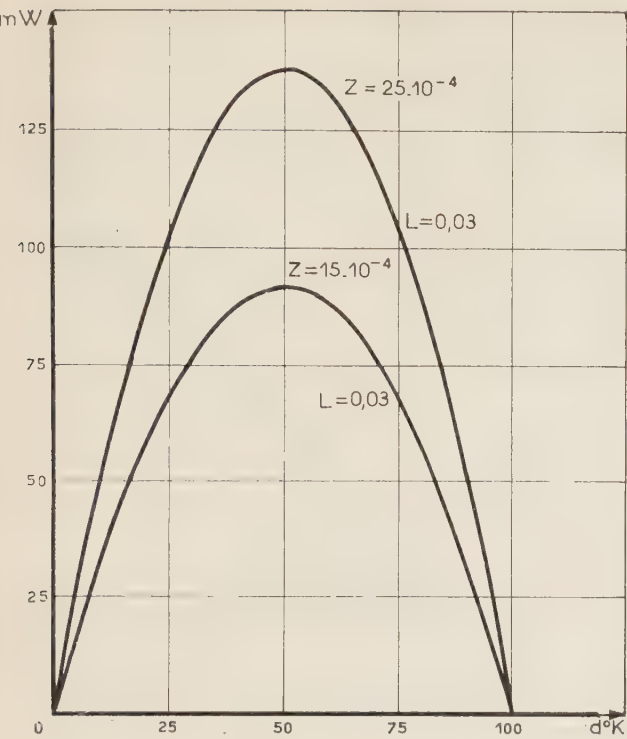


FIG. 10. — Puissance utile w en fonction de la température de charge τ . $\epsilon_e = 0,95$, $n = 4$, $T_o = 300\text{ }^\circ\text{K}$, vent = 5 km/h, $q = 10\text{ W}$, fond ailetté.

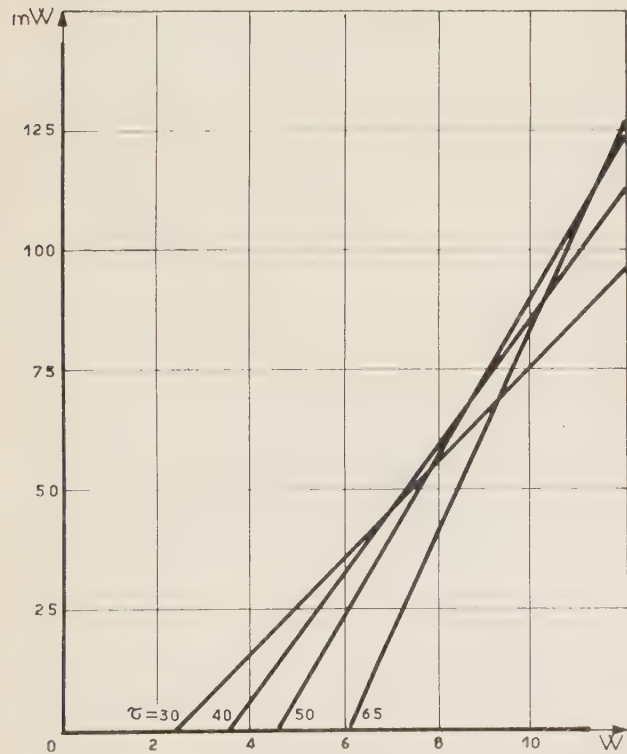


FIG. 11. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,95$, $n = 4$, $L = 0,03\text{ W }^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 15.10^{-4}\text{ }^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T_o = 300\text{ }^\circ\text{K}$, fond ailetté.

ce qui est à peu près vérifié durant 1 heure ou 2 aux environs de midi TSV.

Un calcul qui aurait tenu compte des capacités calorifiques réparties et des diffusivités, en vue de traiter le cas des régimes dynamiques, aurait été

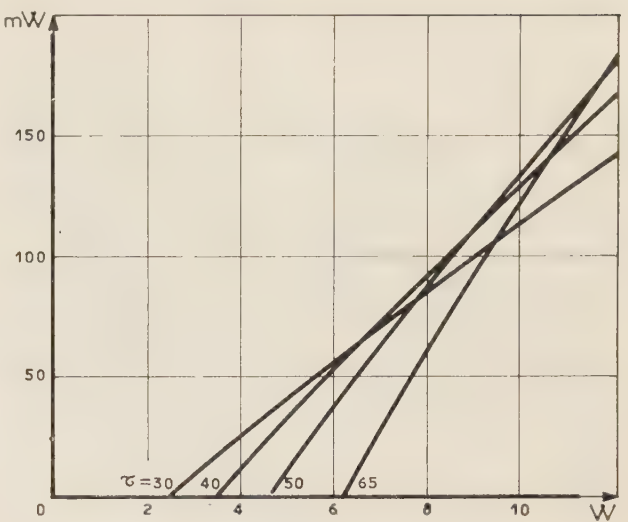


FIG. 12. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,95$, $n = 4$, $L = 0,03\text{ W }^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 25.10^{-4}\text{ }^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, fond ailetté.

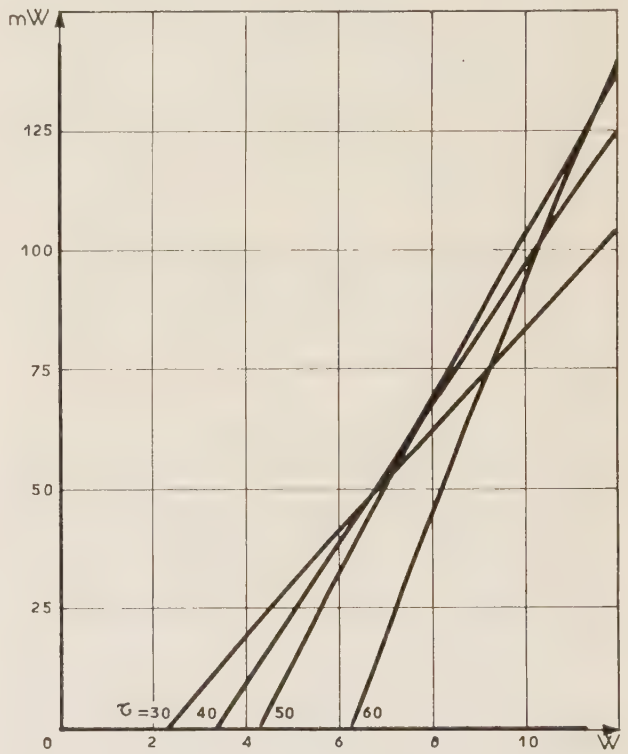


FIG. 13. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,98$, $n = 2$, $L = 0,03\text{ W }^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 15.10^{-4}\text{ }^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T = 300\text{ }^\circ\text{K}$, fond ailetté.

impossible par les méthodes élémentaires et aurait offert un assez mince intérêt pratique ; ce point sera d'ailleurs encore évoqué au paragraphe suivant. Quoiqu'il en soit, il convient de remarquer dès maintenant que le seuil de rayonnement q_s à partir duquel la tension à vide du générateur dépasse le niveau $2e\tau$, et où il fournit de la puissance — on suppose qu'un système de sécurité lui interdit d'en recevoir de sa charge d'utilisation quand q est en deçà du seuil — prend des valeurs différentes en pratique, du fait de l'inertie, le matin à l'échauffement et le soir au refroidissement. Le seuil théorique q_s peut

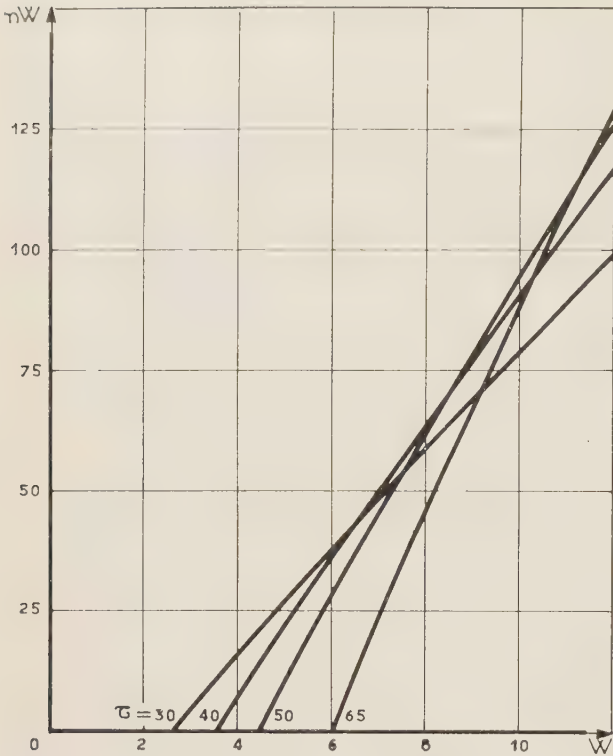


FIG. 14. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,08$, $n = 2$, $L = 0,03 \text{ W } ^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 25 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T_o = 300 \text{ } ^\circ\text{K}$, fond ailette.

donc représenter une moyenne entre les deux seuils pratiques, parfois écartés de 1 watt.

Les figures précédentes appellent quelques remarques :

— une élévation de 30° de la température ambiante décale de quelques dixièmes de watts vers la droite les seuils q_s .

— sous le rayonnement type de 10 watts, et pour une température τ de 50° , cette même élévation de 30° de l'ambiante réduit la puissance utile de 13 % dans le cas des collecteurs noirs et de 10 % dans le cas des collecteurs sélectifs lorsque $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$.

— à $300 \text{ } ^\circ\text{K}$ d'ambiante, le passage du facteur Z de la valeur $15 \cdot 10^{-4}$ à la valeur $25 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$ majore la puissance utile de 50 % dans le cas des collecteurs noirs et de 46 % dans le cas des collecteurs sélectifs.

— pour chaque volume de τ , la puissance w croît presque linéairement avec q , et ce d'autant plus vite que τ est plus élevée.

— dans chaque figure, les différentes pseudo-droites enveloppent une courbe (non tracée) d'allure parabolique, et qui représenterait la puissance utile sur charge constamment adaptée à l'optimum (en fait une résistance égale à la résistance interne du générateur).

— l'influence du vent n'a pas été examinée jusqu'à présent. Mais on peut dire, que, pour une structure optimisée, ses actions concomitantes sur le séparateur supérieur et sur le fond ont une résultante à peu près indécélable sur θ et partant sur w .

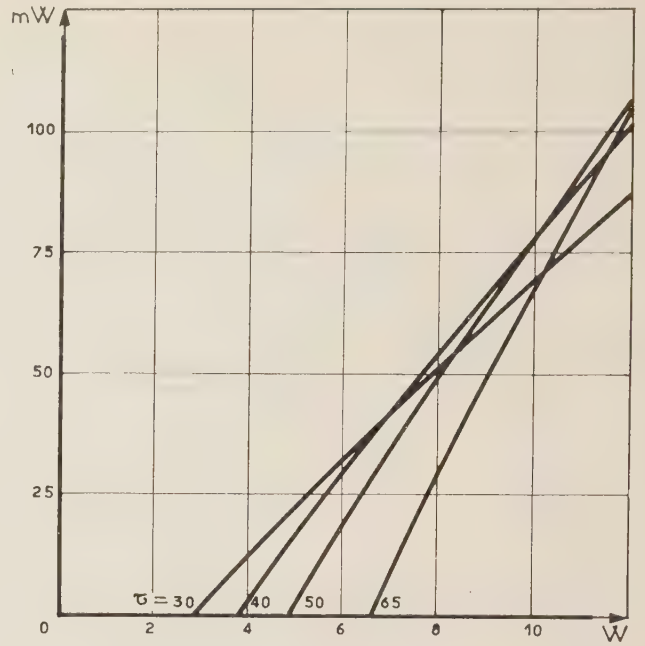


FIG. 15. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,95$, $n = 4$, $L = 0,03 \text{ W } ^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T_o = 330 \text{ } ^\circ\text{K}$, fond ailette.

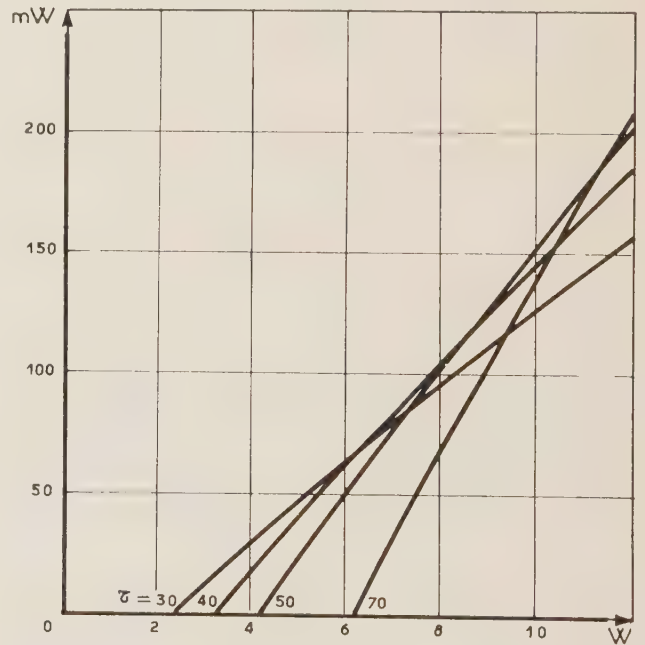


FIG. 16. — Puissance utile w en fonction du rayonnement q . $\epsilon_e = 0,08$, $n = 2$, $L = 0,03 \text{ W } ^\circ\text{K}^{-1}$, $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T_o = 330 \text{ } ^\circ\text{K}$, fond ailette.

3.2. ENERGIE UTILE

Si la puissance utile exige simplement, pour être définie, des conditions stables durant un temps long vis-à-vis de la constante de temps thermique du générateur, la définition de l'énergie est par essence même liée à une intégration journalière de la puissance cependant que varie le rayonnement solaire.

Lorsque, par une belle journée à ciel clair, ce

rayonnement (q) décrit une courbe en cloche régulière, la puissance w (τ restant constante) décrit entre les deux seuils q_s une autre courbe en cloche régulière, et l'inertie thermique a , en fait, surtout pour action de la déphaser en arrière par rapport à la première d'un temps pratiquement compris entre 15 et 30 minutes, sans affecter sensiblement sa forme.

Comme la puissance w est presque fonction linéaire de $\dot{q}$, il s'ensuit que l'énergie utile journalière ε est proportionnelle à l'aire de la courbe $q(H)$ (cf. fig. 17) — comprise au-dessus du seuil q_s :

$$\varepsilon = \mathcal{R} \mathcal{A}$$

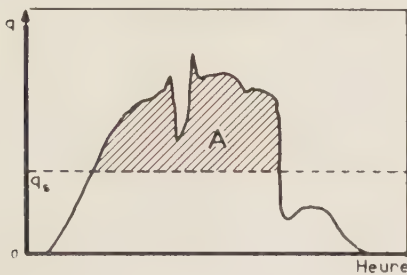


FIG. 17

Nous considérons comme maximum possible, sauf circonstances exceptionnelles, une courbe de rayonnement régulière présentant un maximum de 11 W. Elle est supposée relevée avec un actinomètre dont le plan de surface sensible est parallèle aux collecteurs et normal aux rayons solaires à midi TSV. Le calcul et l'expérience montrent que le coefficient

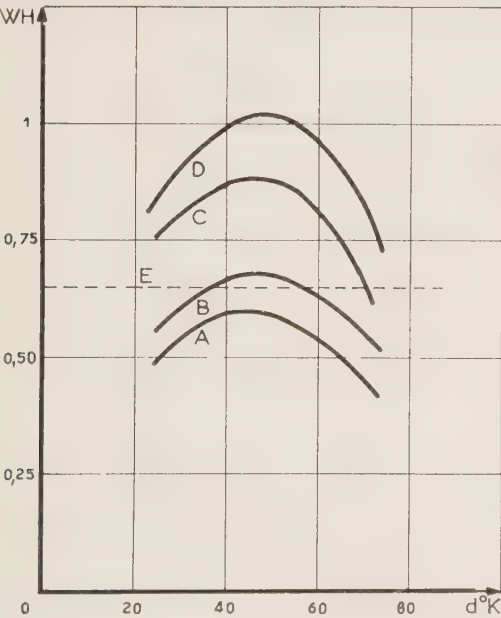


FIG. 18. — Energie journalière en fonction de la température de charge τ . $L = 0,03 \text{ W } ^\circ\text{K}^{-1}$, vent = 5 km/h, $T_0 = 300 \text{ } ^\circ\text{K}$.
 Courbe A : $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, $\varepsilon_e = 0,95$.
 Courbe B : $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, $\varepsilon_e = 0,08$.
 Courbe C : $Z = 25 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, $\varepsilon_e = 0,95$.
 Courbe D : $Z = 25 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, $\varepsilon_e = 0,08$.
 Courbe E : $Z = 15 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$, $\varepsilon_e = 0,95$.
 Charge constamment optimale.

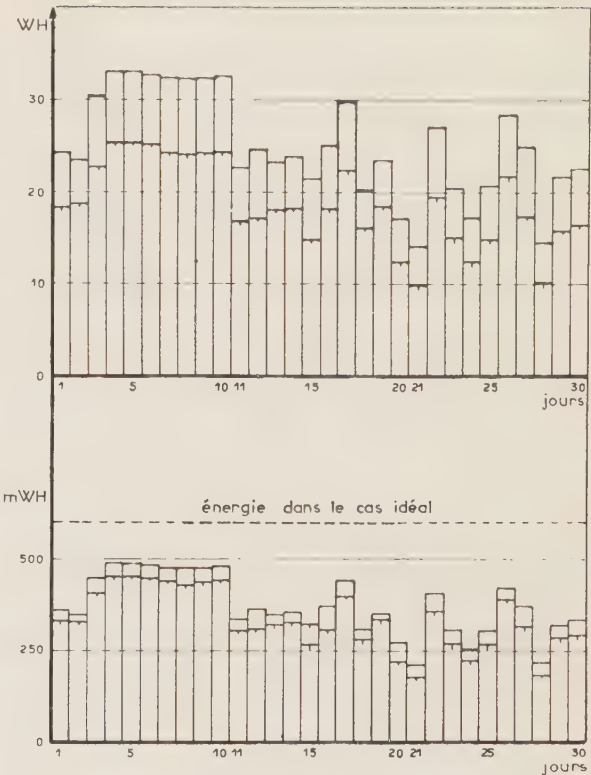


FIG. 19. — Diagramme énergétique pour Tamanrasset en septembre 1960.
 En haut, les énergies solaires journalières par dm^2 — au dessus du seuil, 4,1 W. $\top$ au-dessus de 5,0 W.
 En bas, les énergies utiles ε journalières, sur la base de l'abaque 11 — pour un seuil q_s de 4,1 W. $\top$ pour un seuil q de 5,0 W.

de transmission des séparateurs plans n'est réduit de façon notable que pour les incidences supérieures à 45°, correspondant à 3 heures avant ou après midi. Dans ce cas idéal théorique, les énergies utiles sont figurées sur le diagramme 18 en fonction de τ , pour différentes structures.

Dans la pratique, un générateur peut ne recevoir que deux inclinaisons différentes au cours de l'année, sans perdre plus de 4 % de sa puissance. D'un équinoxe à l'autre, on choisit comme inclinaison la latitude augmentée ou diminuée de 11°43' (demi-amplitude de variation de la hauteur solaire) selon la saison, hiver ou été. Les enregistrements actinométriques peuvent fournir pour chaque jour les valeurs des aires $\mathcal{A}$.

A titre d'exemple, le diagramme 19 a été construit d'après les relevés de Tamanrasset, au Sahara, en septembre dernier, communiqués par la Météorologie Nationale Française. En haut, figurent les aires $\mathcal{A}$ planimétrées respectivement au-dessus des seuils 4,1 et 5,0 watts, correspondant sur la figure 11 aux températures τ 45° et 55°. En bas apparaissent les énergies ε déduites de cette même figure 11 dans les deux cas. Alors que le maximum de ε dans le cas idéal était de 600 mWh, le maximum en septembre 1960 eût été de 490 mWh avec une moyenne mensuelle de 373 mWh, soit 62 % du maximum idéal, et cela dans le cas le plus favorable de $\tau = 45^\circ$.

4. Les réalisations pratiques. Conclusion

4.1. Cet exposé est essentiellement à orientation théorique, et vise, en communiquant certains résultats de nos études théoriques et pratiques, à fixer les idées sur les performances asymptotes espérables des générateurs solaires plans dans l'état actuel de la technique, et compte tenu de réalisations sans défaut.

Il n'est pas dans notre dessein de traiter ici de la technique proprement dite, qui est évoquée en d'autres exposés, mais nous croyons utile de soulever simplement certaines des questions importantes qui se posent lors des réalisations.

4.2.1. La parfaite transparence de la face avant ne saurait se maintenir longtemps aux agents atmosphériques.

Des courants de convection parallèles aux séparateurs et dûs à l'inclinaison vont de pair avec des gradients de température Sud-Nord, voire Est-Ouest, et, des séparateurs Est-Ouest perpendiculaires sont à prévoir pour les contrarier.

Les espaces inter-collecteurs — jeu indispensable laissé au montage — rayonnent une puissance parasite, qui concourt surtout à accroître l'émissivité apparente des collecteurs sélectifs.

4.2.2. Le collecteur parfaitement isotherme est une fiction commode pour les calculs, mais il est en réalité le siège d'un « puits de température » dans la région de fixation des couples, ce qui réduit en fait θ (jusqu'à 5 %).

4.2.3. Les jonctions de couples ne sont pas exemptes de résistances parasites, et les conductivités thermique et électrique des pièces porte-couples, qui évacuent la chaleur des jonctions froides, ne sont pas infinies. Il s'ensuit une réduction apparente du facteur Z effectif (facilement 10 %).

4.2.4. Le fond ailette n'est pas isotherme, et ses parties hautes sont réchauffées par l'air montant du bas en convection naturelle.

4.2.5. Enfin, le circuit extérieur concourt à détériorer le rendement : perte de puissance dans la soupape électronique ou électromagnétique déconnectant le générateur lorsque $q < q_s$, perte de puissance dans le régulateur de charge des batteries chimiques tampons, et dans les batteries elles-mêmes.

4.3. Ainsi, le générateur solaire thermoélectrique plan apparaît-il comme un engin simple et assez rustique, nullement tributaire d'une orientation précise comme les appareils à focalisation, pouvant fournir sous un bon ensoleillement environ 9 W au mètre carré, et de 30 à 50 Wh par jour pour la même surface, mais les imperfections inévitables des réalisations et des fluctuations non moins inévitables et, de plus, peu prévisibles de l'ensoleillement invitent à le dimensionner avec un très large coefficient de sécurité. Il exige des matériaux thermoélectriques à hautes performances, mais à température de service maximale assez peu élevée, dont les composés à base de tellure-bismuth-antimoine sont les représentants actuellement les plus qualifiés.

CELLULES SOLAIRES PHOTOVOLTAIQUES

PAR

F. DESVIGNES

*Laboratoires d'Electronique et de Physique
appliquée*

1. Introduction

L'effet photovoltaïque c'est-à-dire la possibilité de transformer l'énergie lumineuse en énergie électrique au sein d'un corps solide est connu depuis E. BECQUEREL (1839) [1]. Mais l'utilisation de ce phénomène, même comme procédé d'observation ou de mesure de la lumière n'a réellement débuté que vers 1930, avec l'apparition dans le commerce des cellules à oxyde cuivreux, puis presque aussitôt des cellules au sélénium [68]. Dès l'apparition de ces cellules, on a songé à utiliser ce phénomène pour produire de l'énergie électrique avec la lumière du soleil, mais les rendements atteints à cette époque étaient beaucoup trop faibles (inférieurs à 1 %) pour que cette idée puisse être suivie d'applications.

Une ère nouvelle s'est ouverte avec le développement de la science et de la technique des semiconducteurs ; en 1954 CUMMEROW [3, 4, 5] et RITTNER [20, 21] effectuent des études théoriques sur les possibilités d'emploi des jonctions P N à la conversion de l'énergie solaire, puis c'est la réalisation de la première cellule solaire au silicium par CHAPIN, FULLER et PEARSON [34]. Depuis cette année, de nombreuses publications se sont succédées portant, soit sur l'étude et le perfectionnement des cellules au silicium, soit sur l'emploi d'autres matériaux [3 à 32].

2. Principe de fonctionnement

La structure commune à toutes les cellules solaires photovoltaïques est représentée schématiquement par la figure 1. La cellule proprement dite est constituée par une jonction N P dont une des régions, dite antérieure, est relativement mince (N sur la figure). Lorsque la surface libre de cette région est soumise à un éclairement E , les paires électron-trou libérées par absorption des photons au sein des régions N

et P donnent, par diffusion des porteurs minoritaires vers la barrière de potentiel, un courant dirigé de N vers P.

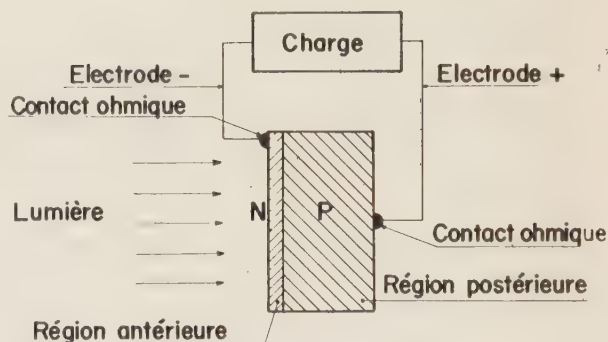


FIG. 1. — Structure d'une cellule photovoltaïque

La caractéristique courant i tension v , dont la forme est commune à toutes les cellules photovoltaïques, est représentée par la figure 2. Dans l'obscurité, la caractéristique est celle d'un redresseur : forte résistance statique en polarisation inverse ($v < 0$), faible résistance en polarisation directe ($v > 0$). L'action de l'éclairement E , peut être représentée, en première approximation, comme une translation de la caractéristique d'obscurité $i_v = f(v)$ vers les i négatifs, d'une quantité i_F proportionnelle à l'éclairement E : le courant débité i peut être considéré comme la somme de deux termes :

$$i = i_v + i_F$$

dépendant, l'un uniquement de la différence de potentiel v , l'autre uniquement de l'éclairement E .

Pour un éclairement E donné, i_F dépend de l'aire S de la cellule, de la composition spectrale de l'éclairement, des variations du coefficient d'absorption α du semiconducteur (donc de son saut d'énergie ΔE), de la structure de la cellule (épaisseurs des régions

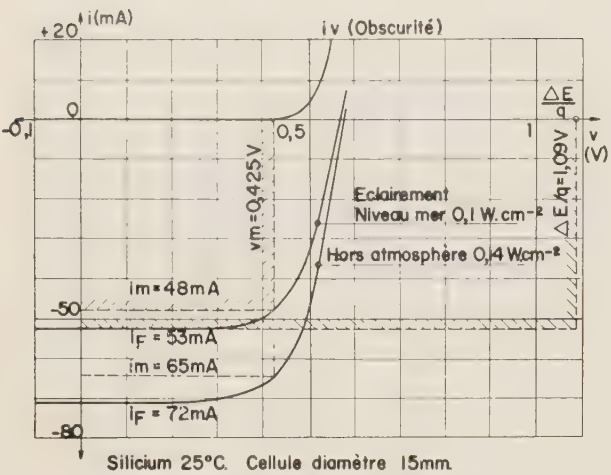


FIG. 2. — Caractéristiques courant i tension v d'une cellule solaire au silicium

N et P), et de la qualité du matériau (constantes de diffusion des porteurs minoritaires D_p , D_n , durées de vie τ_N , τ_P et vitesses de recombinaison superficielles s_N et s_P).

Un organe électrique peut être considéré comme générateur d'énergie dans un circuit lorsque le point de fonctionnement du dipôle considéré se trouve dans le 2^e ou le 4^e quadrant du graphique $i = f(v)$ (fig. 2). C'est le cas des cellules photovoltaïques éclairées lorsque v est positif et i négatif. Pour un éclairement E et une aire S , donc un flux $F = SE$, donnés, la puissance, donc le rendement, est maximale pour un certain point de fonctionnement que l'on peut caractériser par ses coordonnées v_m, i_m , que nous qualifierons d'optimales.

3. Rendements maximaux théoriques

Il découle de ce qui précède qu'on peut déjà, dans l'étude du rendement, séparer l'influence relative des termes i_F et i_v : en effet, les caractéristiques de la figure 2 suggèrent la représentation du circuit équivalent donné par la figure 3 (dans lequel pour l'instant la résistance R_s sera omise).

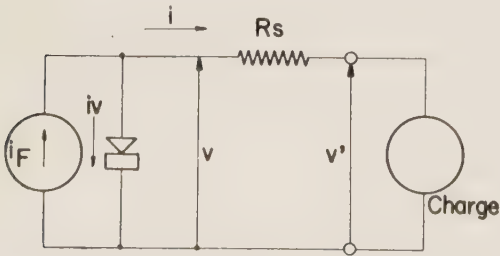


FIG. 3. — Circuit équivalent à une cellule solaire

La puissance reçue est $F = ES$; la puissance fournie par la cellule dans la charge est $v_m i_m$, donc le

rendement global est

$$\rho = \frac{v_m i_m}{ES} = \frac{v_m j_m}{E} \tag{2}$$

j_m étant la densité de courant qui traverse la barrière de potentiel.

Si l'on suppose que tous les photons dont l'énergie u est supérieure au saut d'énergie ΔE du semiconducteur sont absorbés avec libération d'une paire électron-trou, il est théoriquement possible de prévoir la valeur maximale J_E que pourra prendre la densité du courant photoélectrique i_F/S . Les paires électron-trou ainsi libérées seront donc susceptibles de fournir une puissance $J_E \Delta E/q$; si l'on ne tient pas compte des pertes par réflexion à la surface de la cellule, le rendement énergétique de la libération des paires, ou rendement photoélectrique sera :

$$H = \frac{J_E \cdot \Delta E/q}{E} \tag{3}$$

Dans la cellule parfaite que nous envisageons pour l'instant, la proportion de paires électron-trou qui se recombinent avant que le porteur minoritaire ait pu franchir la barrière de potentiel est supposée négligeable : le rendement donné par la relation 2 peut donc s'écrire :

$$\rho = H \frac{v_m j_m}{\frac{\Delta E}{q} J_E} \tag{4}$$

La fraction $M = \frac{v_m j_m}{\frac{\Delta E}{q} J_E}$, que nous appellerons

« rendement de jonction », est égale au rapport des aires des deux rectangles hachurés de la figure 2 ; dans le calcul de la valeur de cette fraction interviennent la forme de la relation $j = f(v)$ et la valeur de J_E . On peut calculer des valeurs théoriques J_v de la fonction j_v suivant les modèles qui font intervenir les recombinaisons dans les régions N et P non chargées, ou dans la couche de charge d'espace. Dans les deux cas et dans le domaine des valeurs de v intéressantes, la fonction J_v prend une forme unique

$$J_v = J_0 e^{\frac{v}{v_0}} \tag{5}$$

mais avec des constantes J_0 et v_0 différentes. Cette forme se prête assez bien à la détermination mathématique des conditions optimales de fonctionnement (v_m, i_m maximal), donc de v_m et de i_m , et par suite du rendement de jonction.

Le tableau 1 résume les principales hypothèses et les principaux résultats d'un calcul ainsi mené, pour quelques matériaux semiconducteurs dont l'emploi a été suggéré au cours de ces dernières années. Le lecteur intéressé par le détail de ce problème théorique pourra consulter les articles [6, 17, 22, 23, 24].

Ce tableau 1 montre qu'au fur et à mesure que l'on s'adresse à des matériaux à saut d'énergie de plus en plus élevé, le rendement photoélectrique H et la densité de courant J_E diminuent. Cependant la différence de potentiel v_m suit la croissance de ΔE et le rendement de jonction M augmente.

Le rendement global $\rho = HM$ passe par un maximum pour $1,0 < \Delta E < 1,6$ eV. La colonne $q\nu/kT$ de cette table 1 montre qu'en général les recombinaisons ont lieu surtout dans la couche désertée ($\nu = 2 kT/q$).

Les variables N (concentration des donneurs et des accepteurs) et τ (durée de vie) de ce calcul interviennent un peu dans le résultat : les valeurs choisies correspondent à celles qui sont les plus couramment utilisées ou observées : théoriquement, le rendement de jonction est une fonction lentement croissante de ces deux termes.

4. Causes pratiques de pertes de rendement

Les valeurs données dans la table 1 correspondent aux limites théoriques que l'on ne pourra pratiquement pas dépasser. Il faut maintenant examiner les causes pratiques de perte de rendement.

La réflexion de la lumière à la surface antérieure de la cellule est une première cause. Sur les cellules solaires au silicium, elle est moins grave qu'on pouvait le redouter : les traitements thermiques et chimiques que l'on fait subir au matériau laissent à sa surface un facteur de réflexion inférieur à 10 %. Au moyen de couches anti-reflet on peut réduire à quelques pour cent le facteur de réflexion résiduel sur l'ensemble cellule-fenêtre de protection [52].

Les photons sont absorbés dans l'ensemble du volume du semiconducteur. Celles des charges minoritaires qui sont libérées près de la surface antérieure (photons à haute énergie : $u \gg \Delta E$) ou loin au fond de la région postérieure ($u \simeq \Delta E$) ont une probabilité relativement faible d'atteindre la barrière de potentiel avant recombinaison ; il en résulte que la densité du courant photoélectrique réellement obtenu, j_E , peut-être sensiblement inférieure à J_E . Le rapport :

$$\frac{j_E}{J_E} = K \quad (6)$$

est appelé efficacité de collection ; il dépend entre autres de la répartition spectrale des photons, de la structure géométrique de la cellule et des propriétés des porteurs minoritaires dans les régions N et P et aux surfaces [6, 8, 15, 20, 24, 25, 26, 27, 29, 42].

Le courant i débité par la cellule doit traverser le matériau semiconducteur et les contacts semiconducteur-métal avant de parvenir au circuit d'utilisation : l'expérience montre que, dans le cas des cellules au silicium, la résistance de la couche antérieure, traversée latéralement par le courant, et la résistance des contacts, ne sont généralement pas négligeables. Alors que ce dernier terme est une résistance localisée, correctement représentée par R_s (fig. 3), le premier

est une résistance répartie dont l'introduction dans les calculs n'est pas très facile [7, 31, 41]. Les connaissances acquises dans la technologie des cellules au silicium montrent que si l'on veut que la résistance due à la couche antérieure (épaisseur inférieure à 1μ pour que l'efficacité de collection K ne soit pas trop inférieure à 1) ne provoque pas une perte de rendement supérieure à 10 % à l'éclairage solaire, il faut que le courant i n'ait pas à parcourir dans cette couche une longueur moyenne supérieure à 5 ou 10 mm. Cette conclusion conduit à la réalisation de cellules de petites dimensions ou à l'utilisation de réseau de contacts sur la face antérieure (cellules à grilles, fig. 4) [33, 44, 92].

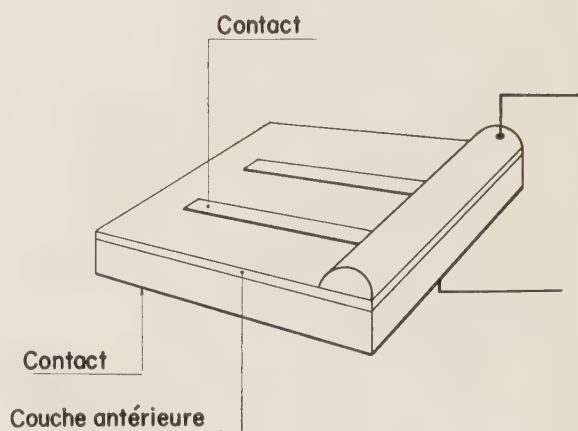


FIG. 4. — Cellule avec contacts sur la couche antérieure

Le tableau 2 donne un exemple de confrontation théorie-expérience dans le cas d'une cellule au silicium de 15 mm de diamètre. Dans cette table on n'a pas séparé le terme de résistance série qui, dans le cas des cellules réelles, modifie le rendement de jonction ; l'effet de cette résistance série est visible sur la forme des caractéristiques de cette cellule, caractéristiques qui ont été représentées sur la figure 2.

5. Réalisation des cellules solaires

On trouve aujourd'hui dans le commerce des cellules photovoltaïques au sélénium et au silicium, proposées pour l'utilisation de l'énergie solaire. Mais les recherches en cours portent également sur d'autres matériaux également prometteurs, soit par le rendement, soit par les prix qu'ils permettent d'espérer.

A. SÉLÉNIUM

Les cellules photovoltaïques au sélénium sont connues depuis très longtemps. La technique de leur fabrication est assez simple, rapide, et, par suite relativement peu onéreuse. Le sélénium dopé est déposé, avec une épaisseur de l'ordre de 0,1 mm, sur une lame de fer ; après un traitement thermique destiné à donner à la couche ses propriétés photovoltaïques,

on dépose une couche métallique mince sur le sélénium, couche destinée à assurer la collection du courant, puis des contacts sont peints sur cette couche.

Sous l'éclairement solaire, ces cellules donnent une densité de courant photoélectrique j_E voisine de 8 mA.cm^{-2} , et une différence de potentiel en circuit ouvert voisine de $0,50 \text{ V}$, à la température ordinaire. A la charge optimale, la densité de courant est voisine de 2 mA.cm^{-2} et la différence de potentiel, de $0,47 \text{ volt}$. Le rendement n'atteint généralement pas 1% .

En raison de leur vieillissement rapide sous l'action des agents atmosphériques, même aux températures modérément élevées (50°C), les cellules au sélénium ne sont pratiquement pas utilisées comme cellules solaires.

B. SILICIUM

Les cellules au silicium sont les seules qui soient déjà largement utilisées pour la transformation de l'énergie solaire en énergie électrique, aussi nous examinerons leurs propriétés plus en détail.

1. *Fabrication.* Dans l'état actuel de la technologie, toutes les cellules solaires au silicium sont faites par diffusion d'une impureté N ou P dans le semiconducteur à l'état solide.

La matière première est du silicium de plus ou moins grande pureté suivant que l'on désire des rendements très élevés ou des prix bas, silicium dopé N ou P au moment du tirage. Les monocristaux sont découpés en lames de forme et dimensions constantes (épaisseur, $\sim 0,4 \text{ mm}$). Les lames sont décapées, puis subissent la diffusion ; elles sont ensuite décapées localement afin de remettre à nu la région non atteinte par la diffusion ; des contacts sont pris sur les régions N et P. Les détails de la technologie ont, comme toujours, une grande influence sur la qualité, le prix de revient et la fiabilité du produit : ces détails diffèrent sensiblement d'un fabricant à l'autre et demeurent plus ou moins secrets.

Le type de dopage du matériau semble avoir une influence importante sur la résistance des cellules aux particules à grande énergie que l'on trouve dans la très haute atmosphère [42], mais il ne semble pas avoir une influence déterminante sur les rendements initiaux.

Alors que la première fabrication américaine, à la suite des travaux des Laboratoires Bell Telephones [34] a porté ses efforts sur la production de cellules à couche P sur matériau N, par diffusion de bore, les travaux effectués en France [6, 33, 54, 55] ont porté sur des cellules à couche diffusé N (au phosphore) sur matériau P. A la suite des expériences faites sur le vieillissement des cellules sous l'action des particules à haute énergie, l'industrie américaine a étudié également des cellules à couche N.

La concentration en donneurs ou accepteurs dans le matériau initial a une petite influence sur les résultats obtenus. Pour les cellules à couche diffusée N, il semble que les meilleurs rendements soient obtenus avec une résistivité comprise entre 1 et $0,01 \Omega.\text{cm}$.

Comme on l'a vu au paragraphe 4, l'épaisseur de couche antérieure qui donne le rendement le plus élevé croît avec les dimensions de la cellule, et le rendement décroît lorsque cette épaisseur augmente. Pour réaliser des cellules dont les dimensions sont relativement grandes tout en conservant un rendement élevé, la plupart des fabricants ont mis au point des techniques permettant de prendre des contacts sur la couche antérieure, contacts n'occultant qu'une petite fraction de la surface éclairée (figure 4). Ce procédé permet de conserver des rendements moyens de 10 à 12% sur des cellules de grandes dimensions.

Les problèmes de l'encapsulation des cellules solaires au silicium sont de trois ordres :

- assurer une protection mécanique et chimique,
- permettre un assemblage commode pour la réalisation de branchements série ou parallèle,
- favoriser le refroidissement.

Les exigences et les moyens sont différents suivant qu'il s'agit de cellules destinées aux applications de l'espace ou aux applications terrestres.

Dans l'espace, les cellules doivent être protégées contre l'action des rayonnements à haute énergie, ce qui conduit à l'emploi de fenêtres minces [36, 38, 43], et éventuellement contre les micrométéorites ; l'assemblage et les connexions sont faits une fois pour toutes par le constructeur, mais leur fiabilité doit être excellente ; enfin le refroidissement ne peut être assuré que par conduction au travers des supports et connexions, et surtout par rayonnement [39, 52]. Par ailleurs, ces ensembles, souvent de grandes dimensions, doivent pouvoir supporter des accélérations élevées et des variations de température très importantes.

Pour les applications terrestres les boîtiers doivent supporter l'action des agents atmosphériques, des contraintes mécaniques et thermiques en général moins élevées, mais aussi, moins bien définies ; enfin le refroidissement peut être assuré également par convection ; pour ces applications, la considération du prix de revient entre en ligne de compte d'une manière impérieuse.

2. *Caractéristiques.* La figure 5 représente un réseau de caractéristiques courant i tension v éclairement E observé sur des cellules solaires au silicium, circulaires, de 15 mm de diamètre, à température constante (cellule identique à celle étudiée dans la table 2). Ce réseau montre que la différence de potentiel v_m correspondant à la charge optimale (rendement maximal) est à peu près indépendante de l'éclairement E (ici $v_m \simeq 0,425 \text{ volt}$), ce qui permet de conclure que les cellules photovoltaïques sont bien adaptées à l'emploi d'accumulateurs en tampon.

La température a une influence notable sur ces caractéristiques [9, 32] : pratiquement, pour un éclairement donné, tout se passe comme si la courbe $i = f(v)$ se translatait vers les petites valeurs de v au fur et à mesure que la température s'élève, à raison de $2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$. La figure 6 donne les variations de la densité j_E du courant de court-circuit, de la

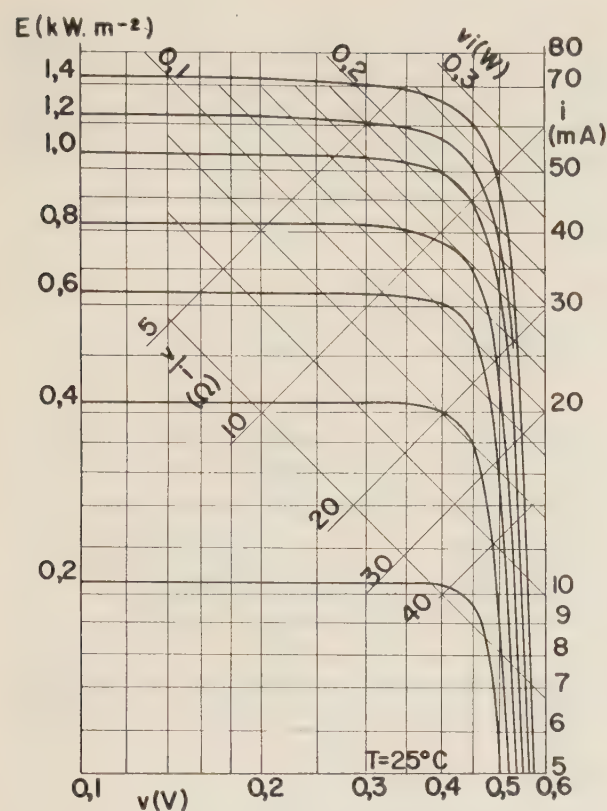


FIG. 5. — Caractéristiques courant i , tension v , puissance $v \cdot i$, charge v/i , éclairement E d'une cellule solaire au silicium

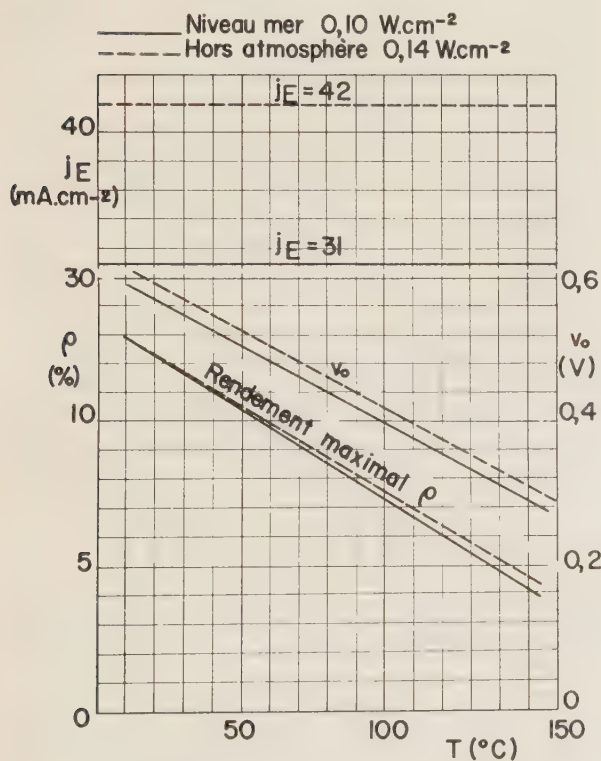


FIG. 6. — Influence de la température T sur la densité j_E du courant de court-circuit, la différence de potentiel de circuit ouvert v_0 et le rendement ρ d'une cellule solaire au silicium.

différence de potentiel de circuit ouvert v_0 et du rendement maximal ρ en fonction de T . On voit qu'il est important d'éviter que la température des cellules s'élève beaucoup, sous l'action du rayonnement solaire notamment. Pour les applications terrestres, il semble que l'on puisse obtenir que la résistance thermique, définie comme le rapport entre la différence de température cellule-air ambiant et l'éclairement incident, n'excède pas $100^\circ\text{C} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Cette valeur se rapporte à des montages qui permettent d'assurer une longue conservation des performances (utilisation de matériaux résistants à l'ultraviolet, aux agents atmosphériques, bon isolement électrique...).

D'après les publications relatives aux satellites artificiels il semble qu'au moyen des couches optiquement sélectives déposées sur les fenêtres des cellules (réfléchissant l'ultraviolet, transparentes au visible et au proche infrarouge, et émettrices au delà de $1,2 \mu$), on arrive à ce que la température des cellules ne dépasse guère 80°C dans les conditions les plus défavorables [79, 80].

3. *Fiabilité.* L'expérience des satellites artificiels (Vanguard I [17] et celles des applications terrestres [82 à 85] montrent que la cellule solaire au silicium est un dispositif stable : pour les applications au sol, les seules causes appréciables de vieillissement ne semblent pas dues aux cellules elles-mêmes mais aux matériaux utilisés à l'encapsulation [84]. Ce facteur est très important pour toutes les applications exigeant une bonne fiabilité (satellites artificiels), nécessitant un entretien très réduit (relais, phares isolés) ou des amortissements budgétaires très longs (puissances élevées). Il semble aujourd'hui qu'on puisse compter sur des vies moyennes supérieures à 20 ans dans la plupart des cas d'applications terrestres.

Les expériences faites en laboratoire pour simuler l'action des particules existant dans la ceinture de Van Allen (maximums de densité à l'équateur, à 3 000 et 24 000 km d'altitude), c'est-à-dire avec de l'ultraviolet, des rayons X, des électrons, des protons et certains ions ont permis une mesure de l'action de ces radiations sur les deux types de cellules (N/P et P/N) et de l'efficacité des fenêtres de protection utilisées [37, 38, 42, 43]. Les informations reçues du satellite Explorer VI (apogée 42 500 km, périégée 210 km) permettent d'estimer à deux semaines environ la durée normale (rendement réduit aux $3/4$ de sa valeur initiale) d'une batterie de cellules à couche P sur silicium N, non protégées, dans l'orbite assez défavorable de ce satellite [36]. Les cellules à couche N sur matériau P supporteraient une irradiation 2 à 3 fois plus grande [42].

4. *Prix.* La cellule solaire au silicium est encore, en dépit des efforts faits pour réduire les prix de revient, un convertisseur d'énergie relativement cher.

D'après PRINCE [46], l'évolution du prix des cellules solaires nécessaires pour produire une puissance instantanée de 1 watt sous un éclairement solaire E

égal à $1 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$, pour la fabrication américaine (Hoffman) est la suivante :

1959	500 \$/W
1960	275
1961	175

ce même auteur pense que ce prix pourrait descendre à $100 \text{ $/W}$ dans un proche avenir. Les techniques mises au point en France permettent d'obtenir dès maintenant un prix de vente pratiquement égal à ce dernier chiffre (500 NF/W) pour des boîtiers-modules étanches fournissant environ $0,65 \text{ W}$ sous 3 V^* (fig. 7).

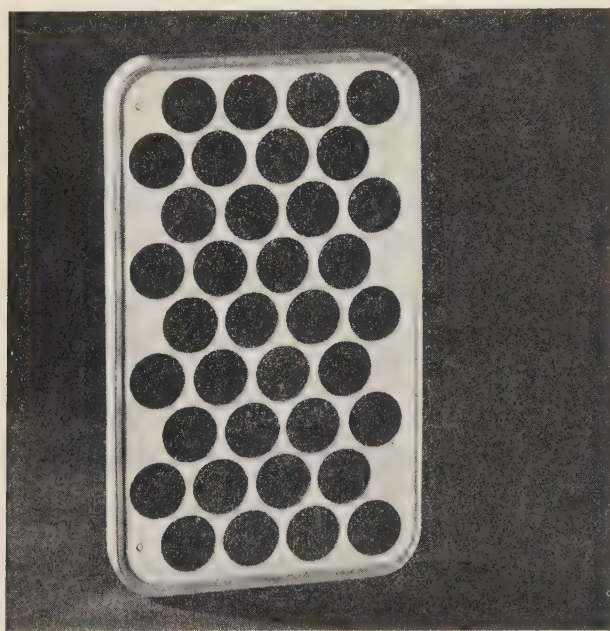


FIG. 7. — Batterie de cellules solaires au silicium pour applications terrestres. Dimensions $175 \times 110 \times 20 \text{ mm}$. Poids 500 g . 36 cellules de 19 mm de diamètre. Puissance $0,65 \text{ watt}$ environ sous 3 V (Document Radiotechnique).

KOBAYASHI [83] indique comme prix de revient, au Japon, d'équipements comprenant les cellules, les accumulateurs et le système de connexion (voir § 6.B.), environ 130 dollars par watt instantané; d'après WOLF [93], le prix aux Etats-Unis d'Amérique dans les mêmes conditions serait quatre fois plus élevé. Il est difficile de savoir si la comparaison de ces prix est bien valable car il est probable que certains auteurs parlent de prix de revient de fabrication, et d'autres de prix de vente.

Pour les applications au sol, dans des régions du globe à faible nébulosité (plus de $3\,500 \text{ h}$ de soleil par an), il faut compter sur une puissance nominale ($E = 1 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$) environ 5 fois plus grande que la puissance moyenne consommée, compte tenu du rendement des accumulateurs mis en tampon (rendement estimé à 0,8). De plus, ces accumulateurs doivent avoir une capacité égale à au moins 1 semaine de consommation sans apport d'énergie [81, 83, 84]. On estime en général que, compte tenu

des investissements ci-dessus et des frais d'installation, les frais initiaux varient de 2 000 à 8 000 NF pour un équipement délivrant 1 watt en permanence. Dans tous les cas où les puissances exigées sont faibles, où les lignes de transport d'électricité sont éloignées, où les communications sont difficiles, où une grande sécurité de fonctionnement est exigée, les cellules solaires peuvent être intéressantes.

Cet aspect économique du problème a été étudié par plusieurs auteurs [83, 86, 93] et a conduit à des installations qui paraissent donner satisfaction.

Les technologies actuelles sont reconnues comme excessivement onéreuses, par la qualité des matériaux qu'elles utilisent et par la lenteur des procédés qu'elles mettent en œuvre. De nombreux perfectionnements ont été proposés et sont à l'étude [40, 63, 64, 65, 88, 91, 93]. On peut cependant se demander si le silicium pourra donner une solution satisfaisante à un nombre relativement élevé d'applications : l'étude du prix minimal que l'on peut espérer [86] montre que des recherches dans cette voie sont loin d'être dénuées d'intérêt, mais qu'elles exigeront beaucoup de travail et de patience.

C. ARSÉNIURE DE GALLIUM

Sur le plan historique comme sur celui du rendement énergétique, l'arséniure de gallium vient immédiatement après le silicium. Par ses propriétés intrinsèques (saut d'énergie, mobilités) ce matériau est particulièrement séduisant. Malheureusement sa préparation et sa mise en œuvre sont relativement difficiles, par suite chères, et les durées de vie τ des porteurs excédentaires y sont brèves, ce qui est défavorable au rendement des cellules solaires.

Les cellules sont faites généralement par diffusion de zinc dans de l'arséniure de gallium de type N dont la résistivité est comprise entre 1 et $0,01 \Omega \cdot \text{cm}$. Ces techniques sont aujourd'hui assez bien connues et conduisent à des rendements qui atteignent 8 %.

Ces cellules paraissent mieux résister aux radiations de la ceinture de Van Allen que les cellules au silicium [90]; par contre, leur vieillissement dans l'atmosphère ne paraît pas avoir été étudié. A notre connaissance, aucune cellule de ce type n'est commercialisée, et il semble que leur emploi dans les satellites artificiels, envisagé pendant un moment, ne le soit plus aujourd'hui.

D. SULFURE DE CADMIUM

Ce semiconducteur, dont le saut d'énergie est voisin de $2,4 \text{ eV}$, est déjà employé à grande échelle dans la construction de cellules photoconductrices.

Les premiers travaux sur l'effet photovoltaïque dans ce matériau ont été effectués avec des monocristaux dopés au chlorure d'indium [61, 62, 66].

La jonction est formée par traitement thermique oxydant d'un dépôt pulvérulent de cuivre effectué par électrolyse sur l'une des deux faces d'une lame

* Communication personnelle de M. Teillet, S.A. La Radiotechnique.

cristalline de 2 mm d'épaisseur (fig. 8). Un contact à faible résistance (indium) est pris sur la périphérie de l'autre face d'une part, et sur le cuivre oxydé d'autre part. Contrairement aux cellules au silicium et à l'arséniure de gallium, la jonction se trouve près de la face postérieure de la lame semiconductrice.

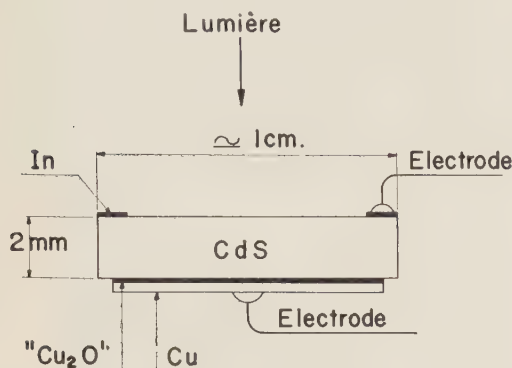


FIG. 8. — Cellule à monocristal de CdS

Le fonctionnement de ces cellules ne peut pas être expliqué par la théorie vérifiée par les cellules au germanium, au silicium, et à l'arséniure de gallium (§3) : en particulier on ne peut rendre compte des courbes spectrales de sensibilité et de l'efficacité de collection qu'en admettant que l'effet photoélectrique fait intervenir un ou plusieurs niveaux situés dans la bande interdite. Des cellules de 1 cm², ainsi préparées, ont permis d'obtenir des rendements atteignant 5 %.

Le sulfure de cadmium se prête assez bien à la réalisation de cellules par évaporation dans le vide [63, 64, 65]. Plusieurs techniques paraissent utilisables : jusqu'ici, les techniques étudiées consistent à évaporer du sulfure de cadmium, préalablement dopé, sur une lame de verre recouverte d'une couche conductrice et transparente (SnO₂) qui donnera le premier contact (fig. 9). Le second est pris sur la face libre du dépôt de sulfure de cadmium. Les technologies diffèrent dans le mode de formation de la couche et dans la manière de prendre le contact postérieur. Ces procédés ont permis de réaliser des cellules dont le rendement est de l'ordre de 1 %.

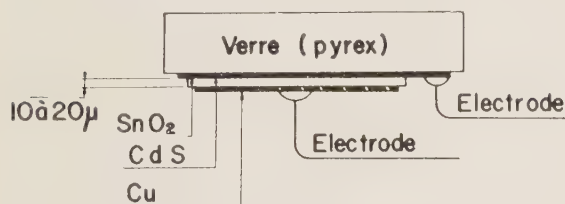


FIG. 9. — Cellule à couche mince de CdS

E. TELLURURE DE CADMIUM

L'expérience montre que le tellure de cadmium, dont le saut d'énergie est de l'ordre de 1,4 eV, peut également se prêter à la réalisation de cellules photovoltaïques intéressantes [69, 70, 72]. Au moyen de

monocristaux de CdTe de type N, sur lesquels on forme une couche P par diffusion d'indium ou de gallium, on peut faire des cellules pour lesquelles $j_E = 9 \text{ mA.cm}^{-2}$ sous un éclairement E égal à $0,1 \text{ W.cm}^{-2}$ qui donnent une d.d.p. en circuit ouvert de 0,65 V et un rendement voisin de 4 %. Le seuil photoélectrique est situé vers $0,8 \mu$. Ces cellules paraissent assez conformes au modèle étudié aux paragraphes 2 et 3.

F. AUTRES MATÉRIAUX

L'emploi de matériaux autres que ceux indiqués ci-dessus a été souvent suggéré ; certains de ces matériaux n'ont pas la stabilité chimique souhaitable ; d'autres, comme le phosphore de gallium ont permis de réaliser des cellules dont le rendement est de l'ordre de 1 % [71]. De vagues espoirs existent également avec des cellules électrolytiques, et des matières plastiques qui permettraient probablement des prix de revient relativement bas.

6. Utilisation

L'utilisation des cellules solaires est dictée par des considérations techniques et économiques. L'aspect technique intervient pratiquement seul dans le cas de l'alimentation des servomécanismes, instruments de mesure et d'observation et des émetteurs montés dans les satellites artificiels, alors que l'aspect économique intervient dans toutes les applications terrestres où les cellules solaires sont en compétition avec d'autres modes de production d'énergie électrique. Dans ce paragraphe, on ne considérera que les aspects techniques du problème.

A. SATELLITES ARTIFICIELS

Les satellites artificiels lancés jusqu'ici sont généralement conçus pour accomplir des missions d'information (Ranger [75] : mesures des champs dans l'espace interplanétaire, Tiros : télévision des couches nuageuses...) ou d'assistance (Echo [73] : réflexion des ondes radioélectriques, Transit [77] : assistance à la navigation maritime...).

Pour assurer le fonctionnement des équipements électriques portés par ces satellites, il est nécessaire de disposer d'une source d'énergie capable d'alimenter ces équipements pendant un temps très long. Les cellules solaires sont jusqu'ici les seuls dispositifs utilisés à cette fin, conjointement à des accumulateurs chargés d'assurer la continuité du fonctionnement lorsque le satellite passe dans l'ombre de la Terre, et de permettre le fonctionnement de dispositifs à grande puissance (émetteurs) pendant des périodes courtes et espacées.

La structure des dispositifs utilisés (forme, dimensions, poids, puissances exigées) varie suivant les satellites considérés. La description de ces équipements a été faite, pour un certain nombre de satellites, et nous nous contenterons de décrire ici celui d'un seul d'entre eux, Tiros I [79, 80], lancé le 1^{er} avril 1960.

Tiros I est un « satellite météorologique » muni de caméras permettant de transmettre au sol, des

images de la couverture nuageuse de la Terre, à raison de 300 images par jour : ceci implique donc qu'un axe du satellite soit toujours dirigé vers la Terre. Ce satellite est à peu près cylindrique (fig. 10)

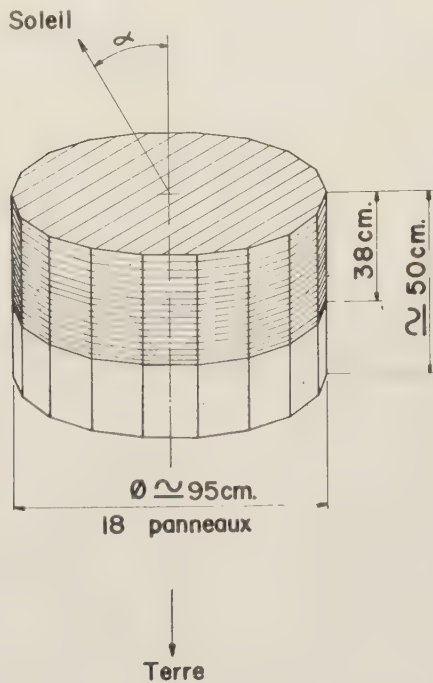


FIG. 10. — Tiros I. Disposition des batteries solaires

supérieur à 7,5 % sous 1,95 volt à 30 °C. Sur la surface de chaque cellule est collée, avec une résine époxyde, une lame de verre de 0,15 mm d'épaisseur. La face interne de cette lame a été recouverte d'un dépôt réfléchissant l'ultraviolet, pour éviter l'opacification de la colle ; la face externe a reçu un dépôt doué d'un facteur d'émission élevé dans l'infrarouge afin d'améliorer le refroidissement par rayonnement ; ces deux dépôts sont très transparents aux radiations utiles à l'effet photovoltaïque. Les bardeaux sont collés par 16 (80 cellules) sur des plaques de fibre de verre-époxyde préalablement munies des systèmes d'interconnexion (fils ou circuit imprimé) (fig. 12).

son axe passe par la Terre ; son diamètre extérieur est d'environ 95 cm et sa hauteur 50 cm. 80 % de la surface latérale et la totalité de la base située du côté opposé à la Terre sont recouverts de cellules solaires au silicium de $1 \times 2 \text{ cm}$ de côté, soit en tout 9 120 cellules correspondant à une aire effective de $1,65 \text{ m}^2$. Ce sont des cellules à couche N sur matériau P (International Rectifier Corporation). Ces cellules sont d'abord montées par cinq éléments en « bardeaux » (fig. 11) qui assurent directement leur connexion en série : chaque « bardeau » a un rendement

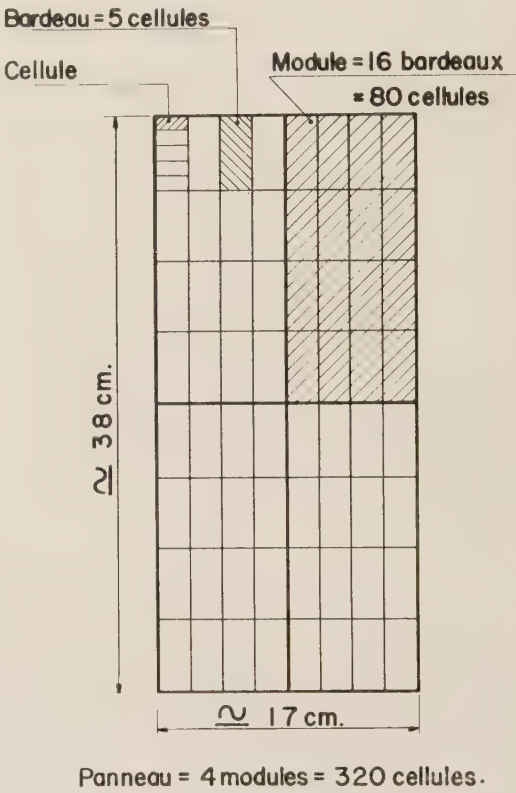
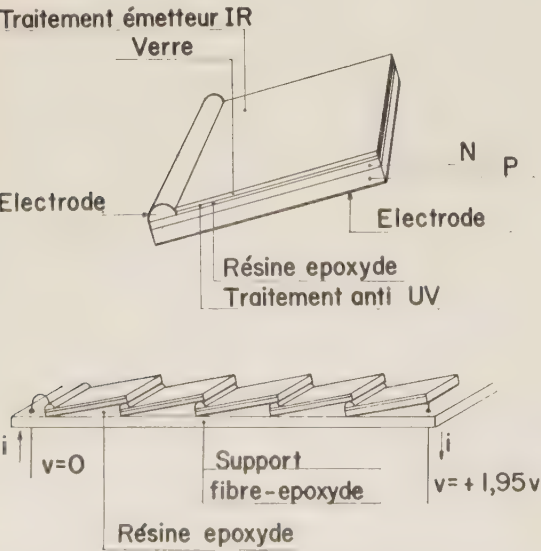


FIG. 12. — Tiros I. Disposition géométrique dans un panneau latéral

Les électrodes soudées aux extrémités des bardeaux sont soudées également à ce circuit. La surface latérale du cylindre est décomposée en 18 facettes planes comportant chacune un panneau constitué par l'assemblage de 4 modules de 80 cellules.



L'étude des probabilités de défaillances par court-circuit ou coupure et des conséquences de ces défaillances a conduit à utiliser un système d'interconnexion par panneau, représenté par la figure 13. En série avec chaque module, une diode au silicium empêche la décharge des accumulateurs dans les cellules lorsque celles-ci ne sont pas éclairées, et assure en même temps la sécurité en cas de court-circuit dans un module. Chaque module mesure $8,6 \times 19 \text{ cm}$, pèse 80 g environ et fournit $35 \pm 3 \text{ mA}$ sous $30 \pm 2 \text{ volts}$, pour $E = 0,1 \text{ W.cm}^{-2}$. L'ensemble du convertisseur (panneaux, diodes et câblage) pèse 11,1 kg.

FIG. 11. — Tiros I. Montage d'une cellule, assemblage en « bardeaux »

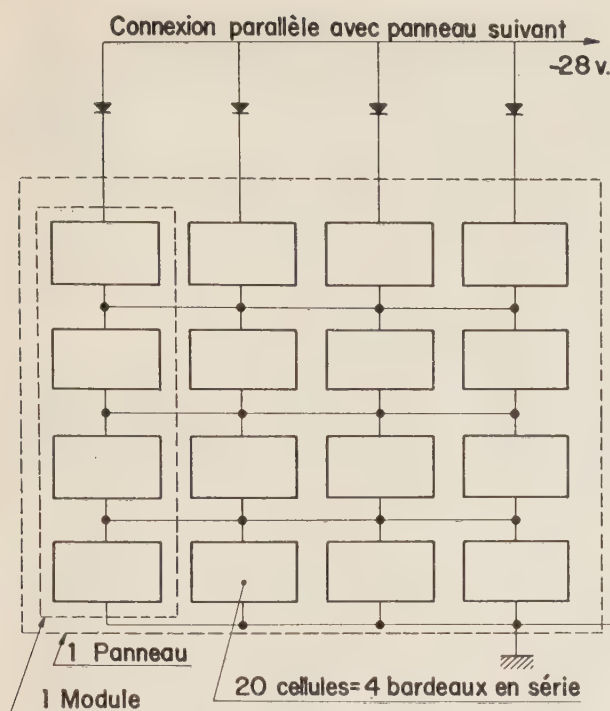


FIG. 13. — Tiros I. Connexion des éléments dans un panneau

Le choix du rapport des aires latérales et de base couvertes par les cellules est tel que le courant fourni varie relativement peu avec l'angle α entre l'axe du satellite et la direction du Soleil. Tiros I étant un satellite à altitude relativement basse (700 km), donc à période courte (1 révolution en 2 h 30 mn, orbite inclinée de 51° sur l'équateur), il passe en moyenne 35 % de son temps dans l'ombre de la Terre : la table ci-dessous donne la valeur de la puissance instantanée W_i et de la puissance moyenne W_m fournie par les cellules pour trois valeurs de α .

α	W_i	W_m
degrés	watt	watt
0	35	23
45	51	33
90	25	16

La puissance utilisable par l'équipement d'observation et de transmission est 68 % de W_m ; le reste (32 %) correspond aux pertes dans les accumulateurs, régulateurs de tension et limiteurs de courant.

Dans Tiros I comme dans la plupart des satellites artificiels américains ce sont des accumulateurs étanches au cadmium nickel qui sont utilisés. Comme tout l'équipement des satellites, les accumulateurs ont bénéficié de l'expérience acquise par de nombreux essais préalables (charge-décharge, étanchéité, résistance aux vibrations, aux cycles de température...). Trois séries de 21 éléments à 4 Ah sont montées en parallèle, ce qui correspond à une capacité de 12 Ah (ou 300 Wh) sous une tension supérieure à 25,5 V pour un poids de 18 kg, assemblage compris. Au cours d'une révolution le taux de décharge n'excède pas 10 % : ceci permet d'assurer un grand nombre de cycles charge-décharge, et de tirer les courants im-

portants nécessaires à la transmission des informations recueillies à la Terre. Le système de télémétrie transmettait entre autres des informations sur l'état de charge des accumulateurs, et sur la température et le fonctionnement des cellules solaires. Cette température oscille, à la fin du jour orbital, entre 0 et 60 °C suivant la région considérée sur le satellite et l'orientation de l'orbite par rapport au soleil.

Tiros I a cessé d'émettre trois mois après son lancement : d'après les informations recueillies peu avant l'arrêt complet des émissions, il semble que la défaillance soit due à une consommation de courant anormalement élevée, qui a complètement déchargé les accumulateurs en quelques jours. Vanguard I, lancé à la fin de 1957, transmet encore après 30 000 heures de fonctionnement ; son équipement en cellules solaires pesant, moins de 300 g, a fourni plus de 1,5 kWh.

D'après ce qui précède, on voit que les propriétés des cellules solaires influent sur la conception d'ensemble des engins spatiaux (forme, dimensions, stabilisation des moments de rotation, utilisation d'accumulateurs, problèmes de régulation, modes de connexion...), de leur côté les conditions de fonctionnement de ces engins exigent des batteries solaires utilisées, un certain ensemble de qualités qui sont :

- puissance par unité d'aire élevée
- puissance par unité de masse élevée
- résistance à l'action des radiations de l'exosphère
- résistance aux micrométéorites
- bon refroidissement par rayonnement
- résistance aux chocs et gradients thermiques
- résistance aux accélérations, vibrations
- grande fiabilité

B. APPLICATIONS TERRESTRES

Si l'on exclut la mise sur le marché d'un petit nombre de récepteurs de radiodiffusion à transistors dont l'alimentation était assurée par des accumulateurs étanches rechargés par cellules solaires, ces dernières n'ont pas trouvé aux Etats-Unis, de débouché dans des applications terrestres. Ceci tient sans aucun doute au prix de revient et aux investissements élevés qu'impliquent ces convertisseurs d'énergie d'une part, et à l'irrégularité de la production de l'énergie électrique d'autre part. Ceci n'empêche, comme nous le verrons plus loin, que plusieurs établissements industriels ou nationaux effectuent activement des recherches en vue de développer des techniques nouvelles susceptibles de réduire considérablement ces prix.

Au Japon, où la situation semble beaucoup plus favorable, un certain nombre d'installations pilotes ont été réalisées [83, 84] et les performances de deux d'entre elles ont été décrites ; la première [84] concerne l'alimentation d'un relais VHF installé sur un sommet isolé, la seconde [83] se rapporte à une balise optique installée sur un récif.

Dans les deux cas, l'énergie est fournie par des cellules solaires au silicium de 28 mm de diamètre ;

des accumulateurs au cadmium nickel sont utilisés en tampon, avec une diode au germanium pour prévenir le retour du courant pendant les périodes à faible éclairement. La première de ces installations, montée en novembre 1958 au sommet du Mont Shinobu (37,8° N, 140,5° E) comporte 4 320 cellules de rendement moyen 3,4 %, fournissant chacune 70 mA sous 0,3 V. Les cellules sont assemblées par 9 unités dans des boîtiers carrés en résine acrylique ; chacun de ces boîtiers a un rendement moyen de 2,7 %. Les 480 boîtiers utilisés sont montés côte à côte dans un châssis en acier de $2 \times 2,5$ m de côté ; les connexions sont faites de manière telle qu'on puisse obtenir isolément des tensions de 6,5, 60 et 130 V avec des accumulateurs en tampon ; sous un éclairement solaire normal ($0,8 - 1 \text{ kW.m}^{-2}$), les cellules fournissent une puissance totale voisine de 67 W.

Le châssis en acier est monté sur le toit d'un petit bâtiment de façon telle qu'il soit orienté vers le sud, et que son inclinaison par rapport à l'horizontale soit réglable à 33°, 40° et 47° suivant la saison.

La capacité totale de 5,25 kWh des 201 éléments d'accumulateurs au cadmium-nickel correspond à une autonomie de fonctionnement de 1 150 h, c'est-à-dire un peu plus de 1,5 mois. Le récepteur et les relais du répéteur consomment en permanence 3,4 watts, et l'émetteur 13,5 watts pendant le dixième du temps.

D'après les informations météorologiques et les résultats obtenus avec cette installation, on peut considérer qu'en moyenne, les cellules rechargent les accumulateurs à leur puissance normale pendant 90 h par mois, c'est-à-dire $1/8$ du temps : la puissance instantanée (67 watts) a été prévue deux fois plus grande que la puissance strictement nécessaire ($8 \times 4,5 \text{ W} = 36 \text{ watts}$) pour tenir compte du rendement des accumulateurs et de périodes exceptionnellement nuageuses.

Un léger vieillissement des cellules a été observé, qui paraît dû à une lente opacification de la résine acrylique (perte relative de transmission environ 4 % après des essais correspondant à 5 ans d'exposition à la lumière du jour). L'entretien de l'équipement (nettoyage et orientation du panneau de cellules, visite des accumulateurs) ne nécessite que quelques demi-journées de travail et de présence par an.

Selon la plupart des auteurs qui ont étudié les problèmes des applications terrestres [83, 84, 91, 93], dans l'état actuel de la situation économique, les cellules solaires ne peuvent être utilisées de façon rentable que dans les installations à petite puissance, difficilement accessibles et éloignées des réseaux de distribution d'énergie, conditions qui rendent les investissements ou les frais d'entretien des autres sources d'énergie plus élevés que ceux relatifs aux cellules solaires et aux accumulateurs qui leur sont associés.

Dans la situation relativement favorable qui existe au Japon (§ 5 B4, [83, 84]) KOBAYASHI estime que pour une puissance consommée moyenne inférieure à 10 watts, l'équipement solaire revient moins cher que la pose de 5 km de ligne électrique dans des conditions géographiquement difficiles.

Aux Etats-Unis, il semble qu'on trouve aujourd'hui des applications dans des systèmes d'appel constitués par des émetteurs autonomes transistorisés, installés au bord des grandes routes, et permettant de demander certains secours (ambulance, police, pompiers...). L'emploi de cellules solaires et d'accumulateurs étanches rend l'entretien de ces émetteurs pratiquement nul, et évite toute infrastructure.

7. Problèmes économiques

La situation économique pour des cellules solaires utilisant des monocristaux de silicium peut être considérée aujourd'hui comme assez bien connue (investissements, durée, puissance moyenne, accumulateurs nécessaires) ; nous avons donné les valeurs essentielles au paragraphe 5 B4.

Cette situation économique actuelle limite très sévèrement les applications terrestres ; mais il existe de très sérieux espoirs de réduire considérablement le prix du watt instantané sans beaucoup diminuer les rendements, c'est-à-dire augmenter les aires nécessaires.

Plusieurs auteurs ont constaté qu'il était possible de réaliser des cellules solaires au silicium à bon rendement avec des matériaux polycristallins [40, 86, 88]. De même on a trouvé qu'il était possible de réaliser des cellules solaires dont le rendement atteint encore 6,7 % avec du silicium industriel contenant 0,1 % d'impuretés [86]. Par ailleurs, les épaisseurs strictement nécessaires à l'obtention d'un bon rendement sont, pour le silicium, de l'ordre de 0,1 mm [86, 88], si bien que l'on peut espérer que le prix de la matière première utilisée par unité de puissance pourra, dans l'avenir, baisser considérablement.

Une part importante du budget de la fabrication actuelle est concentrée dans la réalisation des lames : étant données les épaisseurs et les aires recherchées, il est certain que dans l'avenir les techniques de mise en forme du matériau semiconducteur s'écarteront beaucoup de celles qui sont mises en œuvre dans la fabrication des composants utilisés aujourd'hui en électronique.

La réalisation de cellules d'aires étendues permettra également de réduire le nombre de manipulations, donc le temps de main-d'œuvre nécessaire à la réalisation de batteries d'une puissance donnée.

Compte tenu des informations dont on dispose aujourd'hui sur l'ensemble de ces possibilités, il ne paraît pas déraisonnable de penser que le prix de l'unité de puissance pourrait être divisé par un facteur compris entre 10 et 100 au cours des vingt prochaines années.

8. Remerciements

J'ai plaisir à exprimer ici ma gratitude envers la Direction des Laboratoires d'Electronique et de Physique appliquée, qui m'a permis de publier ce rapport, et envers ceux de mes collègues, M.C. BEAUZÉE notamment, avec lesquels j'ai eu de nombreuses discussions sur ces sujets.

TABEAU 1
Propriétés théoriques de cellules solaires réalisées avec divers matériaux

Matériau	ΔE	D	ε_r	τ	J_E	$\frac{qv}{kT}$	v_m	j_m	H	M	ρ	ρ'
Ge	0,62	52	16	1	57	1	0,12	46,5	37	15,1	5,6	
Si	1,09	13	11,7	0,1	39		0,55	35,5	43	45,5	19,6	14
InP	1,22	16,4	10,8	0,01	35	2	0,56	31	42	41	17,3	2
GaAs	1,38	36,4	10,1	0,01	30	2	0,71	26	40	46	18,4	7
CdTe	1,45	2,44	11,0	0,01	27	2	0,77	24	39	48	18,6	2
AlSb	1,55	13	10,1	0,01	24	2	0,86	21,5	37	50	18,4	
GaAs 70 % + GaP 30 %	1,78	1,63	10,5	0,01	18	2	1,06	16,3	32,5	53,5	17,3	
GaAs 50 % + GaP 50 %	1,98	1,63	9,7	0,01	14	2	1,24	12,9	28,5	56	16,0	
GaP	2,25											1,2
CdS	2,40	1,63	11,6	0,01	8,5	2	1,61	7,8	20,5	61	12,6	4

Conditions de calcul

Eclairement : 0,1 W.cm⁻², température de couleur
5 760 °K

Pas de perte par réflexion

Efficacité de collection $K = 1$

Concentration effective des états possibles

$$\bar{N} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

Concentration des donneurs et des accepteurs

$$N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Température $T = 300 \text{ °K}$

Légende

- ΔE = saut d'énergie (eV)
- D = constante de diffusion moyenne (cm².s⁻¹)
- ε_r = constante diélectrique par rapport au vide
- τ = durée de vie (μs)
- J_E = densité de courant photoélectrique (mA.cm⁻²)
- qv/kT = coefficient de l'exposant (relation (3))
- v_m = différence de potentiel à la charge optimale (V).
- j_m = densité de courant à la charge optimale (mA.cm⁻²)
- H = rendement de transfert photon-paires (%)
- M = rendement de jonction (%)
- ρ = rendement maximal théorique (%)
- ρ' = rendement maximal observé (%)

TABEAU 2

Comparaison des causes de pertes de rendement théoriques et expérimentales sur des cellules solaires au silicium

	Cellule théorique		Cellule expérimentale			
	Rendement	mW cm ²	niveau de la mer		hors atmosphère	
			Rendement	mW cm ²	Rendement	mW cm ²
Lumière solaire incidente		100		100		140
Transmission par la surface de la cellule	1,00		0,93		0,93	
Lumière pénétrant dans Si		100		93		130
Transfert des photons aux paires : H	0,42		0,45		0,45	
Puissance recueillie par les paires		42,0		41,7		58,0
Efficacité de collection K	1,00		0,81		0,79	
Puissance correspondant aux minoritaires collectés à la jonction		42,0		33,8		45,8
Rendement de jonction $M = \frac{qv_m}{\Delta E} \times \frac{m}{i_E}$	$\frac{0,55}{1,09} \cdot \frac{35,5}{38,5}$ = 0,466		$\frac{0,425}{1,09} \cdot \frac{28,2}{31}$ = 0,355		$\frac{0,425}{1,09} \cdot \frac{37,7}{42}$ = 0,350	
Puissance recueillie dans la charge		19,6		12,0		16,0
Rendement global de la cellule	0,196		0,120		0,114	

Conditions du calcul théorique : Voir Tableau 1.

Conditions expérimentales :

— niveau mer : éclairement solaire naturel, mesure avec thermopile étalonnée, rapporté par homothétie à 0,10 watt · cm⁻²

— hors atmosphère : résultats extrapolés à partir des mesures précédentes, compte tenu des différences dues au niveau d'éclairement et aux compositions spectrales.

— Concentrations accepteurs = 4.10¹⁷ cm⁻³
donneurs ≥ 10¹⁷ cm⁻³

BIBLIOGRAPHIE

Généralités

[1] BECQUEREL E. — C. R. Ac Sc, 9, 561, 1839.
[2] ZWORYKIN V.K. et RAMBERG E.G. — Photoélectricité et app.(Dunod), 11, 1953.

Théorie cellules solaires

[3] CUMMEROW R.L. — Phys. Rev., 95 (1), 16 juil. 1954.
[4] CUMMEROW R.L. — Phys. Rev., 95 (2), 561, juil. 1954.
[5] CUMMEROW R.L. — Trans. Conf. Use Solar Energy (Univ. Ariz. Press), 5, 57, 1955.
[6] DESVIGNES F. — Coll. Int. Disp. Semicond. (Chiron), 1, 571, 1961.
[7] DESVIGNES F. — Acta Electron. 5 (3), sous presse.
[8] DUBROVSKII G.B. et SUBASHIEV V.K. — Soviet Phys. Solid State, 2 (7), 1418, janv. 1961.
[9] HALSTED R.E. — Jal App. Phys., 28 (10), 1131, oct. 1957.
[10] IURKOV B. Ia. — Soviet Phys. Tech. Phys., 3 (7), 1267, juil. 1958.
[11] KLEINMAN D.A. — B.S.T.J., 40 (1), 85, jan. 1961.
[12] LOFERSKI J.J. — Trans. Conf. Use Solar Energy (Univ. Ariz. Press), 5, 65, 1955.
[13] LOFERSKI J.J. — Jal App. Phys., 27 (7), 777, juil. 1956.
[14] LOFERSKI J.J. — Energ. Conv. Space Power (Acad. Press), 3, 221, 1961.
[15] LOFERSKI J.J. et WYSOCKI J.J. — R.C.A. Rev., 22 (1), 38, mars 1961.
[16] MOSS T.S. — Solid State Electron, 2 (4), 222, Mai 1961.
[17] QUEISSER H.J. et SHOCKLEY W. — Energ. Conv. Space Power, 3, 317, 1961.
[18] RAPPAPORT P. — R.C.A. Rev., 20 (3), 373, sept 1959.
[19] RAPPAPORT P. — Solar Energy, 3 (4), 8, déc. 1959.

[20] RITTNER E.S. — Photocond. Conf. (Wiley), 215, 1956.
[21] RITTNER E.S. — Phys. Rev., 96, 1708, déc. 1954.
[22] ROSE A. — Jal App. Phys., 31 (9), 1640, sept. 1960.
[23] SHOCKLEY W. et QUEISSER H.J. — Jal App. Phys., 32 (3), 510, mars 1961.
[24] SUBASHIEV V.K. — Soviet Phys. Solid State, 2 (2), 181, août 1960.
[25] SUBASHIEV V.K. — Soviet Phys. Solid State, 2 (2), 187 août 1960.
[26] SUBASHIEV V.K., DUBROVSKII G.B. et PETRUSEVICH V.A. — Soviet Phys. Solid State, 2 (8), 1781, fév. 1961.
[27] SUBASHIEV V.K., PETRUSEVICH V.A. et DUBROVSKII G.B. — Soviet Phys. Solid State, 2 (5), 925, nov. 1960.
[28] SUBASHIEV V.K. et POLTINNIKOV S.A. — Soviet Phys. Solid State, 2 (6), 1059, déc. 1960.
[29] TERMAN L.M. — Solid State Electron, 2 (1), 1, janv. 1961.
[30] WOLF M. — Proc. IRE 48 (7), 1246, juil. 1960.
[31] WYSOCKI J.J. — R.C.A. Rev., 22 (1), 57, mars 1961.
[32] WYSOCKI J.J. et RAPPAPORT P. — Jal App. Phys., 31 (3), 571 mars 1961.

Propriétés cellules silicium

[33] BEAUZEE C. — Coll. Int. Disp. Semicond. (Chiron), 1, 615, 1961.
[34] CHAPIN C.S., FULLER D.M. et PEARSON G.L. — Jal App. Phys., 25, 676, déc. 1954.
[35] DALE B., SMITH F.P. — Jal App. Phys., 32 (7), 1377, juil. 1961.
[36] DENNEY J.M. — Energy Conv. Space Power (Acad. Press), 3, 345, 1961.
[37] DENNEY J.M., DOWNING R.G. et GRENALL A. — Energy Conv. Space Power (Acad. Press), 3, 363, 1961.

- [38] DOWNING R.G. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 325, 1961.
- [39] ESCOFFERY C.A., LUFT W. — *Rapport Int. Rectifier Corp.*, juin 1960.
- [40] GLIBERMAN A.Ya., ZAITSEVA A.K. et LANDSMAN A.P. — *Soviet Phys. Solid State*, 2 (8), 1583, fév. 1961.
- [41] GOSAR P. et QUILLIET A. — *Solid State Phys. Electron. Telecom.* (Acad. Press), 1 (2), 1161, 1960.
- [42] LAMOND P. et DALE B. — *Coll. Int. Disp. Semicond.* (Chiron), 1, 635, 1961.
- [43] LOFERSKI J.J. et RAPPAPORT P. — *R.C.A. Review*, 19 (4), 536, déc. 1958.
- [44] PRINCE M.B. — *Jal App. Phys.*, 26 (5), 534, mai 1955.
- [45] PRINCE M.B. — *Trans. Conf. Use Solar Energy* (Univ. Ariz. Press), 5, 90, 1955.
- [46] PRINCE M.B. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energ.* (Rome), 35/S/65, août 1961.
- [47] PRINCE M.B. et WOLF M. — *Jal Brit. IRE*, 18 (10), 583 oct. 1958.
- [48] RYVKIN S.M. — *Soviet Phys. Tech. Phys.*, 3 (6), 1083, juin 1958.
- [49] SUBASHIEV V.K., LANDSMAN A.P. et KUKHARSKII A.A. — *Soviet Phys. Solid State*, 2 (11) 2406, mai 1961.
- [50] SUBASHIEV V.K. et PEDYASH E.M. — *Soviet Phys. Solid State*, 2 (2), 194, août 1960.
- [51] TANNENBAUM E. — *Solid State Electron*, 2 (2/3), 123, mars 1961.
- [52] THELEN A. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 373, 1961.
- [53] TUCHKEVICH V.M. et CHELNOKOV V.E. — *Soviet Phys. Tech. Phys.*, 3, 1944, 1958.
- [54] VALDMAN H. — *C.R. Ac. Sc.*, 252 (2), 246, jan. 1961.
- [55] VALDMAN H., RODOT H. et RODOT M. — *Coll. Int. Disp. Semicond.* (Chiron), 1, 666, 1961.
- [56] WOLF M. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 231, 1961.
- [57] WOLF M., PRINCE M.B. — *Solid State Phys. Electron. Telecom.*, 1 (2), 1180, 1960.

Propriétés cellules AsGa

- [58] GREMMELMAIER R. — *Zeit. Naturforschung*, 10a, 501, 1955.
- [59] JENNY D.A., LOFERSKY J.J. et RAPPAPORT P. — *Phys. Rev.*, 101 (3), 1208, fév. 1956.
- [60] STONE L.E., POWDERLY J.E. et MEDCALF W.E. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 299, 1961.

Propriétés cellules CdS.

- [61] BOCKEMUEHL R.R., KAUPPILA J.E. et EDDY D.S. — *Jal App. Phys.*, 32 (7), 1324 juil. 1961.
- [62] HAMMOND D.A., SHIRLAND F.A. et BAUGHMAN R.J. — *Rapport US Dept. Commerce Washington*, PB 151 276, déc. 1957.
- [63] MIDDLETON A.E., GORSKI D.A. et SHIRLAND F.A. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 275, 1961.
- [64] MOSS H.I. — *R.C.A. Rev.*, 22 (1), 29, mars 1961.
- [65] RAVICH L.E. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energie* (Rome), 35/S/56, août 1961.
- [66] REYNOLDS D.C. — *Trans. Use Solar Energy* (Univ. Ariz. Press) 5, 102, 1955.

- [67] WILLIAMS R. et BUBE R.H. — *Jal App. Phys.*, 31, 968, juin 1960.

Propriétés cellules diverses

- [68] ADAMS W.G. et DAY R.E. — *Proc. Roy. Soc. London*, 25, 113, 1876.
- [69] BODAKOV G.A., LOMAKINA Yu.A., NAUMOV G.P. et MASLAKOVETS Yu.P. — *Soviet Phys. Solid State*, 2 (1), 1 juil. 1960.
- [70] BODAKOV G.A., LOMAKINA Yu.A., NAUMOV G.P. et MASLAKOVETS Yu.P. — *Soviet Phys. Solid State*, 2 (1), 49, juil. 1960.
- [71] GRIMMEISS H.G., RABENAU A. et KOELMANS H. — *Jal App. Phys.* 32 (10) suppl., 2123, oct. 1961.
- [72] GOLDSTEIN B. et PENSAK L. — *Jal App. Phys.*, 30 (2), fév. 1959

Applications aux satellites

- [73] McCUBBIN J.G. et GOLDBERG H.B. — *R.C.A. Rev.*, 22 (1), 147, mars 1961.
- [74] EVANS A.E., MANN W.H., WEIMAN I. et WRIGHT W.V. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 79, 1961.
- [75] HAMILTON R.C. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 19, 1961.
- [76] KARCHER R.W. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 11, 1961.
- [77] SCOTT W.C. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 49, 1961.
- [78] SNYDER N.W. et KARCHER R.W. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 3, 1961.
- [79] WINKLER S.H., STEIN I. et WIENER P. — *R.C.A. Rev.*, 22 (1), 131, mars 1961.
- [80] WINKLER S.H., STEIN I. et WIENER P. — *Space Power Syst.* (Acad. Press), 4, 29, 1961.

Applications terrestres

- [81] BEAUZEE C. — *Acta Electron.*, 5 (3), sous presse.
- [82] CHAPIN D.M. — *Trans. Conf. Use Solar Energy*, 5, 117, 1955.
- [83] KOBAYASHI M. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv.*, 35/S/11, août 1961.
- [84] KOBAYASHI M., ISHIKAWA Y. et HAYASHI K. — *Proc. I.E.E.*, 106B, 16, 726, mai 1959.
- [85] PEARSON G.L. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energie* (Rome), 35/S/40, août 1961.

Problèmes économiques

- [86] BOUTRY G.A., BEAUZEE C., DESVIGNES F. et FRICK G. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energie* (Rome), août 1961.
- [87] ELLIOTT J.F. — *Electrical. Eng.*, 79, 735, sept. 1960.
- [88] ELLIOTT J.F., MEIKLEHAM V.F. et KOLBE C.L. — *Energy Conv. Space Power* (Acad. Press), 3, 263, 1961.
- [89] JACKSON E.D. — *Trans. Conf. Use Solar Energy* (Univ. Ariz. Press), 5, 122, 1955.
- [90] RAPPAPORT P. — *Solar Energy*, Spec. Iss., 50, sept. 1961.
- [91] RAPPAPORT P. et MOSS H.I. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energie* (Rome), 35/S/106, août 1961.
- [92] WOLF M. — *Solar Energy*, 5, 3, 83, juill. 1961.
- [93] WOLF M. — *Conf. Nat. Unies Sources Nouv. Energie* (Rome) 35/S/44, août 1961.

DOCUMENTATION TECHNIQUE

COMPARAISONS DE FRÉQUENCE

par rapport à l'Atomichron n° 107 du C.N.E.T. en 10⁻¹⁰

Moyennes journalières pour l'intervalle de 24 heures se terminant à 15 h T.U.

Avril 1962	NAA 14,7 kHz	GBR 16 kHz	NBA 18 kHz
1	— 129,2	— 130,4	— 129,4
2	— 125,6	— 130,1	— 127,9
3	— 127,8	— 130,0	— 128,4
4	— 129,4	— 129,9	— 129,0
5	—	—	—
6	— 129,2	—	— 128,8
7	— 127,3	— 129,0	— 128,7
8	— 128,3	— 127,9	— 127,4
9	— 126,4	— 127,6	— 127,2
10	— 128,3	— 128,5	— 128,0
11	—	— 129,8	— 128,7
12	—	— 129,2	— 127,4
13	—	— 127,9	— 126,1
14	—	— 129,2	— 128,5
15	—	— 128,2	— 127,2
16	—	— 128,1	— 126,2
17	—	— 126,4	— 126,2
18	—	— 127,6	— 125,2
19	—	— 131,1	— 128,4
20	— 128,6	— 129,7	— 128,1
21	—	— 129,7	— 127,1
22	—	— 130,4	— 126,7
23	— 126,7	— 129,4	— 126,6
24	—	— 129,7	— 127,4
25	—	— 130,0	— 126,8
26	— 129,4	— 129,9	— 126,6
27	— 130,3	— 130,5	— 129,6
28	—	— 128,6	— 126,4
29	— 128,0	— 128,8	— 127,9
30	— 128,2	— 128,8	— 127,9

— 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.

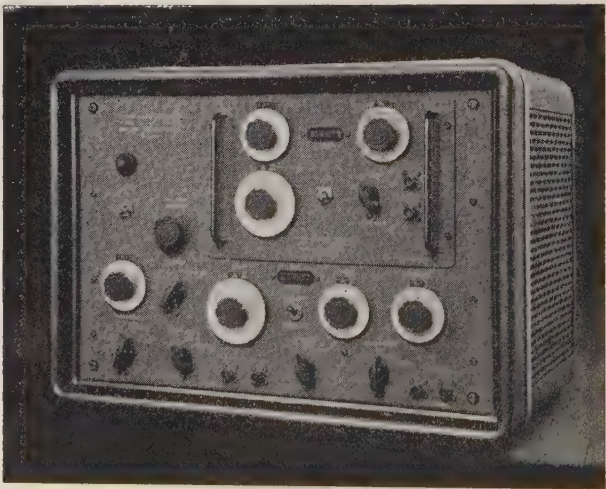
NOUVEAUX GÉNÉRATEURS D'IMPULSIONS ET GÉNÉRATEURS DE BRUIT « MARCONI »

Nous présentons ci-dessous quatre nouveaux générateurs, destinés aux systèmes de Télécommunications, qui ont été exposés pour la première fois par la Société Marconi Instruments Ltd au Salon International des Instruments, de l'Electronique et de l'Automation (Londres, 28 mai-2 juin 1962).

Générateur de doubles impulsions pour le contrôle des circuits de radar, de télévision et de comptage ou pour le contrôle de réponse d'oscilloscopes, d'amplificateurs et de filtres électroniques

Le nouveau générateur de doubles impulsions Marconi TF 1 400 a été conçu pour les systèmes de contrôle exigeant un maximum de trois entrées d'impulsions séparées. Il fournit des impulsions doubles ou simples pouvant atteindre 200 V, en 5 gammes séparées, avec un retard stable maximal de 3 000 microsecondes. L'élément de base comporte une sortie de synchronisation et une sortie principale (positive et négative) qui fournissent des impulsions à grande amplitude, identiques en largeur et en amplitude. Le temps de montée des impulsions est inférieur à 30 nanosecondes (millimicrosecondes) dans les deux gammes inférieures, de 0 à -20 V et de 0 à $+20$ V.

Un générateur d'impulsions secondaires, type TM 6600, donnant une deuxième sortie d'impulsions comparables et à variation indépendante d'amplitude, de largeur et de retard,



Générateur d'impulsions doubles, stables et de haute qualité, variable, dans une gamme étendue d'amplitude, de durée et de fréquence de répétition (type TF 1 400).

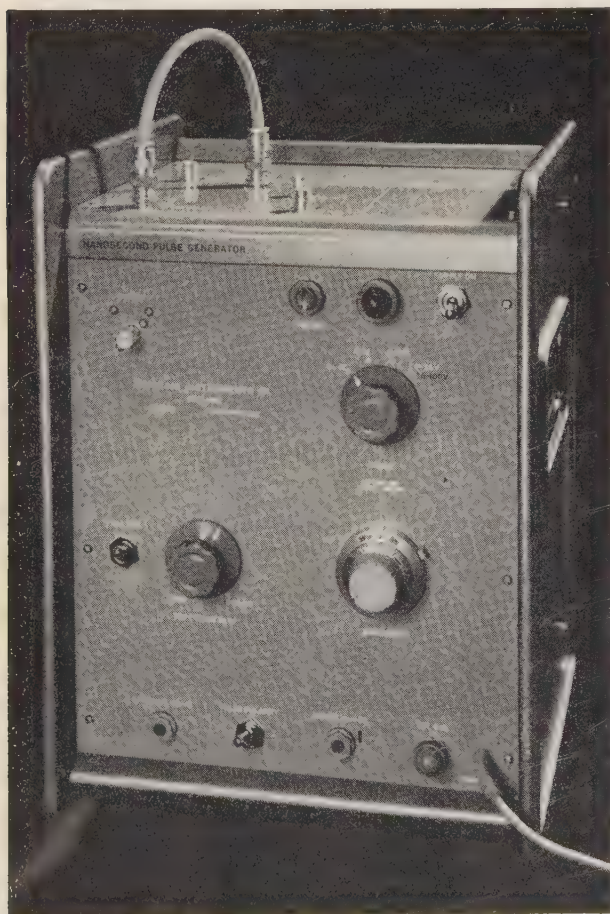
peut être branché sur le générateur TF 1 400, formant ainsi un instrument d'une grande souplesse d'emploi produisant une impulsion de synchronisation pour le déclenchement d'un oscilloscope et muni de deux canaux de sortie principale pour le fonctionnement à doubles impulsions.

Pour obtenir un signal à deux impulsions (de même polarité ou de polarité inversée et indépendamment variables en amplitude, largeur et retard) d'une même douille de sortie, on peut utiliser un élément combinateur TM 6666 pouvant recevoir et combiner des impulsions d'entrée tant des générateurs de doubles impulsions que des générateurs d'impulsions secondaires.

Générateur d'impulsions nanosecondes pour la mesure des circuits de commutation électronique à action rapide ou pour le contrôle transitoire d'oscilloscopes et d'amplificateurs d'impulsions

Le problème de la production d'impulsions à temps de montée de moins d'une nanoseconde et à bonne forme d'onde, ainsi que d'une durée et d'une amplitude précises, n'a pas encore été résolu de façon entièrement satisfaisante par des moyens purement électroniques. Le nouveau générateur d'impulsions inférieures à 1 nanoseconde, Marconi type TF 1389, résout, cependant, ce problème en utilisant un interrupteur à mercure monté coaxialement qui fournit des impulsions négatives et positives d'une bonne forme d'onde et à variation continue d'amplitude, dans quatre gammes, et de 0,2 mV à 200 V. Le temps de montée des impulsions est inférieur à 0,5 nanoseconde et on peut réaliser un taux variable de répétition des impulsions allant jusqu'à 350 Hz.

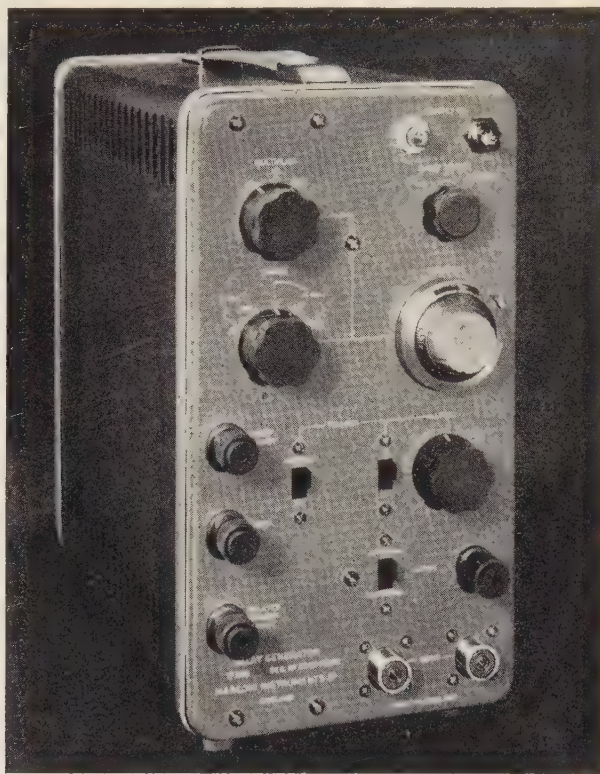
Etant donné que les contacts de l'interrupteur sont mouillés au mercure par action capillaire, le circuit n'est pas coupé par suite du « rebondissement » au moment où s'effectue le contact. L'interrupteur est renfermé dans une capsule pressurisée remplie d'hydrogène qui étouffe l'arc lorsque le contact est coupé et dissipe tout excès de chaleur. Les durées d'impulsions de 2,5, 5, 50 et 100 nanosecondes sont déterminées par les longueurs intérieures de câble coaxial de 75 ohms, mais des impulsions de n'importe quelle durée peuvent être obtenues en utilisant un câble extérieur de longueur et d'impédance appropriées.



Générateur d'impulsions à temps de montée inférieur à 1 nanoseconde (type TF 1389).

Générateur à retard employé avec les oscilloscopes pour présenter une image de balayage différé

Le nouveau générateur à retard Marconi type TF 1415 peut être utilisé soit avec la plupart des oscilloscopes, pour produire une image de balayage différé, soit comme générateur à retard universel. Il produit une tension de balayage commençant à un



Générateur à retard (type TF 1415).

point déterminé d'une forme d'onde, une impulsion de déclenchement retardée jusqu'à 500 ms et une impulsion destinée à raviver l'intensité lumineuse et coïncidant avec l'impulsion de déclenchement. La tension de balayage est appliquée à l'amplificateur X de l'oscilloscope tandis que l'impulsion retardée d'intensité située sur l'image de l'oscilloscope le point précis où le balayage différé devra commencer. La base de temps de l'oscilloscope est alors modifiée en commande intérieure et elle est déclenchée par l'impulsion de déclenchement partant du générateur à retard.

Générateur à niveau de bruit fixe pour la mesure des parasites d'amplificateurs et de récepteurs de radio, de télévision et des systèmes de navigation aérienne

Le nouveau générateur de bruit Marconi type TF 1301 a été conçu pour mesurer les facteurs de bruit entre 0 et 20 dB sur le matériel de télécommunications utilisé dans la bande de 200 à 1700 MHz. La puissance du bruit de sortie d'une installation soumise au contrôle est calculée à l'aide d'un indicateur extérieur muni d'un détecteur quadratique, en la comparant au niveau de bruit d'entrée fixe du générateur, qui est de + 15,5 dB par rapport au bruit thermique pour une impédance de source de 50 Ω . Les variations de fréquence, d'alimentation secteur et de température ambiante ne provoquent aucune fluctuation de puissance de sortie de bruit dépassant $\pm 0,2$ dB.

La source de bruit du générateur TF 1301 est constituée par un tube à décharge à l'argon contenant une longue chambre d'ionisation entourée d'un montage à câble coaxial. L'énergie de bruit produite à l'intérieur du tube, induite à une spirale, entoure le tube et forme le conducteur central du montage à câble coaxial. L'une des extrémités du câble aboutit à une douille de type B sur le panneau frontal, l'autre se terminant par une charge intérieure de 50 ohms qui fait fonction d'impédance de source lorsque le tube est éteint. Un appareil de mesure fixé dans le panneau contrôle le courant du tube tandis qu'un dispositif de commande à résistance série règle le courant ainsi que le niveau de sortie de bruit du générateur qui est enregistré sur l'échelle de l'appareil de mesure.

Ci-contre : Générateur de bruit type TF 1301 pour mesure du facteur de bruit dans la bande 200 à 1 700 MHz.



COMMUNIQUÉS

SOCIÉTÉ EUROPÉENNE DES SEMICONDUCTEURS (SESCO)

Une importante Société Française, consacrée à la fabrication et à la vente tant en France que dans les pays de la Communauté Européenne des dispositifs Semiconducteurs, est entrée en activité le 1^{er} mai.

Dénommée SOCIÉTÉ EUROPÉENNE des SEMICONDUCTEURS (SESCO) cette nouvelle Société Française a été récemment fondée par la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON et la GENERAL ELECTRIC COMPANY (USA).

Outre ses investissements de capitaux dans la SESCO, la GENERAL ELECTRIC COMPANY actionnaire étranger minoritaire, a signé avec cette Société un accord de licence et d'assistance technique, couvrant le domaine des semiconducteurs. La GENERAL ELECTRIC COMPANY qui, aux Etats-Unis, est la société d'électricité la plus importante, est un des principaux producteurs de transistors, redresseurs, diodes et composants fonctionnels. Sa contribution prépondérante au développement des semiconducteurs date d'avant la seconde guerre mondiale.

La COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON a apporté la totalité de son Département Semiconducteurs à la nouvelle Société en échange d'une position d'actionnaire majoritaire.

M. Jean-Pierre BOUYSSONNIE, Directeur du Groupe Radio-Télévision de la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON a été choisi comme Président de la SESCO, et M. Lucien de VAL-ROGER, précédemment Directeur du Département Semiconducteurs de la COMPAGNIE FRANÇAISE THOMSON-HOUSTON a été désigné comme Directeur Général.

Les usines de la SESCO sont situées à Paris, Orléans et Aix-en-Provence. Ses fabrications comprennent des transistors, des diodes tunnel, des redresseurs et des diodes classiques à base de germanium ou silicium.

Les nouveaux produits étudiés et développés dans les importants laboratoires de la GENERAL ELECTRIC COMPANY aux Etats-Unis et de la SESCO en France sont, dans les délais les plus rapides, inclus dans les fabrications de grande série de la nouvelle Société. Ils comportent en particulier une gamme complète des transistors les plus évolués, les derniers modèles de diodes et de thyristors, les circuits solides intégrés qui sont à la base de l'électronique des engins et satellites.

L'important effort de recherche, de développement et d'industrialisation entrepris par la SESCO avec l'appui de ses sociétés mères doit lui permettre de jouer un rôle de premier plan dans l'Industrie Européenne.

SUCCÈS DU NOUVEAU SYSTÈME DE TRAITEMENT D'INFORMATION RW-530 DE LA C.A.E.

Les milieux industriels et militaires manifestent un intérêt croissant pour le nouveau système de traitement d'information RW-530 que la C.A.E. vient d'introduire sur le marché européen.

Aux Etats-Unis, où plus de quatre vingt exemplaires du RW-530 et de sa version militaire, le RW-130 (AN/UYK-1), ont été commandés, les premiers équipements sont entrés en exploitation. En Europe, où son introduction est — rappelons-le — toute récente, six exemplaires ont déjà été commandés, notamment par le CEA pour le dépouillement centralisé des mesures effectuées sur la maquette de « Rapsodie », et par l'EDF pour l'automatisation de son dispatching central.

Le RW-530 est un système de traitement d'information polymorphe qui utilise d'une façon extensive le principe dit « de logique enregistrée ». C'est un équipement souple, capable de traiter une très grande variété de problèmes. L'unité centrale de calcul est dotée d'une mémoire à ferrites extensible de 8 192 à 32 762 « mots ». Des unités magnétiques auxiliaires, à tambour ou à ruban, permettent d'accroître considérablement cette capacité. Les vitesses de calcul sont très élevées : 83 000 additions et 17 000 multiplications ou divisions par seconde. Les organes périphériques d'entrée comprennent des perforateurs et des lecteurs de cartes et de rubans à grande et à moyenne vitesse. Les imprimantes de sortie fonctionnent à 750 lignes/minutes. Des stations émettrices/réceptrices d'entrée et de sortie sont prévues pour l'automatisation industrielle.

Le RW-530 est particulièrement adapté à la commande centralisée et à l'optimisation d'ensembles industriels, au calcul scientifique, aux problèmes militaires nécessitant le traitement de l'information en « temps réel » et à la gestion automatisée.

« PANAMAC », NOUVEAU RÉSEAU DE COMMUNICATIONS POUR RÉSERVATION DE PLACES D'AVIONS

La Compagnie aérienne Pan American Airways va procéder, en collaboration avec IBM à l'installation d'un vaste réseau mondial de communications. Un contrat officialisant cette réalisation vient d'être signé. Ce réseau baptisé PANAMAC va rendre possible, outre une liaison rapide entre les agences de la Pan American, un service pratique et précis de réservation de places d'avion.

En effet, des voyageurs empruntant des lignes internationales pourront, en quelques secondes, faire leur réservation dans une agence de la Pan American pour n'importe quel point du globe.

Après six années de recherches menées par les spécialistes de la Pan American et de l'IBM, PANAMAC met en œuvre des moyens puissants de calcul et de transmission.

Tout d'abord, le « centre nerveux » du réseau : 4 ordinateurs — deux 7 080 et deux 1 401 — les « yeux » : trois unités de transmission de programme 7750, la « mémoire » enfin : 8 unités de mémoire à disques magnétiques 1 301 représentant une capacité globale d'environ 400 millions de caractères (lettres, chiffres et signes).

L'enregistrement nominatif complet de chaque passager de la Pan American y figurera. De plus, les disques pourront être interrogés à tout moment pour connaître le nombre de places disponibles sur tous les vols de la Compagnie. La réponse sera automatiquement imprimée quelques secondes plus tard.

PANAMAC fera la liaison sur les six continents entre 114 villes et le Centre de Calcul installé à New York, au siège de la Pan American, actuellement en construction.

On évalue dès maintenant à 75 000 par jour le nombre des demandes de renseignements et réservations transmis par les agences ou les agents de voyage. Parmi ces demandes : tarifs de réservation, informations de vol et location dans les hôtels des différents continents.

Outre les réservations, PANAMAC fournira une aide précieuse dans l'établissement des plans de vol, la répartition des appareils et des équipages, les révisions périodiques du matériel, certaines opérations comptables et statistiques ; PANAMAC établira notamment les 50 000 bulletins de paie des employés de la Compagnie.

En ce qui concerne l'inventaire, il mettra à jour et fournira l'état des balances de 70 millions de dollars, inventaire comprenant 150 000 pièces, le stock des pièces détachées pour les assemblages, ceci pour une centaine de points différents dans le monde. Les ordinateurs détermineront les commandes et les transferts de matériel, l'indication des surplus et les réapprovisionnements de stocks.

Ce n'est pas tout : il y a encore la comptabilité des quelques six millions de documents nécessaires pour établir, chaque année, 1 million de places d'avion, l'état des revenus et dépenses pour chaque ligne de la Pan American.

Plus de 600 postes d'agents reliés à New York fonctionneront dès l'an prochain et seront installés dans 31 villes des Etats-Unis et d'Europe, à Honolulu, San Juan, Montreal, Toronto, Vancouver, Londres, Paris, Francfort et Rome.

Près de 70 autres villes du monde aussi éloignées que Fairbanks et Montevideo ou Tokyo et Téhéran, par exemple, seront reliées à New York par les moyens de transmission téléphoniques conventionnels jusqu'à l'installation sur place de « postes d'agents ».

L'ère des télé-ordinateurs s'ouvre sur de vastes utilisations, dont le nombre semble être sans limites, et qui viennent compléter l'usage déjà étendu des machines de gestion et de calcul. Avec cette application nouvelle, IBM entend bien en faire la démonstration.

BIBLIOGRAPHIE

Small and medium power reactors, vol. II. Un vol. 16 × 24 cm, 454 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1961). Broché : 28 NF.

Ce volume est le tome II des actes du symposium sur les réacteurs à faible et moyenne puissance qui s'est tenu à Vienne en septembre 1960. Il contient 29 communications, publiées dans leur langue d'origine (anglais ou français) et précédées d'un résumé quadrilingue, qui ont été groupées en 3 sections : sécurité ; cycles du combustible ; personnel (9 communications), problèmes économiques et évaluation du coût des centrales nucléaires (13 communications), contribution des réacteurs de petite et moyenne puissance à la solution des problèmes énergétiques ; coopération internationale (7 communications).

R.O.E.

Effects of ionizing radiation on the nervous system. Un vol. 16 × 24 cm, 510 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1962). Broché : 40 NF.

Ce volume contient les actes du symposium tenu à Vienne en juin 1961 sur les effets des rayonnements ionisants sur le système nerveux. Les 36 communications, publiées dans leur langue d'origine (anglais, français et russe) et précédées d'un résumé quadrilingue, sont groupées en 5 sections : système nerveux périphérique (6 communications), système nerveux central (19 communications), système nerveux autonome (4 communications), rôle du système nerveux dans le syndrome des rayonnements (5 communications), mécanismes possibles d'actions (2 communications).

R.O.E.

Chemical effects of nuclear transformations. Deux vol. 16 × 24 cm, 569 et 390 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1961). Brochés : 40 et 26 NF.

Les actes du symposium tenu à Prague en octobre 1960 sur les effets chimiques des transformations nucléaires comme tous les actes publiés par l'IAEA, donnent le texte de chaque communication dans sa langue d'origine, ce texte étant précédé d'un résumé quadrilingue : anglais, français, russe, espagnol. Après une introduction, ces actes sont divisés en 7 parties : aspects théoriques de la chimie de l'atome chaud (6 communications), études en phase gazeuse des produits de recul (7 communications), effets chimiques de la capture radiative de neutrons dans les liquides organiques (4 communications), effets chimiques de la capture radiative de neutrons dans les halogénures d'alcyle (6 communications), effets chimiques des transformations nucléaires dans les solides (23 communications), aspects particuliers de la chimie de

l'atome chaud (25 communications), chimie appliquée de l'atome chaud (10 communications).

R.O.E.

Power reactor experiments. Deux volumes 21 × 29 cm, 402 et 285 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1962). Broché : 24 et 16 NF.

Les actes du symposium tenu à Vienne en octobre 1961 sur les réacteurs de puissance expérimentaux contiennent le texte de chaque communication dans sa langue d'origine, précédé d'un résumé quadrilingue (anglais, français, suisse, espagnol).

Les textes sont répartis en 5 chapitres : réacteurs à haute température refroidis par gaz (8 communications), réacteurs à combustible en suspension aqueuse homogène et homogène à sel fondu (4 communications), réacteurs à surchauffe nucléaire et réacteurs refroidis à la vapeur (7 communications), autres réacteurs expérimentaux (5 communications).

R.O.E.

Nuclear ship propulsion. Un vol. 16 × 24 cm, 604 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1961). Broché : 40 NF.

Ce volume réunit les actes du symposium tenu à Taormina, en novembre 1960 sur la propulsion nucléaire des navires. Les 40 communications qui y sont présentées dans leur langue d'origine (anglais ou français) avec un résumé quadrilingue (anglais, français, russe, espagnol) sont groupées en 7 sections : activité nationale et considérations économiques sur la propulsion nucléaire des navires (5 communications), problèmes internationaux et aspects généraux de la sécurité pour les navires nucléaires (9 communications), projets de navires nucléaires du point de vue de la sécurité (9 communications), problèmes des mouvements de la mer et de la coque (4 communications), problèmes de la maintenance et du ravitaillement (2 communications), aspect sécurité de l'exploitation des navires nucléaires (5 communications).

R.O.E.

Radioisotopes in the physical sciences and industry. 2 vol. 16 × 24 cm, 542 et 554 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1962). Broché : 32 NF.

Ces volumes sont les 2 premiers tomes (3 tomes au total) des actes de la conférence tenue à Copenhague en septembre 1960 sur les radioisotopes en physique et dans l'industrie. Les 94 communications de ces deux tomes, présentées dans leur langue d'origine (anglais, français, russe) et précédées d'un résumé quadri-

lingue sont groupées en 9 sections : radioisotopes en géophysique (12 communications), radioisotopes en métallurgie et en physique du solide (15 communications), radioisotopes en physique nucléaire (3 communications), applications industrielles des radioisotopes, 1^{re} partie, applications utilisant l'absorption à la pénétration et la diffusion des radiations (14 communications), détecteurs et instrumentation (4 communications), radioisotopes dans la chimie analytique (13 communications), vue sur la chimie de recul (1 communication), production des radioisotopes (15 communications).

R.O.E.

Cours d'électrotechnique générale. Livre I, par Ch. SUCHET. Un volume 16 × 25 cm, 334 pages, 346 figures (Eyrolles, Paris 1961). Broché : 39 NF.

Dans le premier tome de ce cours, un des classiques du genre qui en est maintenant à sa sixième édition, l'auteur traite de l'électrostatique, de l'électrocinétique, du magnétisme et de l'électromagnétisme.

Cet ouvrage se différencie très notablement du livre I des éditions précédentes par l'usage exclusif des unités du système MKSA, des nombreuses notes en bas de pages permettent de passer des unités de ce système aux unités du système CGS et, par conséquent des nouvelles formules aux anciennes. Il s'en différencie aussi par la modernisation de l'exposé des lois du magnétisme : définition de la masse magnétique, notion d'induction magnétique, etc...

G.J.G.

Radioisotopes in tropical medicine. Un vol. 16 × 24 cm, 380 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne, 1962). Broché : 28 NF.

Ce volume contient les actes du symposium tenu à Bangkok en décembre 1960 sur les radioisotopes dans la médecine tropicale. Les 20 communications, présentées dans leur langue d'origine (anglais) sont précédées d'un résumé quadrilingue et suivies du texte des questions et des réponses qu'elles ont suscitées.

R.O.E.

Circuits résonnants, par A. SCHURE (traduit de l'américain par H. ABERDAM). Un vol. 14 × 22 cm, 92 pages, 41 figures (Dunod, Paris 1962). Broché : 7 NF.

En radio et en électronique, on utilise constamment les résonances série ou parallèle, qui permettent de disposer de propriétés nouvelles très précieuses. Une bonne connaissance de ces circuits résonnants est d'autre part indispensable pour aborder l'étude des amplificateurs.

L'ouvrage de A. SCHURE traite dans son ensemble de cette importante question des circuits résonnants. On y explique, à partir de notions très élémentaires, la théorie de ces circuits et on en étudie les divers types. La description de quelques applications fondamentales illustre, en fin de volume, leur comportement général. Chaque chapitre est complété par une série de questions permettant au lecteur de vérifier les connaissances acquises.

R.O.E.

Les systèmes linéaires, tome II, par J. GARSOUX. Un vol. 16 × 25 cm, 302 pages, 69 figures et 4 tableaux (Dunod, Paris 1962). Relié : 35 NF.

Ce deuxième tome traite des régimes transitoires dans l'optique du praticien. Il constitue, la suite logique du précédent tome (cf. OE n° juin 1961, p. 601), consacré à l'analyse fréquentielle, puisque les théories développées permettent le calcul des réponses transitoires des systèmes linéaires.

Centré sur les techniques de calcul des systèmes linéaires à paramètres constants, il est destiné à fournir un champ d'application et à servir de prétexte pour une étude assez systématique du produit de composition et des transformations de Laplace et de Fourier.

Le premier chapitre est consacré à la transformation de Laplace et à ses applications les plus élémentaires. Le deuxième contient un exposé rigoureux des séries et des intégrales de Fourier ; les critères algébriques de stabilité sont présentés, sans démonstrations, dans le troisième. Enfin le dernier chapitre est consacré

aux éléments du calcul analogique : les quelques pages réservées à cette question illustrent, dans le domaine pratique, les développements théoriques qui précèdent.

Un appendice réunit les résultats les plus importants, relatifs au produit de composition et aux transformations de Laplace et de Fourier, dans le cadre de la théorie moderne de l'intégration.

R.O.E.

Electronique, tome 3 et 4 par R. GUILLIEN. Deux vol. 14 × 18,5 cm, 310 et 332 pages, 202 et 223 figures (Presses universitaires de France, Paris 1961). Relié : 24 et 28 NF.

Dans ce 3^e volume, l'auteur traite des semiconducteurs : théories, diodes, transistors, circuits utilisant les éléments à semiconducteurs qu'il classe en 2 groupes — circuits n'utilisant pas de caractéristiques à pente négative (amplifications, oscillations, transistors fonctionnant en interrupteur) — circuits utilisant une caractéristique d'entrée à pente négative (oscillateurs à réaction interne, dispositifs stables, bi-stables, mono-stables, astables, multivibrateurs à transistor unique, transistor uni-jonction, transistor thyatron, diode PNP). Trois chapitres consacrés aux cellules photoélectriques et tubes compteurs, cellules photoémissoires, dispositifs photoélectriques à semiconducteurs, compteurs à déchargement, compteurs à scintillations terminent ce tome.

Le 4^e volume est divisé en 3 parties : télévision et radar, avec un long chapitre consacré à la télévision en couleurs, calcul électronique aussi bien arithmétique avec plusieurs paragraphes consacrés aux mémoires, qu'analogiques, servomécanismes électroniques où, après un premier chapitre théorique sont donnés un certain nombre d'exemples de systèmes asservis électroniques.

Ce 4^e tome comporte en plus un index général des auteurs cités, un index général des matières et une table des matières portant sur les 4 tomes.

R.O.E.

Etude des circuits à courant continu, par A. SCHURE (traduit de l'américain par H. ABERDAM). Un vol. 14 × 22 cm, 96 pages, 51 figures (Dunod, Paris 1962). Broché : 7 NF.

Les circuits à courant continu ont une grande importance pour la fabrication et l'entretien des équipements électroniques.

Le présent ouvrage expose d'une manière simple et claire les notions fondamentales. L'appareil mathématique est très simplifié mais les lois de l'électricité sont exposées en détail et l'étude des questions suffisamment poussée pour permettre de comprendre à fond la théorie correspondante. Les sujets traités sont d'ailleurs associés à des problèmes pratiques que le lecteur est entraîné à résoudre.

Les parties traitant de sujets spécifiquement anglo-saxons tels que le « circular mil » la jauge des fils « AWG » et la résistivité calculée en « pieds par circular mil » ont également été traduites (avec indication des coefficients de conversion en unités métriques) ; ceci peut faciliter ultérieurement la lecture des revues, des spécifications et des livres anglais et américains.

Ce livre intéressera donc les praticiens de l'électronique et des télécommunications de même que les étudiants qui y trouveront des connaissances de base sur lesquelles ils pourront s'appuyer dans la suite de leurs études.

R.O.E.

Acoustique. Tome I, par J. MERCIER. Un vol. 14 × 18,5 cm, 320 pages, 150 figures (Presses universitaires de France, Paris 1962). Relié : 32 NF.

Le tome 1^{er} de ce traité d'acoustique qui est présenté ici traite des lois générales de la propagation dans les solides et les fluides et des oscillateurs mécaniques à ondes stationnaires. Cet ouvrage est plus qu'un traité de mécanique traitant des propagations de l'énergie dans différents milieux et sous différentes modalités puisque l'auteur introduit l'électricité notamment en ce qui concerne l'entretien des oscillateurs mécaniques, l'étude des microphones, des haut-parleurs, de l'enregistrement et de la reproduction des sons.

R.O.E.

Sequentiel decoding, par J.M. WOZENCRAFT et B. REIFFEN. Un vol. $15,5 \times 23,5$ cm, 74 pages, nombreuses illustrations (J. WILEY, Londres et New York 1961). Relié : 30 s.

Dans ce volume les auteurs considèrent le problème du codage et du décodage des signaux électriques au point de vue probabilité.

Ils présentent un procédé de transmission de données pour lequel la complexité des appareillages croît seulement algébriquement avec le retard.

Après un premier chapitre destiné à relier la théorie du codage au problème de la transmission de données et un 2^e chapitre consacré à un rappel de résultats essentiels, les chapitres 3 et 4 traitent du codage et du décodage séquentiels qui sont les particularités du système. Le chapitre 5 donne les résultats expérimentaux qui ont été obtenus et indique et explique des modifications introduites dans le procédé du décodage. Le chapitre 6, enfin, étudie l'extension de ces concepts, qui n'ont été traités que pour un canal de transmission en binaire symétrique, à des canaux de transmission pratique.

R.O.E.

Industrial electronics made easy par T. JASKI. Un vol. $14 \times 21,5$ cm, 288 pages, nombreuses illustrations (Gernsback, New York 1961). Broché : \$ 3,95, relié : \$ 5,95.

Dans cet ouvrage, l'auteur indique de façon précise ce qu'est l'électronique dans l'industrie et compare l'entretien du matériel dans l'industrie avec le service pour des particuliers. Il décrit rapidement la plupart des techniques de l'électronique industrielle : induction, servomécanisme, compteur, enregistreur, lecteur, petit calculateur, etc..

R.O.E.

Chimie et thermodynamique, par G. EMSCHWILLER. Un vol. $11 \times 16,5$ cm, 192 pages (A. Colin, Paris 1962). Broché : 5,70 NF.

Cet ouvrage a pour but de montrer la nature et l'importance des services que rend la thermodynamique à la chimie, les moyens précieux de prévision qu'elle lui fournit. Tout de suite est posé le problème capital de l'affinité chimique, dont la thermodynamique permet une définition quantitative, tout en fournissant des méthodes de mesure. Ces méthodes, essentiellement au nombre de trois, sont fondées respectivement sur la détermination des forces électromotrices des piles ou des constantes d'équilibre, sur la connaissance des chaleurs de formation et des entropies des corps.

Pour procéder à la justification de ces méthodes, l'auteur rappelle d'abord en quoi consiste l'outillage même mis par la thermodynamique à la disposition des autres disciplines sous la forme de fonctions dont il précise l'origine et la signification pratique. Une large place, en particulier, est consacrée aux équilibres chimiques, qui constituent le domaine de prédilection des applications de la thermodynamique à la chimie, d'abord aux lois des équilibres chimiques, puis au calcul a priori des équilibres chimiques. Les principes de la thermodynamique statistique sont, en outre, exposés à propos de la détermination des entropies des corps.

L'auteur indique enfin les limites aux possibilités d'emploi de la thermodynamique en chimie et les perspectives de développement par l'adjonction de considérations d'ordre cinétique, c'est-à-dire du facteur temps, qu'ignore la thermodynamique classique.

R.O.E.

Cours élémentaire de mathématiques supérieures, tome I : compléments d'algèbre, les dérivées et leurs applications, par J. QUINET. Un vol. 16×25 cm, 202 pages, 73 figures (Dunod, Paris 1962). Broché : 9 NF.

Le tome I de ce cours de mathématiques, écrit par un ingénieur, en est à sa troisième édition. Son auteur l'a revu et augmenté, il l'a en outre complété par près de 400 problèmes et exercices à résoudre.

R.O.E.

Electrotechnique, tome III : Convertisseurs. Applications de l'énergie électrique, par A. FOUILLE. Un vol. 16×25 cm, 416 pages, 463 figures (Dunod, Paris 1962). Broché : 18 NF.

Dans la cinquième édition de cet ouvrage, maintenant classique, l'auteur a remis à jour toutes les applications industrielles, mécaniques, thermiques ou électroniques de l'énergie électrique qu'il y traite.

Ainsi les chapitres relatifs aux fondements de l'électronique et aux soupapes électriques ont fait l'objet de compléments sur les semiconducteurs et sur les redresseurs, qui utilisent leurs remarquables propriétés.

De même ceux consacrés au soudage électrique, à la radiologie industrielle et aux cellules photoélectriques ont subi d'importants remaniements.

R.O.E.

Emploi des ferrites en hyperfréquence, par L. THOUREL. Un vol. $15,5 \times 24$ cm, 110 pages, 82 figures (Sofradel, Paris 1962). Relié : 22 NF.

Cet ouvrage traite de l'utilisation des ferrites comme éléments de circuits en hyperfréquence. Ces différents matériels ont pris une importance considérable ces dernières années nous permettant de réaliser des montages impossibles avant (isolateurs par exemple) ou même nous conduisant à des applications nouvelles. Après une première partie consacrée au rappel des théories modernes sur le magnétisme, l'auteur traite dans une seconde partie des effets gyromagnétiques.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude de ferrites ; l'auteur y indique en particulier les principaux types de ferrites les plus intéressants en hyperfréquence en précisant comment les propriétés d'un matériau peuvent être modifiées par le choix des constituants ou les traitements thermiques.

Cette partie se termine par l'étude des grenats de terres rares.

Le 4^e chapitre traite des effets non réciproques résultant de la résonance : absorption, déphasage, effet Faraday et effet de déplacement de champ.

Le chapitre suivant est consacré aux isolateurs à ferrite, à résonance, à effet Faraday ou à déplacement de champ.

Le 6^e chapitre concerne les circulateurs et les modulateurs. L'auteur y donne en particulier des exemples de réalisation.

Le dernier chapitre est consacré aux études relatives aux ferrites placés dans des cavités résonnantes, ce qui permet de réaliser des filtres dont les fréquences de coupure peuvent être commandées en agissant sur le champ magnétique, ou des filtres non réciproques.

R.O.E.

Processing of radioactive Wastes, par C.A. MAWSON. **Concept of semi-homogeneous reactor (SHR) and present status of research in Japan**, par S. YAJIMA — **Welding problems in nuclear construction** par E.B. LAVELLE et F.W. DAVIS — **Monographies** n° 18-19-20. Trois vol. $14,5 \times 21$ cm, 44, 34, 79 pages, nombreuses illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne 1961). Broché : 4 NF chaque.

Les monographies, rédigées en anglais, sont précédées d'un résumé quadrilingue (anglais, français, russe, espagnol). La première monographie donne un aperçu de la mise au point des techniques de traitement des déchets radioactifs gazeux, liquides et solides, qui a eu lieu de 1955 à fin 1960. Dans la seconde monographie l'auteur indique quelles caractéristiques fondamentales doit avoir un réacteur semi-homogène (SHR) et quelle est l'orientation des études faites actuellement à l'Institut japonais des recherches sur l'énergie atomique. Dans la troisième monographie, enfin, les auteurs ont exposé quelques uns des aspects fondamentaux des problèmes que pose la soudure de l'extrême variété des matériaux qu'utilisent les installations nucléaires.

R.O.E.

Propriétés statistiques du bruit de fond, par A. BLANC-LAPIERRE et B. PICINBONO. Un vol. 16,5 × 24,5 cm, 104 pages, 48 figures (Masson, Paris 1961). Broché : 20 NF.

Cet ouvrage est destiné à fournir un outil mathématique suffisant pour aborder les principaux problèmes posés par le bruit de fond et l'extraction d'un signal d'un mélange signal + bruit, et à donner une base solide en vue d'études plus spécialisées et plus approfondies.

Ayant son origine dans une série de conférences faites à des ingénieurs, il présente, sous une forme relativement concise et directement applicable aux cas concrets, les connaissances essentielles nécessaires aux applications.

Quelques rappels de résultats de mathématiques ou de calcul des probabilités, facilitent la lecture de cet ouvrage.

R.O.E.

Exploitation des ensembles critiques et des réacteurs de recherche. Un vol. 15 × 21 cm, 102 pages (Agence Internationale de l'Energie Atomique, Vienne 1961). Broché : 6 NF.

Ce manuel, portant le n° 4 de la collection « Sécurité », qui a été établi par des spécialistes de l'Agence en collaboration avec des experts de différents pays doit être considéré comme un guide pour une exploitation des ensembles critiques et des réacteurs de recherche qui ne fasse courir de risque ni aux opérateurs ni au public.

R.O.E.

Evacuation des déchets radioactifs dans la mer. Un vol. 15 × 21 cm, 185 pages, illustrations (Agence Internationale de l'Energie Atomique, Vienne 1961). Broché : 10 NF.

Ce volume, le n° 5 de la collection « Sécurité », contient le rapport d'un groupe d'experts qui ont étudié les problèmes scientifiques et techniques que pose l'évacuation des déchets radioactifs dans la mer.

R.O.E.

Regulations for the safe transport of radioactive materials. Notes on certain aspects of the regulations. Un vol. 15 × 21 cm, 105 pages, nombreux tableaux (International Atomic Energy Agency, Vienne 1961). Broché : 6 NF.

Ce volume, le n° 7 de la collection « Sécurité », a pour but d'indiquer le but des « Règles de sécurité pour le transport des matériaux radioactifs » et de servir de guide à leur application. Il indique aussi les bases scientifiques de la classification des radio-isotopes quant aux règles à suivre.

R.O.E.

Effects of ionizing radiations on seeds. Un vol. 16 × 24 cm, 660 pages, illustrations (International Atomic Energy Agency, Vienne, 1961). Broché : 38 NF.

Ce volume contient les actes du symposium tenu à Karlsruhe en août 1960 sur les effets des rayonnements ionisants sur les mesures. Les 51 communications, publiées dans leur langue d'origine (anglais, français) et précédées d'un résumé quadrilingue sont groupées en 4 sections : communications générales (2 communications), aspects particuliers de la radiobiologie des semences (13 communications), ruptures et réunions des chromosomes provoqués par les rayonnements et les actions chimiques (14 communications), principes et images d'amélioration des récoltes (22 communications).

R.O.E.

Transmission of information, par R.M. FANO. Un vol. 15,5 × 23,5 cm, 389 pages, illustrations (J. Wiley, Londres et New York, 1961). Relié : 60 s.

La transmission de l'information est la base de tout système de télécommunications ; dans cet ouvrage, dont le sous-titre est « A statistical theory of communications », l'auteur, professeur au M.I.T., indique les bases et les principaux résultats de la théorie de l'information. Cette théorie, qui implique la notion quantitative du contenu d'information d'un signal et la capacité de transmission d'information d'une voie est basée sur la théorie des probabilités ; en effet le contenu en information d'un signal est d'autant plus élevé qu'il est plus improbable mais ce contenu est fonction aussi du nombre des signaux différents qui peuvent être envoyés et de leur nature. Le mérite de M. FANO est de faire apparaître les notions au fur et à mesure que le besoin s'en fait sentir, donc d'en montrer l'utilisation et de les rendre aussi concrètes que possible.

Le choix des caractères peu agréables à lire, et le nombre de faute d'impression relativement élevé sont à déplorer mais ces inconvénients sont négligeables devant l'intérêt que présente cet ouvrage.

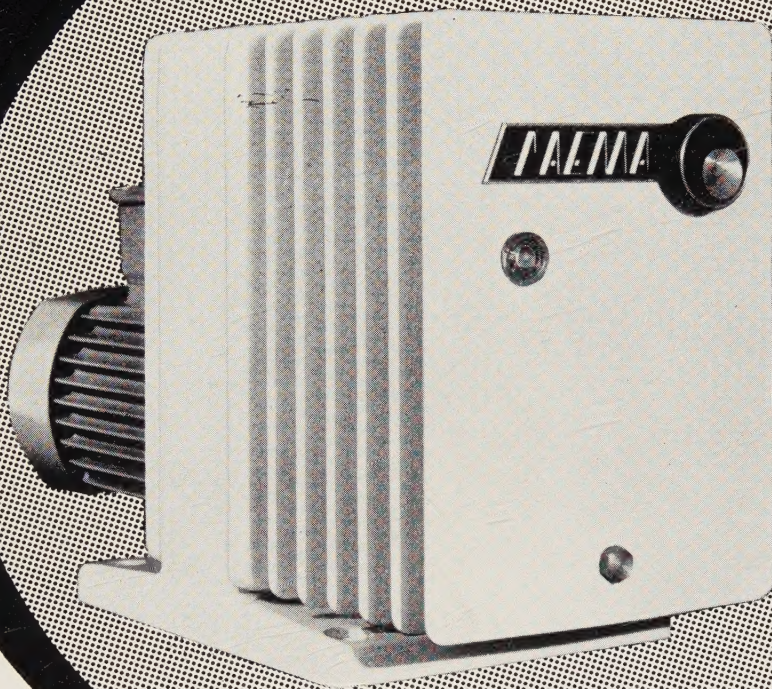
G.G.

Problèmes d'électronique, par R. GUILLIEN. Un vol. 16 × 25 cm, 418 pages, 380 figures (Eyrolles, Paris 1962). Relié : 76 NF.

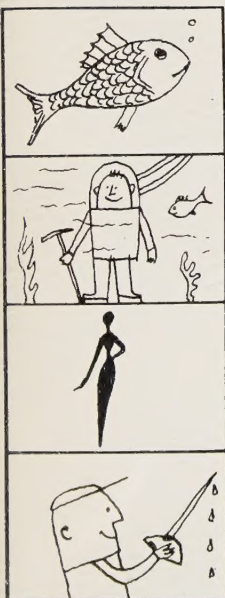
C'est pour compléter l'enseignement de l'électronique tel qu'il est donné dans les grandes écoles d'ingénieurs et surtout dans les facultés des sciences que l'auteur a préparé ce recueil. En effet, rien n'est meilleur pour approfondir un cours, que la recherche d'exercices ou de problèmes : pour faciliter cette recherche par le lecteur, M. GUILLIEN a groupé en tête de chaque chapitre tous les énoncés se rapportant à une question faisant suivre le dernier énoncé du corrigé du premier exercice. Le choix des textes, la présentation de la solution soit abrégée dans les cas simples ou lorsque deux problèmes ont des parties pratiquement communes, soit complète dans les cas plus difficiles, fait de ce recueil de 327 problèmes ou exercices, un instrument de travail très intéressant.

G.G.

LE VIDE EN TOUTE SÉCURITÉ...



impact



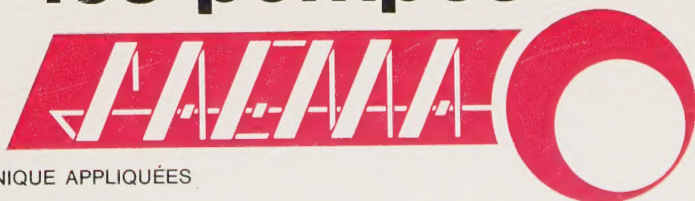
Silencieuses

Étanches

Élégantes

Lubrifiées
à toutes pressions

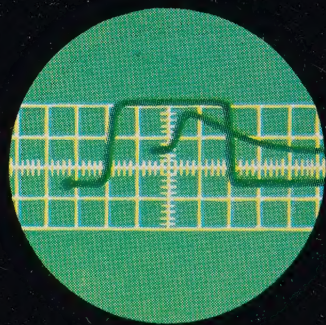
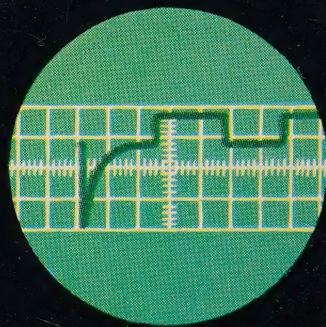
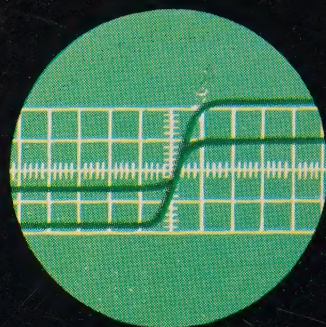
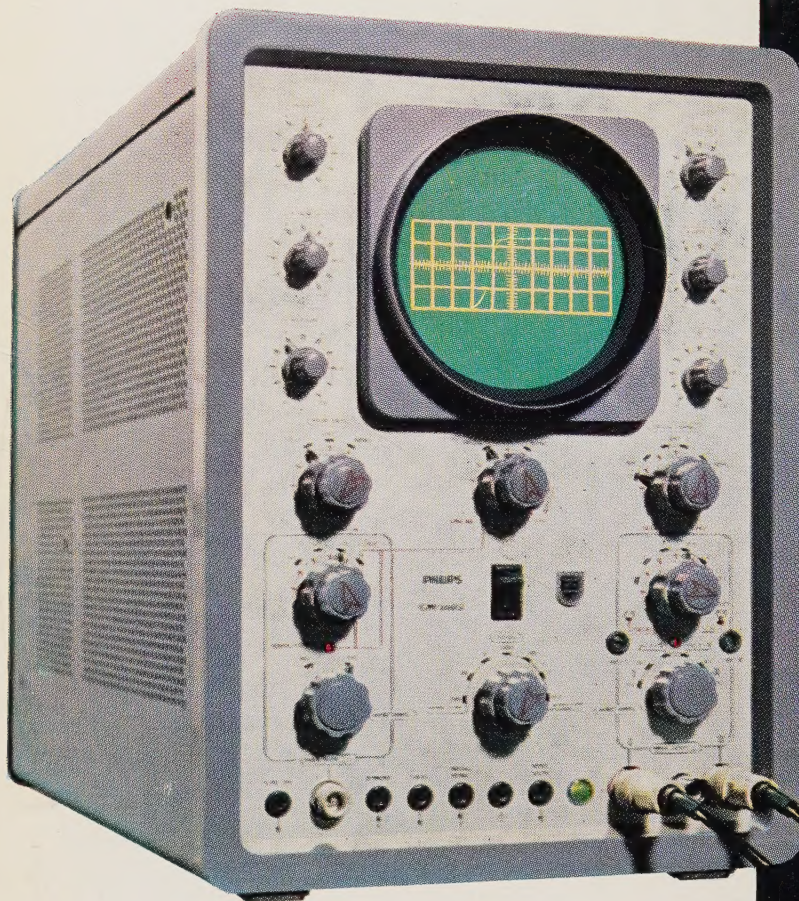
...avec
les pompes



SOCIÉTÉ ALSACIENNE D'ÉLECTRONIQUE ET DE MÉCANIQUE APPLIQUÉES
25 avenue Jean-Jaurès ARCUEIL (Seine) ALÉ 41-20 Usine : Annecy

pour vos recherches, études, contrôles

L'appareil que vous attendiez !



L'OSCILLOSCOPE PHILIPS **GM 5603**

à large bande avec entrée symétrique différentielle

- Amplificateur vertical à couplage direct : 0 à 14 MHz
- Sensibilité : 50 mV/cm
- Base de temps réglable entre 0,04 μ s/cm et 2,5 s/cm
- Déclenchement jusqu'à 2 MHz; Synchronisation jusqu'à 20 MHz
- Précision des réglages : 3%
- Grand écran de 13 cm avec post-accélération de 10 kV
- Sondes atténuatrices et sondes cathodines.

Demandez notre documentation n° 585

PHILIPS - INDUSTRIE

105, rue de Paris - BOBIGNY (Seine) - Tél. : VIL. 28-55 (lignes groupées)

