Contribution à l'étude des phénomènes de redressement et de transistance dans le germanium

Pierre Aigrain

b

SÉRIE A, N° 2412
N° D'ORDRE :
3284

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE AIGRAIN

1re THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE REDRESSEMENT ET DE TRANSISTANCE DANS LE GERMANIUM.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 17 mars 1950 devant la Commission d'examen.

MM. E. BAUER ..... *Président.*
Y. ROCARD ..... } *Examinateurs.*
A. KASTLER ..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1951

SÉRIE A, N° 2412
N° D'ORDRE :
3284

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE AIGRAIN

1re THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE REDRESSEMENT ET DE TRANSISTANCE DANS LE GERMANIUM.

2e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 17 mars 1950 devant la Commission d'examen.

MM. E. BAUER ..... *Président.*
Y. ROCARD ..... } *Examinateurs.*
A. KASTLER ..... }

PARIS
MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1951

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA ..... T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
A. DENJOY ..... T Théorie des fonctions.
L. LUTAUD ..... T Géographie physique et Géologie dynamique.
E. DARMOIS ..... T Enseignement de Physique.
Robert LÉVY ..... T Physiologie comparée.
Henri VILLAT ..... T Mécanique des fluides et applications.
Ch. JACOB ..... T Géologie.
P. PASCAL ..... T Chimie générale.
Mme RAMART-LUCAS. T Chimie organique.
FOCH ..... T Mécanique physique et expérimentale.
PAUTHENIER ..... T Electrotechnique générale.
DE BROGLIE ..... T Théories physiques.
JOB ..... T Chimie générale.
PRENANT ..... T Anatomie et Histologie comparées.
COMBES ..... T Physiologie végétale.
GARNIER ..... T Géométrie supérieure.
PÉRÈS ..... T Mécanique rationnelle.
HACKSPILL ..... T Chimie minérale.
LAUGIER ..... T Physiologie générale.
TOUSSAINT ..... T Technique aéronautique.
M. CURIE ..... T Physique (P. C. B.).
G. RIBAUD ..... T Hautes températures.
CHAZY ..... T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
CROZE ..... T Physique théorique et Physique céleste.
DUPONT ..... T Théories chimiques.
VALIRON ..... T Calcul différentiel et calcul intégral.
BARRABÉ ..... T Géologie structurale et Géologie appliquée.
VAVON ..... T Analyse et mesures chimiques.
G. DARMOIS ..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
Jacques BOURCART. T Géographie physique et Géologie dynamique.
AUBEL ..... T Chimie biologique.
Mme JOLIOT-CURIE. T Physique générale et Radio-activité.
PLANTEFOL ..... T Botanique.
CABANNES ..... T Recherches physiques.
GRASSÉ ..... T Evolution des êtres organisés.
PRÉVOST ..... T Chimie organique.
BOULIGAND ..... T Application de l'analyse à la géométrie.
CHAUDRON ..... T Chimie appliquée.
WYART ..... T Minéralogie
TEISSIER ..... T Zoologie.
MANGENOT ..... T Biologie végétale.
P. AUGER ..... T Physique quantique et relativité.
MONNIER ..... Physiologie générale
PIVETEAU ..... T Géologie.
ROCARD ..... T Physique.
H. CARTAN ..... T Mathématiques générales.
SCHAEFFER ..... T Physiologie des fonctions.
LAFFITTE ..... T Chimie (P. C. B.).
FAVARD ..... Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
COULOMB ..... T Physique du Globe.
Mlle COUSIN ..... T Biologie animale (P.C.B.).
A. CHRÉTIEN ..... Chimie (P. C. B.).
P. DRACH ..... Zoologie.
KASTLER ..... Physique.
CHATELET ..... T Arithmétique et théorie des nombres.
EPHRUSSI ..... T Génétique.
WURMSER ..... T Biologie physico-chimique.
BAUER ..... T Chimie-Physique.
RIVIÈRE ..... Géologie (P. C. B.).
GAUTHERET ..... Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS ..... Physique.
A. THOMAS ..... Evolution des êtres organisés.
ARNULF ..... Optique appliquée.
MAX MORAND ..... Physique.
SOLEILLET ..... Physique.
FORTIER ..... T Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON ..... T Astronomie.
FROMAGEOT ..... Chimie biologique.
LAPORTE ..... Physique générale et Radioactivité.
JANET ..... Mathématiques générales.
PETIT ..... T Biologie maritime.
QUENEY ..... T Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN ..... Biologie animale (P.C.B.).
EICHHORN ..... Biologie végétale (P.C.B.).
DE CUGNAC ..... Biologie végétale (P.C.B.).
LAVAL ..... Physique (P.C.B.).
Mlle CAUCHOIS ..... Chimie-physique.
THELLIER ..... Physique du Globe.
AUDUBERT ..... Electrochimie.
L'HERITIER ..... Génétique.
GRIVET ..... T Radioélectricité.
PONCIN ..... Mécanique des fluides.
THIRY ..... T Mécanique appliquée.
DUBREIL ..... Mathématiques générales.
QUELET ..... Chimie (P. C. B.).
CAGNIARD ..... Géophysique appliquée.
CHAMPETIER ..... Chimie appliquée.
CUVILLIER ..... Géologie structurale et géologie appliquée.
JUNG ..... Pétrographie.
TRILLAT ..... Physique (P. C. B.).
WIEMANN ..... Chimie (P. C. B.).
LICHNEROWICZ ..... Mathématiques.
JACQUINOT ..... Physique (P. C. B.).
VASSY ..... Physique de l'Atmosphère.
DESTOUCHES ..... Théories physiques.

Secrétaire..... CH. MONIER

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE REDRESSEMENT ET DE TRANSISTANCE DANS LE GERMANIUM

Par P. AIGRAIN

INTRODUCTION

Le but de cette étude était d'essayer de préciser quelques-uns des points obscurs de la théorie des phénomènes de redressement et de transistance dans le germanium.

Nous commencerons par rappeler brièvement les propriétés électriques du germanium.

On trouvera dans les références 1 à 12 les notions de base sur la théorie des semiconducteurs en général.

Propriétés électriques du germanium.

Le germanium est un métalloïde de la quatrième colonne de la classification périodique, homologue du carbone et du silicium.

Le germanium est un semi-conducteur intrinsèque et d'impuretés. La conductibilité intrinsèque est très élevée, elle correspondrait pour du germanium parfaitement pur à une résistivité de 100 ohms/cm. à la température ordinaire [1]. Une mesure de l'énergie d'activation intrinsèque basée sur la variation de la conductibilité avec la température au-dessus de 200° C donne :

$$\varepsilon = 0{,}76 \text{ ev.}$$

mais il n'est pas certain que ε soit obligatoirement tout à fait constant avec la température.

Même le germanium le plus pur que l'on puisse préparer se

[1] Des mesures plus récentes ont donné 60 ω/cm. pour la résistivité intrinsèque du germanium.

comporte cependant toujours comme un semi-conducteur d'impuretés. La résistivité du germanium à la température ordinaire n'est en effet que très rarement supérieure à 10 ω/cm. pour des échantillons bien cristallisés. Elle peut être inférieure à 0,05 ω/cm. dans des échantillons impurs. Une mauvaise cristallisation augmente la résistivité apparente mais il semble que l'on doive attribuer cet effet à la résistance des contacts intercristallins.

Aux environs de la température ordinaire, la résistivité du germanium très pur augmente avec la température, contrairement à ce qui se passe pour les semi-conducteurs normaux. Il faut chercher l'explication de ce dernier phénomène dans le fait qu'à la température ordinaire tous les niveaux d'impuretés sont ionisés même dans du germanium relativement impur. Ceci résulte de ce que l'énergie d'activation des impuretés est très faible, 0,03 ev. environ. Au voisinage de la température ordinaire, le nombre de porteurs par centimètre cube est donc constant, et l'augmentation lente de la résistivité avec la température est due aux mêmes causes que celles observées pour les métaux, c'est-à-dire à la diminution de la mobilité lorsque l'agitation thermique du réseau augmente.

Le fait que la totalité des atomes d'impuretés soit ionisée à la température ordinaire permet de calculer d'une manière simple le nombre de porteurs des deux signes présents par centimètre cube dans un bloc homogène de germanium. On a en effet, en appelant n_i le nombre d'atomes d'impuretés par centimètre cube, compté positivement s'il s'agit d'impuretés acceptrices et négativement s'il s'agit d'impuretés donatrices :

$$p - n = n_i.$$

$n =$ nombre d'électrons,
$p =$ nombre de trous.

D'autre part, d'après des formules classiques :

$$np = M^2 = \left[\frac{2\pi mkT}{h^2}\right]^{3/3} \exp(-\varepsilon/kT).$$

— n et p sont donc solutions d'une équation du second degré :

$$x^2 - n_i x + M^2 = 0.$$

De là, on calcule aisément la distance $\varepsilon - \delta$ entre le niveau de Fermi et la bande pleine (fig. 1) :

$$\varepsilon - \delta = -\log_e \frac{n}{M}.$$

La mobilité des porteurs des deux signes peut se déduire des mesures d'effet Hall, mais comme la conductibilité intrinsèque n'est pas négligeable, il faut utiliser pour le calcul des formules générales.

Il faut, en outre, faire de nombreuses mesures, car chaque mesure prise séparément ne donne qu'une relation entre μ_n et μ_p. Les mesures les plus récentes donnent :

$$\mu_n = 2\ 600\ \text{cm}^2/\text{sec./V}.$$
$$\mu_p = 1\ 600\ \text{cm}^2/\text{sec./V}.$$

mais certains autres auteurs (13) ont donné $\mu_p = \mu_n = 2\ 000$.

Comme dans le silicium, les impuretés qui se trouvent dans la troisième colonne de la classification périodique des éléments (par exemple : le bore, l'aluminium, etc...) sont acceptrices, celles qui se trouvent dans la cinquième colonne de la classification périodique sont donatrices, telles que l'arsenic, etc... L'oxygène agit comme impureté acceptrice, quand il est en position interstitielle.

La purification du germanium se fait généralement en réduisant l'oxyde brut dans l'hydrogène puis en faisant brûler le germanium

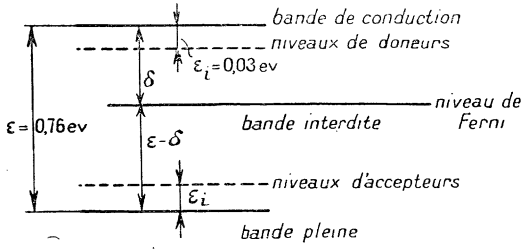

Fig. 1.

ainsi obtenu dans du chlore, ce qui donne du tétrachlorure de germanium, liquide pesant, bouillant à 88° C et susceptible d'être purifié par distillation fractionnée.

Le tétrachlorure purifié est hydrolysé pour le ramener à l'état d'oxyde, que l'on réduit ensuite à nouveau pour obtenir du germanium pur. Malgré toutes les précautions que l'on peut prendre, il est difficile de descendre en dessous de 10^{-6} atomes d'impuretés par atome de germanium, quantité que l'analyse spectrographique ne peut d'ailleurs déceler.

Il y a d'ailleurs des raisons de croire que toutes les impuretés dans le germanium ne sont pas actives, c'est-à-dire que toutes ne contribuent pas à créer des niveaux d'énergie d'impuretés. Il est en effet possible très souvent de changer le type de conductibilité d'un échantillon de germanium très pur par simple traitement thermique. Le maximum de vitesse de réaction pour le passage de la conductibilité n à la conductibilité p se trouve vers 500° C, et pour le passage inverse vers 800° C. Ces phénomènes s'expliquent facilement si l'on admet la

présence de deux types d'impuretés, l'un responsable de la conductibilité n, l'autre de la conductibilité p et qui pourraient se trouver soit en positions interstitielles dans le réseau du germanium, soit en positions substitutionnelles. Elles ne seraient actives que dans le premier cas, et l'un des types viendrait occuper des positions interstitielles, de préférence vers 500° C, l'autre vers 800° C (14).

Il est impossible de spécifier les impuretés qui sont présentes dans un échantillon de germanium, puisque l'analyse spectrographique ne donne rien sur du germanium pur.

Redresseurs au germanium à voltage inverse élevé.

1. Historique. — La nécessité d'obtenir des redresseurs mélangeurs fonctionnant aux très hautes fréquences radar avait conduit des chercheurs anglais et américains en 1940 à étudier des redresseurs formés d'un bloc de silicium auquel on avait intentionnellement ajouté des impuretés acceptrices et sur lequel était appuyée une pointe de tungstène formant un contact d'environ 10^{-6} cm² de surface. Pendant ce temps, des chercheurs allemands étudiaient des redresseurs similaires mais où le semi-conducteur était du germanium avec des impuretés donatrices. Par la suite les Américains étudièrent eux-mêmes les redresseurs au germanium. Les caractéristiques de ces redresseurs ne diffèrent que peu de celles que laissent prévoir la théorie et les différences peuvent s'expliquer sans grande peine comme l'a montré Bethe (10). En particulier, à cause de l'effet d'abaissement de la barrière de potentiel par la charge image, on trouve que le courant inverse, c'est-à-dire dans la direction de grande résistance, augmente rapidement dès qu'on dépasse des voltages de l'ordre de 5 V.

En 1944, Benzer et Lark-Horovitz qui poursuivaient des recherches sur le germanium à Purdue University (U. S. A.) découvrirent qu'en utilisant du germanium d'une grande pureté, il était possible de faire des redresseurs dans lesquels l'impédance inverse restait très élevée jusqu'à des voltages appliqués aussi élevés dans certains cas que 450 V.

Les caractéristiques d'un redresseur typique de fabrication commerciale (redresseur : 1N 34 de Sylvania) sont données figure 2. On remarque en particulier l'excellent rapport entre le courant direct et le courant inverse, le voltage inverse élevé que peut supporter le redresseur et la région à résistance dynamique négative dans laquelle le courant augmente lorsque le voltage diminue.

Les formules théoriques ne représentent que d'une manière très lointaine les caractéristiques d'un tel redresseur. Si la région à pente dynamique négative peut s'expliquer par un échauffement du contact

aux forts courants, par contre il est difficile de voir comment la barrière peut être assez épaisse pour que l'effet tunnel ne cause pas une augmentation rapide du courant lorsque le voltage appliqué atteint 60 V. Il y a plus grave encore : la caractéristique dans le sens direct peut bien se représenter par une formule du type :

$$i = i_s \left[e^{\frac{1}{\beta} V} - 1 \right]$$

ainsi que le prévoit la théorie, mais alors qu'à la température ordinaire on devrait avoir $\beta = \alpha = 1/40$ V. on trouve en réalité $\beta \sim 1/20$ V. De plus, la valeur mesurée du courant de saturation est de l'ordre de quelques dixièmes de microampère au lieu d'être de l'ordre de quelques millièmes de microampère, comme le prévoit la théorie. Enfin la caractéristique inverse pour de faibles voltages appliqués n'est pas

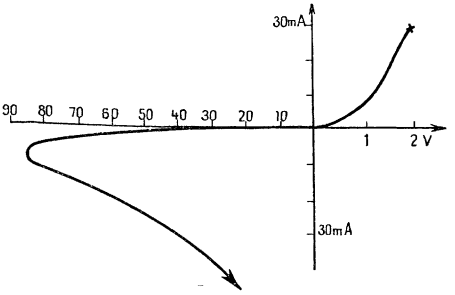

Fig. 2.

représentée même en première approximation par une équation du type (1) avec les mêmes constantes que la caractéristique directe.

Les redresseurs au germanium à voltage inverse élevé donnent des résultats contraires à la théorie également en ce qui concerne le changement des caractéristiques de redressement lorsque l'on varie la nature du métal qui constitue la pointe : en effet, à condition de prendre soin que la surface du contact reste constamment la même, on n'observe aucun changement notable des caractéristiques quel que soit le métal utilisé pour la pointe, tandis que théoriquement on devrait s'attendre à trouver des variations qui pourraient peut-être aller jusqu'à un renversement du sens de redressement lorsqu'on utilise des métaux de travaux d'extraction différents. En tous cas la variation de i_s avec T :

$$i_s \sim \exp \left[- \frac{\Phi e}{kT} \right] \qquad (2)$$

devrait dépendre du métal utilisé tandis qu'on trouve, quel que soit le métal, une variation du type (2) mais avec $\Phi = 0{,}7$ ev.

2. La théorie de Brattain. — En 1948, Brattain a proposé une nouvelle théorie des phénomènes de redressements dans les contacts germanium-métal (16). Essentiellement, Brattain admet qu'il existe au voisinage de la surface, et du fait de la présence de celle-ci, ou d'oxygène adsorbé, des niveaux d'énergie discrets qui sont susceptibles de capter les électrons et ne les relâchent que très difficilement. Selon cette théorie, il y aurait donc en permanence, même en l'absence de contacts métalliques, une charge négative accumulée à la surface (fig. 3). Il est alors facile de voir qu'il doit se former au voisinage de la surface une barrière de potentiel dans laquelle les électrons libres du germanium sont repoussés vers l'intérieur du semi-conducteur par le champ qui y règne et qui est dû à la charge superficielle. La barrière de potentiel est selon cette théorie toujours présente et le redressement prend place entre la masse même du semi-conducteur et sa surface à laquelle le contact métallique est appliqué. La région

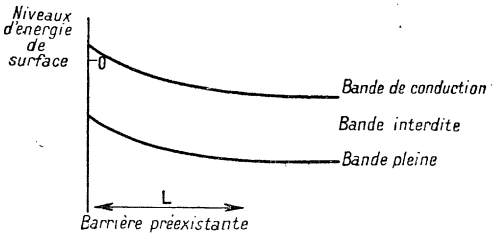

Fig. 3.

superficielle dans laquelle se trouvent les niveaux d'énergie discrets ou états de surface postulés par Brattain ne peut avoir que quelques distances inter-atomiques d'épaisseur. Elle ne devrait donc pas avoir de conductibilité latérale importante et le calcul du courant qui traverse cette barrière peut se faire comme précédemment. On trouve ainsi :

$$i = \frac{1}{2} A n e \left(\frac{2kT}{\pi m}\right)^{1/2} \exp\left[-\Phi/\alpha\right]\left[e^{(\gamma\alpha)V} - 1\right] \qquad (3)$$

Φ : hauteur de la barrière de potentiel,

A : surface du contact.

La théorie explique évidemment que les caractéristiques du contact ne dépendent pas de la nature du métal qui le forme. Elle permet également de rendre compte, ainsi qu'on le verra plus loin, de certains aspects des phénomènes de transistance. Toutefois la difficulté reste entière en ce qui concerne les valeurs du courant de saturation, le fait que des voltages inverses de 400 V. demanderaient des barrières extrêmement épaisses et, en un mot, tout ce qui concerne

les caractéristiques des redresseurs pour des voltages appliqués dans le sens de haute résistance.

Les formules (3) ont été établies pour un semi-conducteur sans conductibilité intrinsèque appréciable. Ceci n'est pas le cas du germanium dans lequel la densité de trous et d'électrons libres dans un échantillon absolument pur serait de $N = 3{,}3 \times 10^{13}$ porteurs par centimètre cube à la température ordinaire. Brattain a remarqué qu'il y avait là une cause d'augmentation du courant inverse, les trous positifs de la masse du semi-conducteur étant susceptibles de diffuser vers la barrière et de la passer sans difficulté. La valeur du courant inverse dû à cet effet se calcule aisément, si l'on remarque que le mouvement des trous vers la barrière est dû presque entièrement à un phénomène de diffusion thermique. Le courant de trous qui entre dans la barrière s'exprime donc par la formule :

$$i_{p1} = p_0 e (D/\tau)^{1/2}$$

où D est le coefficient de diffusion des trous (40 cm.) à la température ordinaire. τ est la durée de vie pour la formation d'une paire trou-électron, au moins égale à 10^{-7} secondes ainsi qu'il résulte des expériences sur les transistors et de celles plus récentes de Brattain et Bardeen sur le déplacement des trous dans le germanium (17) et p_0 est le nombre de trous à l'équilibre dans le germanium soit environ 10^{12} par centimètre cube pour le germanium utilisé dans les diodes à voltage inverse élevé. A ce terme, il convient d'ajouter le courant dû aux trous qui prennent naissance dans la barrière même, soit, si L est l'épaisseur de la barrière :

$$i_{p2} = L p_0 e / \tau.$$

A la température ordinaire, les valeurs numériques de ces deux termes sont du même ordre de grandeur que i_s. Elles augmentent à peu près aussi vite avec la température que i_s. En tous cas, même en tenant compte du courant inverse de trous, il reste un facteur de 100 à expliquer entre les valeurs expérimentales et théoriques de i_s.

La théorie de Brattain conduit à prévoir que le courant direct est formé principalement de trous, au moins aux voltages modérés. Ce résultat est très important pour la théorie des phénomènes de transistance, et une nouvelle théorie du redressement dans *Ge* ne pourra être considérée comme acceptable que si elle conduit au même résultat.

3. Etudes sur redresseurs au germanium. — Que l'on admette ou non la théorie de Brattain, il apparaît comme certain que les traitements de surface ont une grande importance sur les caractéristiques des redresseurs au germanium. Nous avons donc essayé d'examiner

l'influence exacte de ces traitements dans l'espoir qu'une telle étude permettrait de se faire une idée théorique satisfaisante des phénomènes de redressement qui ont lieu au voisinage du contact métal-germanium.

A. Traceur de caractéristiques électroniques. — Le relevé au moyen de voltmètres et de microampèremètres de la caractéristique courant-voltage d'un redresseur ou *a fortiori* d'un transistor est une opération longue et qui ne peut évidemment s'effectuer pendant la durée même des traitements que l'on fait subir aux redresseurs considérés. Quoiqu'il soit nécessaire d'utiliser cette méthode si l'on désire relever des caractéristiques précises nous avons trouvé qu'il était utile de disposer d'un moyen de relever les caractéristiques de redresseurs et de transistors d'une manière quasi instantanée. L'appareil que nous avons construit ne peut pas servir à faire des mesures de précision, mais l'aspect général des caractéristiques y apparaît fort clairement.

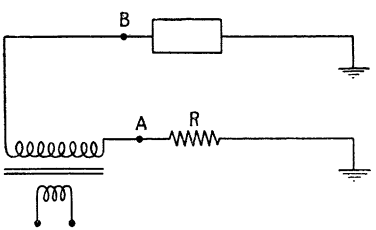

Fig. 4.

Le principe des traceurs de caractéristiques électroniques est connu depuis longtemps et est représenté figure 4. Un voltage alternatif est appliqué à travers un transformateur T entre une borne du redresseur à étudier et une résistance R. Les autres bornes du redresseur et de la résistance sont à la masse. On trouve alors au point A le voltage appliqué au redresseur et au point B un voltage égal au produit de la résistance R par le courant qui traverse le redresseur. Ces voltages peuvent être amplifiés par des amplificateurs à courant continu, avant d'être appliqués aux plaques horizontales et verticales d'un tube cathodique sur la face duquel apparaît le tracé de la caractéristique.

Etant donné la gamme importante de voltages et de courants que devait couvrir cet appareil, nous avons utilisé un dispositif de commutation qui permet d'appliquer aux redresseurs des voltages compris entre $V_{max} = \pm 2{,}7$ V. et $V_{max} = \pm 390$ V. et de varier la résistance R entre 250 ohms et 240 kiloohms, afin de mesurer les caractéristiques de redresseurs d'impédances très variées. Il était important que la face du tube cathodique soit toujours utilisée au mieux, quelle que soit la position des commutateurs de voltages et de résistances. Remarquons que si le voltage appliqué au transformateur T a une valeur de crête V et si la résistance R est donnée, alors quelle que soit la caractéristique du redresseur considérée, on en observera que la portion qui dans le plan V, i est comprise à l'inté-

rieur d'un losange dont les sommets ont comme coordonnées ($\pm$ V, o) et (o, $\pm$ V/R). Il en résulte que les voltages qui apparaissent aux points A et B sont eux-mêmes compris à l'intérieur d'un losange dont les sommets ont comme coordonnées ($\pm$ V, o) et (o, $\pm$ V). Si

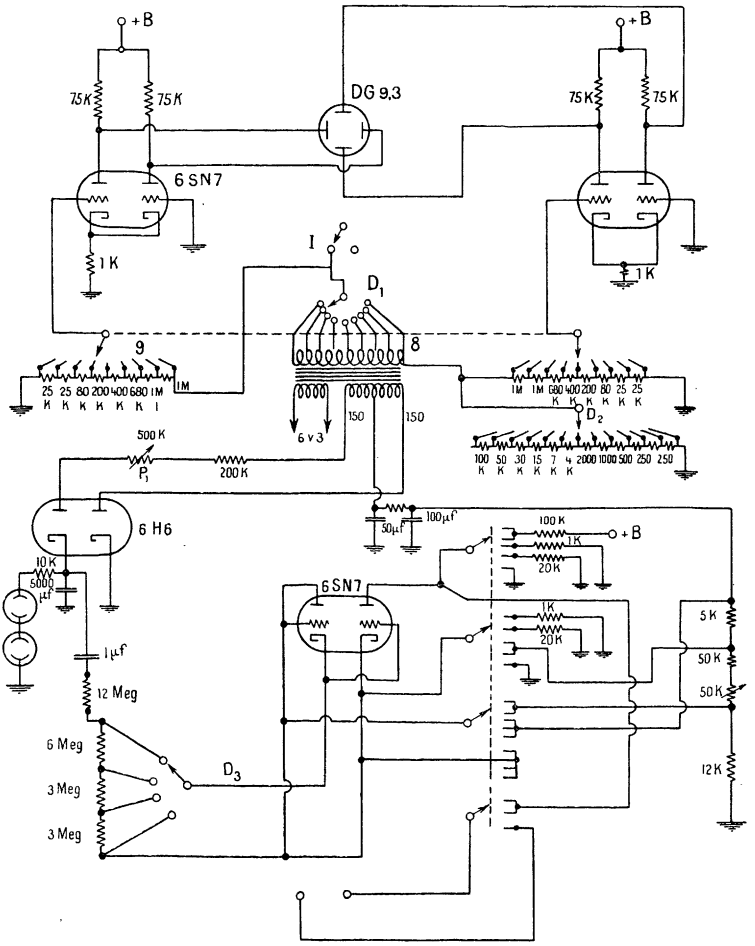

Fig. 5.

la sensibilité de déflection du tube cathodique est à peu près la même dans les deux directions horizontale et verticale, ce losange occupera la quasi-totalité de la face du tube cathodique, à condition que les gains des amplificateurs verticaux et horizontaux soient égaux entre eux et inversement proportionnels à V.

Le dispositif de commutation utilisé et représenté sur la figure 5

permet de réaliser cette condition. Toutefois, le tube cathodique que nous avions à notre disposition avait des caractéristiques de déflection dans le sens horizontal et vertical très différentes, ce qui nous a contraint à utiliser des amplificateurs de types différents dans les deux directions. La déflection dans le sens horizontal est obtenue par un amplificateur triode simple, tandis que la déflection dans le sens vertical est obtenu par une double triode fonctionnant en amplificateur inverseur de phase couplé par la cathode. Il serait avantageux de pouvoir utiliser cette dernière disposition dans les deux directions, car il en résulte une meilleure élimination du 50 périodes toujours gênant vu la grande impédance du circuit de grille, mais le tube DG9-3 demande une déflection asymétrique dans le sens horizontal.

Les commutateurs peuvent être gradués directement en voltages appliqués et résistances séries, mais il serait plus avantageux d'obtenir les échelles voltage et courant maximum. Une abaque collée sur l'appareil permet d'effectuer la transformation sans calcul.

Une position supplémentaire du commutateur de résistance série est prévue dans laquelle la résistance série est nulle. Ceci perme d'appliquer aux redresseurs des surcourants ou des surtensions considérables, qui comme nous le verrons plus tard modifient d'une manière permanente leurs caractéristiques.

Le traceur de caractéristiques a été prévu pour étudier non seulement les redresseurs mais aussi les transistors et même les lampes à vide si besoin s'en faisait sentir. A cette fin, un générateur de courant d'émetteur (ou de tension grille) a été prévu. Il comprend la double diode 6H6 (V_3) et la double triode 6SN7 (V_4). Ce générateur fournit des tensions ou des courants en « escalier », c'est-à-dire des tensions qui restent constantes pendant une période du courant alternatif appliqué au transformateur T et qui changent de valeur d'une manière discontinue à la fin de chaque période.

Pour produire ces tensions, on utilise un enroulement 150 V-0-150 V du transformateur T. Le point milieu de cet enroulement est connecté à une des plaques de la 6H6 dont la cathode correspondante est à la masse. Une des extrémités de l'enroulement est reliée à un condensateur de grande valeur. Cette moitié de l'enroulement constitue donc un redresseur susceptible de fournir un voltage négatif d'environ 200 V. qui est utilisé ailleurs dans l'appareil après filtrage.

Le voltage qui apparaît entre l'autre extrémité du transformateur T et la masse est indiqué figure 6. Ce voltage est appliqué à l'autre section de la 6H6 à travers une grande résistance variable P1. La cathode de cette section est connectée à un condensateur C qui se charge légèrement sur chaque pointe du voltage appliqué à la diode. L'augmentation de voltage du condensateur lors de chaque pointe dépend de la valeur de la résistance série. Lorsque le voltage aux

bornes des deux lampes au néon N_1, N_2 atteint la somme des tensions d'allumage de celles-ci, le condensateur se décharge brusquement à travers ces lampes jusqu'à leur tension d'extinction. Le voltage aux bornes des lampes au néon a ainsi la forme en « escalier » désirée. Selon la valeur de la résistance R il est possible de régler le nombre de marches entre 3 et 8. Le fonctionnement est parfaitement stable dans le temps pour des périodes de plusieurs heures.

Le voltage ainsi obtenu est appliqué à travers le condensateur de couplage C, qui a été choisi de très grande valeur à cause des valeurs très basses des fréquences qu'il doit passer correctement (jusqu'à 6 périodes) à un diviseur de tension commandé par un commutateur. La sortie du diviseur de tension est appliquée à la grille d'une sec-

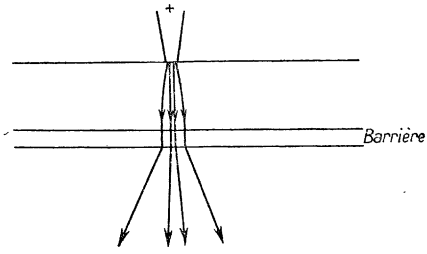

Fig. 6.

tion de la 6SN7, V4. La tension de sortie qui est appliquée soit à l'émetteur, soit à la grille, du transistor ou de la lampe à étudier, peut être prise selon la position du commutateur D_4, soit sur la cathode de cette 6SN7. Le tableau I donne les différentes valeurs des tensions et courants de sortie et des impédances internes que l'on peut ainsi obtenir selon les positions des commutateurs D_3 et D_4. La deuxième section de la lampe 6SN7 est utilisée en diode et sert à la restauration de la composante continue sur la grille de la première section. Sa cathode est ramenée à un voltage tel que la première marche de la tension en escalier de sortie soit toujours zéro. Une extrémité du diviseur de tension est d'ailleurs ramenée au même voltage.

Un potentiomètre P permet de régler la tension appliquée à la cathode de cette seconde portion de la 6SN7.

Le tableau suivant donne la liste des voltages et courants dont l'on peut disposer, sur l'émetteur ou la grille de l'appareil étudié.

On y a indiqué, en fonction des positions de D_3 et D_4 les impédances internes du générateur et les courants ou voltages maxima de sortie avec leurs signes :

Position de D_4	Impédance interne	Position de D_4			
		1	2	3	4
1	1 000 W	0	+ 1 mA	+ 2 mA	+ 4 mA
2	5 000 W	0	+ 1 mA	+ 2 mA	+ 4 mA
3	1 000 W	0	— 1 V	— 2 V	— 4 V
4	20 000 W	0	— 20 V	— 40 V	— 80 V

Le commutateur D_4 possède une cinquième position dans laquelle la borne « émetteur » de l'appareil est reliée non pas au générateur de tension en escalier mais à une autre borne qui peut être connectée à n'importe quel circuit extérieur. De même, un permutateur l_1 permet de connecter la borne « collecteur » à une autre borne de l'appareil. Il est ainsi possible sans déconnecter le redresseur ou le transistor que l'on étudie, de l'introduire dans un circuit extérieur afin de mesurer ses caractéristiques avec précision.

B. Vis micrométrique pour le montage des redresseurs et transistors. — Afin de faciliter le montage des redresseurs et des transistors nous avons utilisé une vis micrométrique. Le pas de la vis elle-même est de 1/2 mm. et le germanium lui est fixé. La pointe métallique est montée dans une pièce de laiton et elle est ajustée avant le contact. On peut ensuite approcher plus ou moins la pièce de germanium afin de régler la pression de contact.

Le germanium est cuivré électrolytiquement du côté opposé du contact, avant montage. Nous avons utilisé pour le cuivrage une solution de sulfate de cuivre, à laquelle étaient ajoutées quelques gouttes d'acide perchlorique et acétique, ce qui augmentait l'adhérence du dépôt obtenu. On peut ensuite, si nécessaire, faire de bonnes soudures à l'étain sur le dépôt de cuivre.

L'appareil est prévu afin que deux pointes puissent être simultanément mises au contact du germanium pour les études sur les transistors.

Le métal utilisé pour les pointes dans nos études était du fil de 12/100e de millimètre de diamètre, soit de constantan, soit de bronze de béryllium. La pointe elle-même est taillée à la meule, ou sectionnée en biseau entre une pièce métallique et une lame de rasoir. Les bavures sont ensuite éliminées par polissage électrolytique. Aucune différence notable n'a pu être notée entre les résultats obtenus en utilisant différents matériaux pour les pointes métalliques. Les pointes en bronze de béryllium sont plus élastiques, mais plus difficiles à ajuster que celles en constantan.

Lorsque la pointe a été pressée avec une force de quelques grammes

sur une surface de germanium poli, on observe au microscope que son extrémité s'est aplatie. Le rayon de la portion aplatie est de l'ordre de 5 à 10 microns. La surface du contact métal-semi-conducteur doit donc être de l'ordre de 10^{-6} cm² en admettant que le contact électrique soit bon sous toute la région aplatie de la pointe.

Les pointes utilisées sont généralement fixées à des tubes de nickel de 1 mm. de diamètre extérieur dans lesquels elles sont serties et soudées par points. Ce tube de nickel est lui-même placé à l'intérieur d'un tube de laiton ou d'acier de 3 à 4 mm. de diamètre extérieur duquel il est isolé par plusieurs couches de cellulose gommée enroulées autour du tube de nickel et enduites de vernis à la bakélite. Ceci permet de maintenir les pointes en position par rapport au micromètre en les serrant par des vis de blocage sans que cette dernière opération n'en cause un déplacement une fois qu'elles ont été ajustées.

C. Influence des traitements de surface sur les caractéristiques des redresseurs au germanium. — La série de courbes donnée dans la figure 7 indique assez clairement l'influence des traitements de surface sur les caractéristiques des redresseurs au germanium.

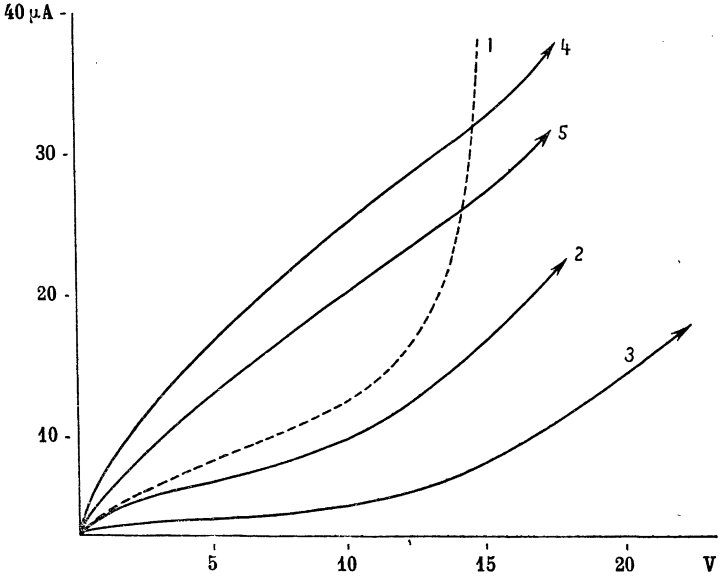

Fig. 7.

La courbe n° 1 se rapporte à une cassure fraîche et qui n'a pas été traitée. Il est très difficile d'empêcher les pointes de glisser sur une telle cassure et le redresseur obtenu est assez instable. Aussi cette courbe ne peut-elle être considérée que comme une indication assez

grossière de la forme de la caractéristique réelle. Le voltage inverse applicable est modéré, de l'ordre d'une vingtaine de volts et nous pensons que la caractéristique observée pourrait probablement s'expliquer d'une manière satisfaisante soit par la théorie de Mott ou de Bethe, soit par celle de Brattain. Il ne semble pas possible d'obtenir sur une cassure fraîche des voltages inverses très élevés. De plus, comme on le verra plus loin, l'effet transistor, quand il existe, est toujours faible et ne donne jamais lieu à un gain de courant.

Après que la courbe n° 1 ait été relevée, l'échantillon de germanium fut poli d'abord à la meule au carborundum, puis au papier émeri très fin. La surface était alors devenue micro-cristalline et le redressement avait presque totalement disparu.

Le germanium poli fut ensuite soumis à un traitement électrolytique dans une solution d'acide perchlorique et d'acide acétique en parties égales. Nous avons d'ailleurs vérifié que de nombreuses autres solutions d'électrolyte donnaient des résultats analogues. Dans la solutation utilisée, il apparaît un précipité brun au cours du traitement. Un précipité analogue peut être produit en déposant des traces de GeO^2 dans la solution.

Un voltage de 4 V. fut appliqué au germanium servant comme anode pendant 2 minutes. En utilisant la même pointe que précédemment on constitua alors un redresseur avec le germanium ainsi traité.

La caractéristique de ce redresseur est donnée par la courbe 2. Il convient de remarquer que l'on ne peut obtenir un redresseur stable qu'à condition de le soumettre pendant environ 1 seconde à un surcourant obtenu en appliquant 4,5 V. sans résistance série.

Afin d'illustrer la variation de redressement avec la température, la courbe n° 3 fut relevée sur ce même redresseur sans autre traitement à une température de — 12° C.

La courbe n° 4 représente la caractéristique inverse du même redresseur après qu'on lui ait appliqué pendant 3 à 4 secondes une tension de 195 V. sans résistance série. Au cours de cette opération, la température s'élève beaucoup, ainsi qu'on s'en aperçoit du fait que la caractéristique observée sur l'oscilloscope ne tend vers une valeur stable qu'après une vingtaine de secondes, temps nécessaire pour que la température reprenne sa valeur d'équilibre.

La courbe n° 5 a été relevée sur ce même redresseur sans autre traitement, à la température de — 12° C.

La figure 7 *bis* représente une série d'opérations analogues effectuées sur un redresseur au germanium de fabrication commerciale (1N34 de Sylvania). Le redresseur avait préalablement été vidé de la cire qui enrobe le contact par dissolution dans un solvant afin d'éviter que cette cire ne fonde lors des traitements électriques. Il est évident que seules les courbes correspondant aux numéros 2, 3, 4 et 5 ont pu être relevées.

Nous avons fait de nombreuses autres expériences analogues aux deux décrites ci-dessus avec des résultats en tous points semblables aux précédents. Aussi allons-nous limiter la discussion à celles-ci qui peuvent être considérées comme typiques.

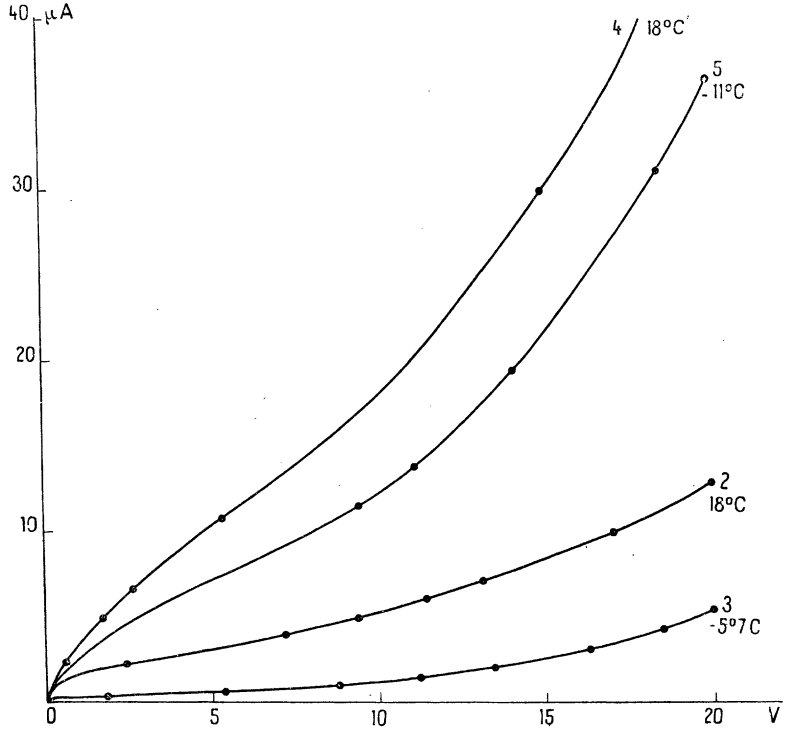

Fig. 7 *bis*.

D. Discussion des résultats expérimentaux précédents. — Nous ne discuterons pas la courbe n° 1 trop imprécise et d'ailleurs ainsi que nous l'avons mentionné, probablement explicable par des théories existantes.

Les principales différences entre les courbes 2 et 3 d'une part, 4 et 5 d'autre part, sont les suivantes :

Pour les courbes 2 et 3 :

1° la courbe $i = F(V)$ est convexe vers le haut pour les voltages appliqués jusqu'à environ 2 V., après quoi elle devient convexe vers le bas. Au contraire, pour les redresseurs formés électriquement

(courbe 4), la courbe reste convexe vers le haut jusqu'à des tensions appliquées de 25 à 30 V ;

2° les voltages inverses sont du même ordre de grandeur pour les courbes 2 et 4 (ou 3 et 5). Par contre, les résistances dans le sens inverse sont nettement plus faibles pour les contacts formés électriquement ;

3° l'influence de la température est relativement beaucoup moins marquée sur les contacts formés électriquement que sur ceux qui ne l'ont pas été. Par contre, aux très faibles voltages appliqués (moins de 1/10 de volt) l'augmentation de courant est presque la même dans les deux cas.

Ces remarques nous ont suggéré un nouveau modèle théorique pour les redresseurs germanium-métal que nous allons maintenant décrire.

E. Modèle théorique de redresseurs au germanium. — Toutes les propriétés observées des redresseurs au germanium s'expriment d'une manière satisfaisante si l'on admet qu'il existe une barrière de potentiel, non pas à la surface du semi-conducteur ou du contact de celui-ci avec le métal, mais bien dans le corps même du semi-conducteur, quoiqu'au voisinage immédiat de la surface. Les considérations qui nous ont amenés à cette conception sont les suivantes :

1° Il semble bien tout d'abord que l'on doive admettre que la barrière existe même en l'absence de contact métallique, sinon il serait incompréhensible que la nature du métal n'influe pas sur les caractéristiques d'une manière sensible.

2° D'autre part, la forme observée des caractéristiques à bas voltage inverse s'explique bien si l'on admet l'existence d'une certaine conductibilité superficielle du germanium. Brattain (18) a d'ailleurs pu mesurer directement sur des échantillons traités spécialement, il est vrai, et ayant une résistance inverse très faible et une conductibilité superficielle mesurable. Cette conductance de surface peut être expliquée par la présence de ce que l'on nomme une couche d'inversion de Schottky. Si la hauteur de la barrière de potentiel est suffisante, le niveau de Fermi au voisinage de la surface peut devenir plus proche de la bande pleine que de la bande de conduction. La couche superficielle contient alors des trous libres, qui peuvent être assez nombreux sans que cependant il passe un courant transverse à la surface, parce que le courant de conduction de ces trous est exactement compensé par un courant de diffusion.

Il y a cependant des difficultés à expliquer les caractéristiques des redresseurs au germanium en se basant sur cette théorie, en particulier, parce que les densités de courant traversant la barrière calculées théoriquement sont trop faibles. Aussi allons-nous proposer un autre modèle qui, on le verra, est plus satisfaisant sur ce point. Les calculs

qui suivront, sur l'effet de la conductance de surface, seraient toutefois applicables aussi bien aux deux modèles considérés.

La théorie de Brattain est basée en partie sur le fait que pour obtenir des détecteurs au germanium à haut voltage inverse, il est nécessaire de se livrer sur le germanium à un polissage électrolytique où le germanium sert d'anode, ou à un traitement chimique ayant un effet analogue et que par conséquent il est assez naturel d'imaginer que de l'oxygène puisse être adsorbé à la surface du germanium. Mais nous pensons qu'il n'est pas non plus impossible que l'oxygène ne soit pas seulement présent dans une couche de quelques distances interatomiques d'épaisseur et qu'il puisse diffuser à quelque distance à l'intérieur du germanium.

Les dimensions relatives de la maille du germanium et du rayon de l'ion O^-, permettent en effet une telle diffusion.

Même si la vitesse de diffusion est pratiquement nulle à la température ordinaire, ce que la stabilité relative des caractéristiques des détecteurs avec le temps laisse supposer, il peut très bien ne pas en être de même à la température assez élevée, probablement supérieure à 300° C, qui doit être atteinte lors du formage électrique, opération qui consiste à faire passer un surcourant dans la pointe du détecteur et qui est nécessaire pour que celui-ci prenne une caractéristique stable. Si d'ailleurs ce traitement est prolongé pendant un temps suffisamment long, il pourra même arriver que l'oxygène atmosphérique pénètre lui-même dans le réseau. Rappelons qu'il suffirait de 10^{-6} atomes d'oxygène par atome de germanium pour changer le type de conductibilité de celui-ci.

Dans ces conditions, nous avons fait l'hypothèse que la région superficielle du germanium utilisé dans les détecteurs contenait plus d'impuretés acceptrices, probablement d'oxygène, que d'impuretés donatrices. Pour expliquer les valeurs observées, des courants inverses, nous verrons aussi qu'il est nécessaire d'admettre que la transition entre le germanium *p* en surface et *n* en profondeur est très graduelle et se prolonge sur une épaisseur supérieure à celle de la barrière qui se forme au contact *n-p*.

Nous avons ainsi été amenés à étudier théoriquement les caractéristiques courant-voltages des contacts germanium *n*-germanium *p*.

F. Théorie des contacts Ge *n* — Ge *p*. — a) *Etudes déjà publiées.* — La première théorie du redressement des contacts entre semiconducteurs de types de conductibilités opposées semble être due à Davydov (7). Davydov s'est intéressé à l'oxyde de cuivre dont la conductibilité intrinsèque est négligeable, alors que pour le germanium, elle constitue le phénomène le plus important à considérer.

Divers autres chercheurs, en particulier Shockley (19) et Fan (20) ont étudié les contacts *n-p* dans le germanium, mais tandis que le

dernier ne s'est intéressé qu'aux conditions d'équilibre (calcul de la différence de potentiel de contact), Shockley a étudié surtout le cas d'une transition plus rapide que la barrière et il a admis que les dimensions n et p étaient indéfinies dans les deux directions. De plus, les résultats publiés de Shockley sont très incomplets quant au calcul des caractéristiques courant-voltage. Le résultat le plus important est que dans le cas considéré par Shockley le courant aux très faibles voltages est donné par une expression de la forme :

$$i = i_s[e^{V_0/\alpha} - 1]$$

où α comme partout ailleurs dans cette étude est égal à kT/e, c'est-à-dire 1/40 V. à la température ordinaire. Ce résultat est démontré à partir de l'hypothèse que, pour les faibles valeurs de V_0, presque toute la chute de voltage prend place dans la région centrale de la barrière où presque toutes les impuretés sont ionisées.

Nous avons dû reprendre en grande partie et développer considérablement les calculs déjà publiés, pour pouvoir appliquer ces résultats aux cas qui nous intéressent.

b) *Equations générales des barrières* n-p *dans le germanium.* — Nous utiliserons les notations suivantes :

n/e : nombre d'électrons libres par centimètre cube,
p/e : nombre de porteurs libres par centimètre cube,
V : potentiel électrique,
$y = -\overrightarrow{\text{grad}}\, V$ = champ électrique,
σ : conductibilité locale,
r : nombre des paires trou-électron produites par excitation thermique par centimètre cube, par seconde,
M/e : nombre de trous et d'électrons libres dans du germanium parfaitement pur à la température considérée,
n_i/e : nombre de centres d'impuretés acceptrices par centimètre cube.

S'il y a des impuretés donatrices, n_i sera compté négativement :
ε_0 = Permittivité du vide,
K = Constante diélectrique du germanium, environ 18.

Dans ces conditions et en remarquant que le nombre de paires trou-électron produites par centimètre cube par seconde en excès du nombre de paires qui se recombinent est égal à :

$$r\left(1 - \frac{np}{M^2}\right).$$

On obtient les formules suivantes entre les différentes quantités considérées :

$$\mu_n \frac{\partial}{\partial x}\left[ny + \alpha \frac{\partial n}{\partial x}\right] = r\left(1 - \frac{np}{M^2}\right) \qquad (4)$$

$$\mu_p \frac{\partial}{\partial x}\left[py - \alpha \frac{\partial p}{\partial x}\right] = -r\left(1 - \frac{np}{M^2}\right) \tag{5}$$

$$\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi}\frac{\partial y}{\partial x} = p - n - n_i \tag{6}$$

$$\sigma = \mu_p p + \mu_n n. \tag{7}$$

c) *Hypothèses simplificatrices.* — Afin de simplifier les calculs nous nous limiterons aux cas unidimensionnels, c'est-à-dire aux cas où le contact est de grandes dimensions dans toutes les directions et où la surface est plane. Nous choisirons l'origine des coordonnées sur la surface de contact même, c'est-à-dire au point où $n_i = 0$ et puisque nous avons admis que la transition s'étendait sur une épaisseur plus grande que la barrière, nous poserons :

$$n_i = ax.$$

Enfin, nous ne tiendrons pas compte de la différence entre μ_p et μ_n que nous remplacerons toutes deux par $\mu = 2\,000$ cm²/sec./V. à la température ordinaire. Tous les calculs sont effectués dans le système d'unité pratique où $\varepsilon_0 = 1/9 \cdot 10^{-11}$.

Dans ces conditions les formules (4 à 7) deviennent :

$$\mu[ny - \alpha n']' = r\left(1 - \frac{np}{M^2}\right) \tag{8}$$

$$\mu[py - \alpha p']' = -r\left(1 - \frac{np}{M^2}\right) \tag{9}$$

$$\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y' = p - n - ax \tag{10}$$

$$\sigma = \mu(p + n). \tag{11}$$

Remarquons maintenant que la barrière même va se composer de deux régions distinctes :

1° Dans la région centrale, au voisinage de $x = 0$, le champ électrique est considérable et le nombre de porteurs est beaucoup plus petit qu'à l'équilibre. On peut alors complètement négliger le terme np devant M^2.

2° De chaque côté de la barrière il existe des régions de transition où np est plus petit que M^2 sans qu'on puisse complètement le négliger.

A cause de la difficulté qu'il y a à résoudre même d'une manière approximative, les équations obtenues lorsque np n'est pas négligeable devant M^2, nous diviserons le problème en deux parties :

1° Le cas où un voltage inverse suffisant étant appliqué à la barrière, l'épaisseur de la région où np est véritablement négligeable est suffisante pour que presque tout le courant observé soit produit dans cette région. On pourra alors calculer ce courant en admettant que les équations simplifiées sont valables jusqu'au point où la conducti-

bilité calculée d'après (11) devient égale à la conductibilité d'équilibre :

$$\sigma = \mu(4M^2 + n_i^2)^{1/2} = \mu(4M^2 + a^2x^2)^{1/2} \tag{12}$$

et qu'à partir de ce point les conditions d'équilibre sont totalement satisfaites. Nous négligerons de plus la partie du courant qui dans des conditions d'équilibre est portée par les électrons dans la région p ou par des trous dans la région n. Cette méthode de calcul semble très suffisante pour calculer la valeur du courant inverse pour des voltages modérés appliqués.

2° Lorsque le voltage appliqué est très faible ou lorsqu'il est appliqué dans la direction de faible résistance, la méthode précédente est inapplicable. Nous reprendrons alors la méthode utilisée alors par Shockley avec quelques modifications pour tenir compte des conditions spéciales de notre problème.

d) *Cas des voltages modérés appliqués.* — Les équations (8 à 11) s'écrivent alors :

$$\mu[ny + \alpha n'] = C + rx \tag{13}$$

$$\mu[py - \alpha p'] = C - rx \tag{14}$$

$$\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y' = p - n - ax \tag{10}$$

$$\sigma = \mu(p + n). \tag{11}$$

On peut les simplifier en utilisant comme inconnues σ et y.

On trouve ainsi :

$$\sigma y = (2C + \alpha\mu a) + \mu\alpha \frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y'' \tag{15}$$

$$\mu y\left[\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y' + ax\right] - \alpha\sigma' + 2rx = 0. \tag{16}$$

Dans la région centrale de la barrière y est très fort. Il en résulte que σ est extrêmement faible et le terme $\alpha\sigma'$ est totalement négligeable dans l'équation (35). Lorsque ce terme devient important, on vérifiera par la suite que le terme $\mu\alpha \frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y''$ est totalement négligeable dans l'équation (34). Il est donc légitime de remplacer l'équation par :

$$\sigma = \frac{2C + Da}{y} \qquad D = \alpha\mu \tag{17}$$

en ce qui concerne le calcul de y. On obtient ainsi une équation différentielle en y :

$$y'\left[\mu \frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} y + \alpha \frac{(2C + Da)}{y^2}\right] + \mu axy + 2rx = 0. \tag{18}$$

En divisant les deux membres par x, on obtient :

$$\frac{dy}{dx^2}\left[\frac{2\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi}\mu y + 2\alpha\frac{(2C+Da)}{y^2}}{a\mu y + 2r}\right] = -1 \qquad (19)$$

ce qui s'intègre très facilement, donnant ainsi :

$$Q(y) = y - s\log\left(1+\frac{y}{s}\right) - \frac{d}{s}\frac{1}{y} - \frac{d}{s^2}\log\left(1+\frac{s}{y}\right) = A - kx^2 \qquad (20)$$

avec :

$$s = \frac{2\lambda}{\mu a}; \qquad d = \frac{\alpha(2C+Da)4\pi}{\mu\varepsilon_0 K}; \qquad k = \frac{2a\pi}{\varepsilon_0 K}. \qquad (21)$$

Pour obtenir la valeur de C, il faut porter la valeur de y calculée d'après (20) dans l'équation (17), exprimer que, aux bornes de la barrière :

$$\sigma = [4M^2 + a^2x_1^2]^{1/2}\mu$$

et utiliser la relation :

$$C = rx_1. \qquad (22)$$

En pratique, le paramètre a a des valeurs comprises entre 10^{-3} et 10^{-4}. On trouve alors (Pour $a = 10^{-4}$) :

$$s = 10r \qquad d = \pi(2C + 5.10^{-3}).10^8 \qquad k = 2\pi.10^7.$$

Etant donnée la forte valeur de d, on trouve qu'aux bornes de la barrière, s/y est toujours très inférieur à 1 et en outre le terme où d intervient comme multiplicateur est seul important dans l'équation (20). D'où, le résultat simple suivant :

$$\frac{d}{2\mu^2[4M^2 + ax_1^2]} = kx_1^2 - A. \qquad (23)$$

Le voltage total appliqué à la barrière est :

$$V_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} y\,dx.$$

Il est à très peu près égal à :

$$V_0 = 4k^{-1/2}A^{3/2} \qquad (24)$$

Donc :

$$V^{2/3}\left(\frac{8\pi a}{\varepsilon_0 K}\right)^{1/3} = A = \frac{8\pi a}{\varepsilon_0 K}\left[\frac{2r\left(\frac{2C}{2C}\right)^2 - \frac{4N^2D}{a}}{2C + Da}\right]. \qquad (25)$$

Lorsque V tend vers zéro, la valeur du courant calculée d'après cette formule, est ce que nous appellerons le courant de saturation. Il vaut :

$$2C_0 = 2r^{2/3}\left(\frac{2N^2D}{a}\right)^{1/3}. \qquad (26)$$

Remarquons tout de suite qu'avec les valeurs de a rencontrées en pratique, on trouve :

$$2C_0 \# 0{,}07 \text{ A/cm}^2 \qquad \text{pour} \qquad r = 1$$

ce qui est en excellent accord avec l'expérience, quant à la valeur limite du courant pour les faibles voltages appliqués dans le sens inverse. Les théories précédentes du redressement donnaient au contraire toujours des résultats au moins cent fois plus faibles.

Le courant 2C ne dépend que très peu du voltage appliqué, il augmente environ comme $V^{1/3}$. Dans beaucoup de calculs nous serons amenés à poser pour simplifier :

$$2C = 2C_0.$$

Remarquons enfin que sur une barrière de ce type, il n'y a ni effet tunnel, ni modification de la forme de la barrière du fait de la présence d'une charge induite. On comprend que la barrière puisse supporter des voltages appliqués considérables, limités seulement par l'augmentation de la température, lorsque la puissance dissipée devient trop grande. Ceci élimine une des grandes difficultés que présentaient les théories précédentes du redressement dans le germanium à haut voltage inverse.

e) *Le courant aux très faibles voltages inverses et dans la direction de faible résistance.* — Pour calculer les caractéristiques des redresseurs au germanium lorsque le voltage appliqué est très faible, il est commode d'utiliser les notations introduites par Shockley.

En fonction de la distance du niveau de Fermi à la bande de conduction, le nombre de trous et d'électrons libres dans un semi-conducteur à l'équilibre était donné par :

$$n = Mee^{-1/2 \frac{\delta}{kT}} \tag{27}$$

$$p = Mee^{-1/2 \frac{\varepsilon - \delta}{kT}}. \tag{28}$$

Si on appelle ψ le potentiel qui correspond au milieu de l'espace compris entre la bande de conduction et la bande pleine et φ, la position du niveau de Fermi, ces formules deviennent :

$$n = Me \exp\left[-\alpha(\varphi - \psi)\right] \tag{29}$$

$$p = Me \exp\left[\alpha(\varphi - \psi)\right]. \tag{30}$$

Il est commode d'introduire des quantités φ_n, φ_p telles que dans un semi-conducteur qui n'est pas à l'équilibre, on ait toujours :

$$n = Me \exp\left[-\alpha(\varphi_n - \psi)\right] \tag{31}$$

$$p = Me \exp\left[\alpha(\varphi_p - \psi)\right]. \tag{32}$$

En fonction de ces quantités, les équations (4 à 7) s'écrivent :

$$-\mu_n n \overrightarrow{\text{grad}}\, \varphi_n = r\left[1 - \frac{np}{M^2}\right] \tag{33}$$

$$-\mu_p p \overrightarrow{\text{grad}}\, \varphi_p = r\left[1 - \frac{np}{M^2}\right] \tag{34}$$

$$\frac{\varepsilon_0 K}{4\pi} \cdot \Delta\psi = \left\{-n_i + M\left(e^{(\varphi_p - \psi)/\alpha} - e^{(\psi - \varphi_n)/\alpha}\right)\right\} \tag{35}$$

$$\sigma = \mu_n n + \mu_p p. \tag{7}$$

Pour calculer le courant direct à travers la barrière $n-p$ Shockley fait alors remarquer que la chute totale de voltage est donnée par :

$$V_0 = \left\{\varphi_p(x=0) - \varphi_p(x=\infty)\right\} + \left\{\begin{array}{l}\varphi_n(x=-\infty) - \varphi_n(x=0)\\ + \left\{\varphi_p(x=0) - \varphi_n(x=0)\right\}\end{array}\right\} \tag{36}$$

Les deux premiers termes sont de la forme : $\int \frac{I_p}{\mu_p}\, dx$. C'est-à-dire qu'on peut les considérer comme des termes résistifs, au moins dans la mesure où σ est une constante. Quant au dernier terme Shockley a montré qu'il était de la forme :

$$V_{03} = \alpha \log\left(1 + \frac{Ia^{1/3}}{2r^{2/3}(2N^2D)^{1/3}}\right) = \alpha \log\left(1 + \frac{I}{I_s}\right). \tag{37}$$

Il convient de remarquer que $I_s = 2C_0$, calculé plus haut par une méthode tout à fait différente.

Shockley admet que, pour que la jonction $n-p$ se comporte comme un bon redresseur, il faut que le dernier terme soit beaucoup plus grand que les deux premiers, sinon, la résistance directe du contact serait grande. Il convient toutefois de remarquer que ce raisonnement n'est valable que dans la mesure où σ a la même valeur qu'à l'équilibre. Or ceci n'est pas le cas, puisque, en particulier, le nombre de trous par centimètre cube, au voisinage de $x = 0$, dans le germanium n, est beaucoup plus grand qu'à l'équilibre. Pour que le semi-conducteur soit électriquement neutre, il doit en être de même du nombre d'électrons libres. En effet :

$$n - p = -n_i.$$

Il en résulte que R diminue lorsque I augmente, donc RI varie moins vite que I.

Nous pensons que dans le cas des transitions $n-p$ présentes au voisinage de la surface des échantillons de germanium utilisés dans les redresseurs à voltage inverse élevé, le terme R.I peut être aussi important que le terme dû à la barrière même, mais que, par suite de la dépendance de R sur I dans le sens direct, le voltage total

appliqué peut encore se représenter par une expression analogue à (37), c'est-à-dire que :

$$V = \beta \log \left(1 + \frac{i}{i_s}\right) \tag{38}$$

où β peut cependant être assez nettement supérieur à $\alpha = kT/e$.

Une étude de Wagner (21) montre d'ailleurs que si le voltage aux bornes d'un redresseur quelconque (diode à vide, etc.) peut être représenté par une expression de la forme (38) on doit avoir $\beta \geqslant \alpha$ [1].

f) *Barrières dissymétriques.* — Nous avons admis jusqu'à présent que $n_i = ax$. En fait, n_i varie probablement d'une manière analogue à celle indiquée sur la figure 8. On vérifie facilement que ceci ne modifie pas sensiblement les résultats énoncés, sauf en ce qui concerne la proportion du courant qui, à $x = 0$, est transportée par des trous par rapport au courant total.

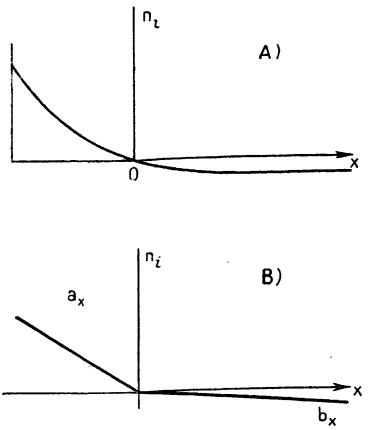

Fig. 8.

Si, en première approximation, l'on remplace $n_i(x)$ donné par la figure 8 par (fig. 8*b*) :

$$n_i = ax \quad \text{pour} \quad x > 0 ;$$
$$n_i = bx \quad \text{pour} \quad x < 0$$

b étant calculé de telle manière que $n_i(x_{mn}) = bx_{mn}$ où x_{mn} est la limite de la région non en équilibre du côté n_i, du semi-conducteur, on voit que les courants transportés par des électrons et par des trous, respectivement seront donnés par des expressions de la forme :

$$C_n \sim b^{-1/3} \qquad C_p \sim a^{-1/3}.$$

Comme $b > a$, $C_p > C_n$.

Le courant de trous peut donc constituer plus de 50 o/o du courant

[1] Des calculs postérieurs à ce travail nous ont conduit pour le courant direct des redresseurs au germanium à la formule :

$$V = r_0 i + \frac{kT}{e} \log \left(1 + \frac{i}{i_s}\right) + B \log \left(1 + \frac{i'}{i + i_s}\right)$$

(B et i' = constantes) bien vérifiée en pratique.

total, même en tenant compte du fait que $\mu_p < \mu_n$, ce que nous avons négligé pour simplifier les calculs.

Remarques sur la valeur de r. — La valeur de r est reliée à la durée de vie des trous injectés dans du germanium de type n. On a en effet :

$$\tau_p = \frac{1}{rn}. \tag{39}$$

La difficulté qu'il y a à fixer une valeur pour r provient du fait que les valeurs mesurées de la durée de vie des trous dans le germanium varient considérablement selon le type d'expérience employé. Les caractéristiques des transistors (22) mènent à adopter pour τ des valeurs de l'ordre de 1/2 microseconde, c'est-à-dire pour r, des valeurs proches de l'unité. Au contraire, les expériences récentes de Shockley, Pearson et Hayne sur l'injection des trous dans les filaments de germanium ont donné des durées de vie comprises entre 0,9 microseconde et 140 microsecondes.

Les expériences que nous avons faites sur la mesure directe de la valeur de $2C_0$ conduisent à des valeurs de r de l'ordre de l'unité, si l'on admet que a a des valeurs raisonnables (environ 10^{-4}).

Il y a là une question importante qui mériterait des études plus poussées.

Caractéristiques des diodes au germanium, compte tenu de la conductibilité superficielle. — Nous admettrons que l'épaisseur de la couche superficielle qui existe à la surface du germanium est suffisante pour qu'en première approximation l'on puisse considérer que le courant qui traverse la barrière est le même que celui calculé précédemment dans le cas où la région p était de dimensions infinies.

Nous introduirons les notations suivantes :

$\vec{j}$: densité de courant dans la couche superficielle.

$f(V)$: courant traversant la barrière par centimètre carré pour voltage V appliqué à la barrière même.

d : épaisseur de la couche superficielle.

V : potentiel électrique.

Nous utiliserons des coordonnées cylindriques, l'origine des coordonnées étant le centre du contact métal-germanium et nous appellerons Z la distance jusqu'à la surface libre du germanium et r la distance latérale jusqu'au centre du contact.

Nous avons alors :

$$\vec{j} = \sigma \, \overrightarrow{\text{grad}} \, V$$

où σ est en général fonction de z, mais pas de r.

En écrivant que la divergence du courant est égale à zéro on obtient l'équation :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dz} \cdot \frac{\partial V}{\partial z} = 0. \tag{39}$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \; [z = 0, \; r > r_0]; \qquad V = V_0 \; [z = 0, \; r < r_0] \tag{40}$$

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = \sigma^{-1}(d) f(V)_{[z=d]}; \qquad \frac{\partial V}{\partial r} = V = 0, \; r \to \infty$$

Le courant total qui passe dans le circuit comprenant la pointe et le bloc de germanium est alors donné par :

$$i = \int_0^\infty \pi r dr f(V)_{z=d}.$$

En général, il est impossible de résoudre rigoureusement l'équation (39) à cause de la forme compliquée de $f(V)$. Aussi, allons-nous diviser le problème en deux cas particuliers où il est possible de trouver des solutions approximatives avec une bonne précision.

1° *Calcul du courant direct.* — Lorsqu'un voltage est appliqué à la pointe dans le sens de faible résistance (pointe positive), la densité de courant à travers la barrière est très élevée. Elle est donnée par :

$$f(V) = 2C_0 \; [\exp V/\beta - 1].$$

Le voltage aux bornes de la barrière tombe alors très rapidement à zéro, dès que l'on s'éloigne du centre de la pointe (fig. 9). On a donc :

$$i \# i_s \; [\exp V_0\beta - 1] \tag{41}$$

avec :

$$i_s = 2\pi r_1^2 C_0$$

où r_1 est légèrement supérieur à r_0, rayon de la pointe même.

2° *Calcul du courant inverse.* — Lorsqu'un voltage inverse est appliqué à la pointe, $f(V)$ est relativement faible. Le voltage aux bornes de la barrière ne tombe alors à zéro que pour des valeurs de r beaucoup plus grandes que r_0. Sur la plus grande partie de la région de la barrière où le voltage appliqué est appréciable, $f(V)$ diffère peu de la valeur $2C_0$, calculée précédemment.

En outre, on ne commettra pas une grande erreur en remplaçant les conditions aux limites par les conditions suivantes qui n'en diffèrent que très peu :

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \; (z = 0); \qquad V = V_0 \; (z = 0, \; r = r_0)$$

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = 2\sigma^{-1}(d) C_0 \; (z = d); \qquad \frac{\partial V}{\partial r} = V = 0 \; (r = r_2, \; z = d)$$

pour une certaine valeur de r_2.

Dans ces conditions on vérifie facilement qu'on peut séparer les variables dans l'équation (39) en posant :

$$V = Z + V_r.$$

On obtient ainsi :

$$(42) \qquad \frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{dV_r}{dr} = +K; \qquad \sigma\frac{d^2Z}{dz^2} + \frac{d\sigma}{dz}\cdot\frac{dZ}{dz} = -K\sigma \qquad (43)$$

où K est une constante d'intégration. Z se calcule immédiatement. Pour satisfaire aux conditions aux limites on doit avoir :

$$\sigma\frac{d}{dz}Z = -K\int\sigma dz \begin{matrix} = 0 & z = 0 \\ = 2C_0 & z = d \end{matrix}$$

avec :

$$K = \frac{2C_0}{\int_0^d \sigma dz} \qquad (43)$$

d'où l'équation qui donne V_r :

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\frac{dV_r}{dr} - \frac{2C_0}{\int_0^d \sigma dz} = 0 \qquad (44)$$

avec comme conditions aux limites :

$$V_r = V_0 - K\int_0^d \frac{dz}{\sigma}\int_0^z \sigma dz = V_0 - Z_d \qquad (r = r_0)$$

$$\frac{dV_r}{dr} = V_r = 0 \; (r = r_2).$$

On remarquera tout de suite qu'à part le terme Z_d dont la valeur est généralement beaucoup plus faible que V_0, cette dernière équation est celle-là même que l'on aurait obtenue en admettant que la barrière était infiniment mince et de résistance de surface :

$$R_0^{-1} = \int_0^d \sigma dz. \qquad (45)$$

L'équation (61) s'intègre immédiatement :

$$V = \frac{R_0C_0}{2}\left[r^2 - r_0^2 - r^2 \log\frac{r^2}{r_0^2}\right] + \text{Cte}. \qquad (46)$$

Pour satisfaire aux conditions aux limites, on doit avoir :

$$\text{Cte} = V_0$$

d'où l'on tire immédiatement la valeur du courant :

$$i = 2\pi r_2^2 C_0. \qquad (47)$$

On en déduit que pour des voltages appliqués dans le sens inverse la caractéristique $V(i)$ est donnée par l'équation :

$$\frac{2\pi V_0}{R_0 i_s} = \left(1 - \frac{i}{i_s} + \frac{i}{i_s}\log\frac{i}{i_s}\right) \qquad (48)$$

avec :

$$i_s = 2\pi r_1^2 C.$$

En réalité, un examen plus précis de l'aspect des lignes de force au voisinage même de la pointe (fig. 9) montre que l'on doit prendre

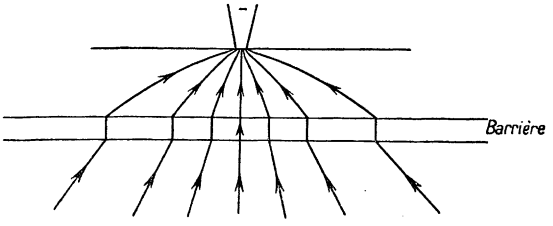

Fig. 9.

pour r_1 une valeur supérieure d'un facteur 2 environ à celle de r_0. Comme par ailleurs $2C_0$ est de l'ordre de 0,07 ampère par centimètre carré, on voit que i_s est de l'ordre de 0,3 microampère pour les contacts normaux d'environ 10^{-6} cm² de surface.

Pour faciliter le calcul de $V(i)$ par la relation (48), nous avons construit un abaque (fig. 10) qui donne $\varphi(x) = 1 - x + x \log x$ en fonction de x dans une échelle doublement logarithmique.

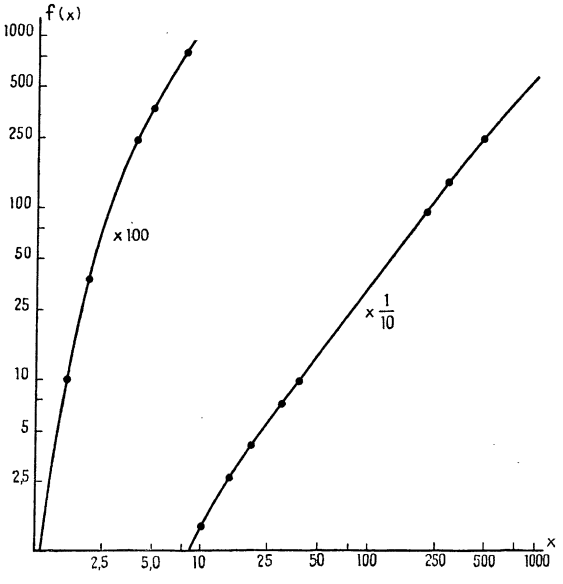

Fig. 10.

i) *Tests expérimentaux de la relation.* — Les figures 11 et 12 fournissent une comparaison entre les valeurs mesurées et calculées du courant inverse i pour des diodes au germanium qui ont ou non été soumises à des surcourants importants. On voit que les valeurs mesurées de R_0 varient de quelques kiloohms à un mégohm environ, les valeurs les plus basses correspondant aux pointes soumises à un surcourant prolongé.

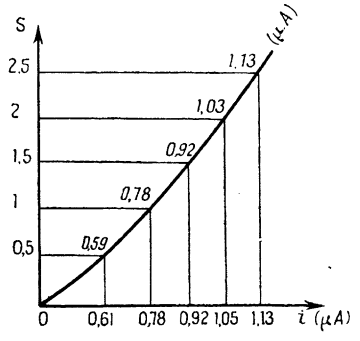

Fig. 11.

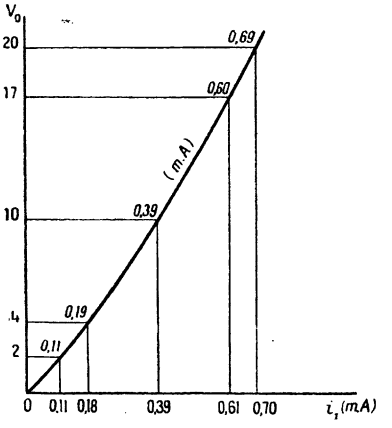

Fig. 12.

On observe aussi que tandis que pour les diodes à faible résistance inverse la relation (48) est bien observée jusqu'à des voltages d'une trentaine de volts, il n'en est pas de même pour des diodes à forte résistance où la relation (48) n'est valable que pour des voltages appliqués inférieurs à 2 V. environ. Après quoi, le courant mesuré est toujours plus grand que le courant calculé. Nous reviendrons sur l'explication théorique de ce phénomène après avoir discuté de la variation du courant inverse avec la température.

j) *Variations du courant inverse avec la température.* — Nous n'allons étudier que deux cas extrêmes :

1° *Cas où* $(x - 1) \ll 1$ *:* Ce cas est celui où la résistance de surface est grande ou encore celui où le voltage appliqué est très faible (de l'ordre du 1/10 V). Puisque $x - 1$ est faible, on peut remplacer $\log x$ par $x - 1$, d'où :

$$\frac{2\pi V_0}{R_0} = \frac{(i - i_s)^2}{i_s}.$$

Lorsqu'on varie la température, $2C_0$ varie comme $\exp(-0{,}76e/kT)$

et R_0 qui est la résistance d'un morceau de germanium varie très peu (R_0 est à peu près proportionnel à T), donc i varie comme :

$$i \sim \exp - \frac{0{,}38\, e}{kT}.$$

2° *Cas où* x *est grand :* Ce cas est celui où la résistance superficielle est faible et où le voltage appliqué n'est pas trop faible. En négligeant en première approximation la variation de log x avec x, on a :

$$\frac{2\pi V_e}{R_0} \sim i.$$

Donc le courant dépend très peu de la température.

3° Par ailleurs, il convient de remarquer qu'aux voltages extrêmement faibles appliqués, i tend vers i_s qui varie comme $2C_0$, c'est-à-dire comme :

$$\exp\,[-0{,}76\; e/kT].$$

Benzer a effectué des mesures sur un grand nombre de diodes au germanium dans un grand intervalle de température et a remarqué que i_s variait comme :

$$\exp\,(-0{,}70\; e/kT).$$

La différence d'environ 10 o/o dans le coefficient de l'exponentielle est dans la limite des erreurs d'expériences, car il n'est pas très facile de déterminer avec précision i_s d'après l'aspect des caractéristiques.

Si l'on se reporte aux courbes de la figure 7 *bis*, on trouve que les valeurs de i_s et R_0 correspondent aux différentes courbes sont :

Courbe N°	i_s (μA)	R_0 (Mégohms)	T
2	0,49	8,71	18° C
3	0,14	7,55	— 5°7 C
4	0,31	1,32	18° C
5	0,022	0,75	— 11°6 C

Donc i_s varie très rapidement avec T, tandis que R_0 varie peu (un peu plus vite que T).

On voit que les prévisions de la théorie sont en bon accord qualitatif et quantitatif avec l'expérience en ce qui concerne la variation du courant inverse avec la température. A notre connaissance, aucune théorie existante n'avait pu jusqu'à présent expliquer pourquoi la caractéristique inverse des iodes à forte résistance variait rapidement

avec la température, tandis que la caractéristique inverse des diodes à faible résistance inverse variait très peu.

k) *La caractéristique inverse aux forts voltages appliqués.* — Les considérations précédentes suggèrent que la différence entre le courant calculé et observé pour les diodes à haute résistance inverse pourrait être due à l'augmentation locale de la température dès que le voltage appliqué dépasse quelques volts. Une augmentation de température du même ordre doit évidemment se produire pour les diodes à faible résistance inverse, mais elle n'a aucun effet sur le courant.

En se rapportant par exemple à la figure 7 *bis*, on voit qu'il suffirait d'une élévation de température d'environ 15° pour expliquer la différence observée entre le courant mesuré et le courant calculé.

Lorsque le voltage appliqué devient assez considérable $f(V)$ devient beaucoup plus fort au voisinage du centre du contact car c'est là que le voltage appliqué est le plus fort. Presque tout le courant passera donc à travers une région de faible surface au voisinage du centre du contact et de la conductibilité superficielle n'aura plus d'importance. De cela on déduit :

1° Que la théorie donnée par Benzer de la caractéristique qui a une pente dynamique négative, théorie qui est basée sur l'élévation de température au fur et à mesure que le produit Vi à travers le contact s'accroît, s'applique également au modèle que nous avons considéré [1];

2° Que tant qu'un surcourant ne fait que modifier la résistance superficielle sans modifier sérieusement la structure de la barrière, c'est-à-dire $2C_0$, le voltage inverse maximum applicable doit rester à peu près le même pour les diodes à faible résistance inverse et celle à forte résistance inverse.

l) *Mesures directes de la conductance de surface.* — Des mesures directes de la conductance de surface ont été faites par Bardeen et Brattain sur des échantillons de germanium qui avaient été oxydés à l'air et desquels la couche d'oxyde avait ensuite été retirée par lavage. La conductance de surface de tels échantillons est considérable jusqu'à 0,002 mhos. La méthode de mesure consistait à étudier au moyen d'une pointe exploratrice la distribution $V(r)$ du voltage au voisinage d'une pointe métallique dans laquelle passait un courant i. Le voltage mesuré se compose de deux parties :

[1] Hunter et Bennett ont récemment montré que la caractéristique à pente négative pouvait s'expliquer au moyen de notre théorie si l'on admettait que la couche superficielle pouvait s'échauffer au point de devenir un semiconducteur intrinsèque. Ils ont de plus fait des mesures en impulsions qui montrent qu'en l'absence d'échauffement, la formule (48) est applicable jusqu'à des voltages inverses très élevés.

1° La chute de voltage dans le corps même du redressement qui en admettant que les lignes de forces divergent radialement à partir du centre du contact, est donné par :

$$V = \frac{\rho}{2\pi}\frac{1}{r}i.$$

2° Le voltage dû à la conductibilité superficielle qui d'après ce qui précède est donné par :

$$V = \frac{R_0 i'_s}{2\pi}(1 - x' + x' \log x')$$

$$i_s = 2\pi r^2 C_0 \qquad X' = \frac{i}{i'_s}.$$

La formule précédente n'est toutefois qu'approchée, car en la dérivant, on a négligé des termes qui quoique sans importance par rapport aux voltages normalement appliqués aux diodes au germanium ne le sont pas par rapport aux faibles voltages présents à une distance appréciable du contact. En particulier, il faut tenir compte du terme Z_d d'où :

$$V = Z_d + \frac{R_0 i'_s}{2\pi}(1 - x' + x' \log x') \qquad (49)$$

et d'autre part au voisinage de $r = r_2$. $f(V)$ n'est plus égal à $2C_0$, ce qui fait que V tombe vers zéro exponentiellement et non plus paraboliquement.

La formule (49) est cependant valable tant que le voltage calculé est supérieur à quelque 50 millivolts.

Lorsque la conductance superficielle a des valeurs normales, la méthode précédente ne permet pas de l'observer avec certitude. En effet $V(r)$ ne dépendra de r qu'aux très faibles distances, inférieures à quelques microns, où les formules calculées ne sont plus valables et où de toutes façons il ne serait guère possible d'amener la pointe exploratrice. Il est vrai que la valeur limite de $V(r)$ sera très supérieure à la valeur théorique $\frac{\rho i}{2\pi}$, mais il sera impossible de déterminer s'il s'agit là d'un effet dû à une résistivité locale très élevée du germanium ou bien à un véritable effet de conductance superficielle. Aussi, Bardeen et Brattain n'ont-ils pas pu mettre en évidence de conductance superficielle nettement mesurable sur les échantillons de germanium préparés normalement. Ils estiment eux-mêmes que la valeur limite de la résistance de surface qu'ils pouvaient mesurer était d'environ 2 000 ohms. Le résultat négatif de leurs mesures n'infirment donc pas le modèle que nous avons été amenés à proposer, puisque les valeurs de résistance de surface que nous avons trouvées sont en général très supérieures à cette limite. Aussi plutôt que de

reproduire les mesures de Bardeen et Brattain avons-nous préféré étudier une expérience qui permettrait de séparer les deux parties de V(r) et de les étudier séparément.

La disposition expérimentale est montrée (fig. 13). Un échantillon de germanium d'environ 2 cm. de long et 2 mm. de diamètre fut taillé en biseau de telle manière que son extrémité ne mesure qu'environ 10/100 de millimètre d'épaisseur. Cette opération est très délicate et dut être répétée plusieurs fois car le germanium est très fragile et cassant, et en outre, c'est un corps difficile à tailler, car il est dur et encrasse les abrasifs. Le germanium fut alors soumis aux opérations normales de polissage et trois pointes furent disposées sur la surface; l'une de ces pointes (n° 1) est destinée à être traversée par un courant, les deux autres que nous nommerons pointes n° 2 et n° 3, ne servent que pour les mesurer. La pointe n° 2 était placée à environ 14/100 de millimètre de la pointe n° 1 sur la même face de la lame de germanium, tandis que l'autre pointe se trouvait sur la face opposée, à une distance d'environ 14/100 de millimètre également de la pointe n° 1. Avec un tel dispositif il est évident que le voltage mesuré sur la pointe n° 3 représentera le voltage dû à la résistance du corps même du semiconducteur, tandis que le voltage apparaissant sur la pointe n° 2 sera la somme du voltage précédent et du voltage dû à la conductance de surface. La table n° 2 donne les résultats d'une série de mesures

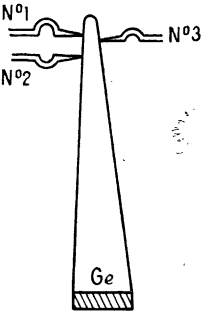

Fig. 13.

TABLE 2

i_1 (μa)	V_1 (V)	V_2 (mV)	V_4 (mV)
7,4	0,06	0,6	0,4
40	0,62	6,2	1,5
60	1,03	14,3	2,5
108	2,08	45	4,4
220	3,70	123	9,3
430	5,90	241	18,5

effectuées sur ces appareils i_1 représente le courant traversant la pointe n° 1 (dans la direction de grande résistance). V_1 représente le voltage appliqué à cette pointe. V_2 et V_3 représentent les voltages relevés sur les pointes n°s 2 et 3 respectivement.

On voit que les voltages mesurés sur les pointes n°s 2 et 3 sont à peu près égaux quand i_1 est faible. Mais aux forts courants V_2 devient très supérieur à V_3. V_3 est d'ailleurs proportionnel à i, avec $V_3/i = 42$ ohms et qui correspond à une résistivité du germanium de 4 ohm/cm. environ.

Ainsi que nous l'avons déjà mentionné, V_2 doit être à peu près donné par la formule (49) pour les valeurs élevées de i_1. Il se présente une difficulté du fait que pour ces valeurs $V_1(i_1)$ n'est pas donné avec une bonne précision par la formule théorique, ce qui laisse supposer que l'augmentation de température dans la barrière est déjà suffisante pour que $f(V)$ soit différent de $2C_0$. Il semble qu'on obtiendra une meilleure approximation en utilisant dans le calcul de V_2 la valeur de i_1 qui serait donnée par la formule théorique valable aux faibles voltages, plutôt que la valeur mesurée de i_1.

Aux faibles voltages appliqués $V_1(i_1)$ est bien représenté par la formule théorique avec $R_0 = 30\,000$ ohms et $i_s = 1/2$ microampère.

Dans ces conditions pour $V_1 = 3{,}70$ V. on trouve i_1 calculé $= 175$ mA. et $V_3 =$ environ 115 mV., en prenant $2C_0 = 0{,}2$ A. par centimètre carré. Pour $V_1 = 5{,}90$ V., on trouve i_1 calculé $= 243$ mA. et V_3 calculé $= 300$ mV. avec les mêmes valeurs.

L'expérience précédente montre donc bien que même dans les diodes à résistance inverse élevée, la conductance de surface est un phénomène important. Cette expérience montre aussi que les valeurs calculées de $2C_0$ sont en assez bon accord avec les valeurs mesurées.

4. Etudes sur les transistors au germanium. — A. Description. — On appelle transistor un appareil constitué par un bloc de semi-conducteur sur lequel se trouvent deux pointes métalliques proches l'une de l'autre. Le semi-conducteur est en général du germanium, quoique d'autres corps soient également capables de fournir des transistors (en particulier le silicium). Si aucun courant ne passe dans une des pointes (que nous nommerons ci-après l'émetteur), la caractéristique courant-voltage de l'autre pointe (dite collecteur) sera celle d'un redresseur. L'impédance différentielle sera donc grande si un voltage est appliqué dans le sens inverse (pointe négative). Dans certaines conditions l'on trouve que le courant inverse du collecteur augmente lorsqu'un courant passe dans le sens direct dans l'émetteur.

Le transistor peut servir d'amplificateur. Admettons en effet qu'il faille une tension $R_e i_e$ pour faire passer un courant i_e dans l'émetteur. Admettons que le passage d'un courant i_e dans l'émetteur augmente le courant dans le collecteur de Ai_e. Admettons enfin que la résistance différentielle du collecteur et la source de voltage négative qui l'alimente une impédance résistive qui à l'optimum doit être égale à R_c.

On a alors :

puissance dissipée dans l'émetteur : $R_e i_e^2$;

variation de la puissance dissipée dans la charge : $R_c i_e^2 A^2$;

d'où un gain de puissance : $R_c A^2/R_e$.

Pour un transistor typique on a à peu près :

$$R_c = 30\ k\omega \qquad R_e = 300\ \omega \qquad A = 2{,}5$$

d'où :

$$R_c A^2/R_e = 625 = 28 db.$$

Le transistor est donc un appareil similaire à une lampe à vide dans ses applications possibles. Par rapport à cette dernière il possède de nombreux avantages, tels qu'une dimension extrêmement réduite,

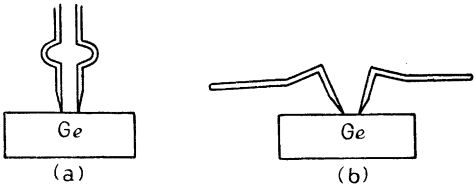

Fig. 14.

l'absence d'une source de chauffage pour la cathode, l'absence de tout système à vide.

Il existe deux types principaux de disposition des électrodes dans un transistor. Nous utiliserons la terminologie adoptée aux Etats-Unis pour les désigner :

1° Dans le transistor dit type A, les deux pointes sont situées sur la même face de l'échantillon de germanium. La figure 14 montre deux types de réalisation de transistors du type A, l'un employé en particulier par les chercheurs américains, l'autre par la Compagnie française Westinghouse et les services des P. T. T.

2° Dans le transistor dit type B, les deux pointes sont situées chacune sur une face d'un morceau de germanium de très faible épaisseur. La figure 15 représente deux modes de réalisation, l'un dit transistor « en coin », l'autre, transistor « co-axial ».

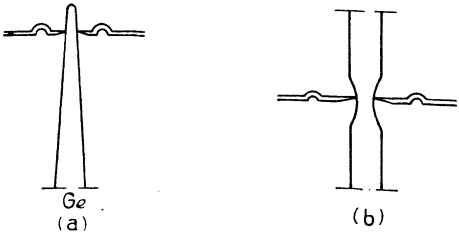

Fig. 15.

Dans tous les cas la distance entre pointes est aussi faible que possible et se situe généralement entre 5/100 et 10/100 de millimètre. Pour les transistors de type B, il est donc nécessaire de tailler le germanium en lames très minces, ce qui n'est pas sans présenter de nombreuses difficultés.

B. Préparation du germanium pour les transistors. — Il est possible de préparer les échantillons de germanium utilisés dans les transistors de deux manières différentes :

1° On peut, soit oxyder la surface par chauffage à l'air, ou par oxydation anodique dans une solution de borate de glycol ou d'un produit analogue. La couche d'oxyde qui recouvre le germanium se détache ensuite simplement par lavage à l'eau. L'impédance inverse du collecteur des transistors ainsi obtenus est toujours faible (quelques kiloohms) même sans traitement électrique par surcourant, ce qui se comprend fort bien à partir du modèle que nous avons déjà donné.

2° On peut aussi traiter l'échantillon de germanium comme il est normal pour un redresseur à haute impédance inverse. L'effet transistor ainsi obtenu est alors très faible, mais si l'on soumet la pointe du collecteur à un surcourant on trouve que l'impédance inverse diminue, tandis que le « gain de courant » A s'accroît rapidement jusqu'à un certain point. Il y a généralement un instant optimum où arrêter le traitement. L'impédance inverse des transistors ainsi obtenus est généralement plus forte que celle des transistors obtenus par oxydation, tandis que le gain de courant est du même ordre. Cette méthode de procéder semble donc préférable et nous l'avons utilisé exclusivement.

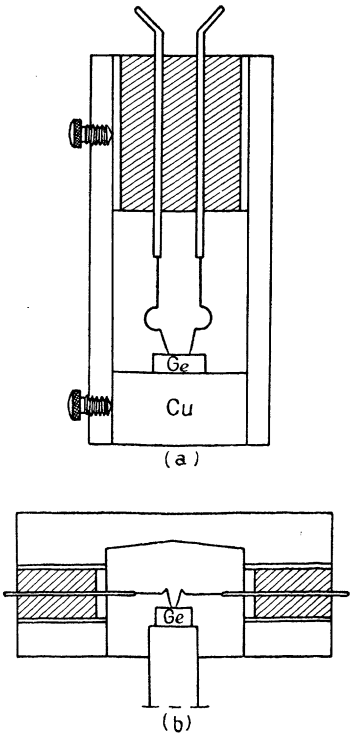

Fig. 16.

C. Etudes sur les transistors. — Nous avons réalisé quelques transistors expérimentaux afin de vérifier dans leurs grandes lignes les résultats publiés dans la littérature. Le germanium

utilisé provenait soit du démontage de diodes 1N34 de Sylvania, soit d'échantillons fournis par la Compagnie française Westinghouse. A l'exception d'une expérience que nous décrirons plus loin, et qui d'ailleurs ne consistait pas en la construction d'un véritable transistor, nous avons réalisé exclusivement des transistors de type A. Nous avons utilisé deux modes de réalisation, selon les schémas de la figure 16.

Le mode de réalisation indiqué en (*b*) est plus commode pour faire des expériences rapides car les pointes peuvent être rajustées individuellement sans démonter l'appareil, mais s'il s'agit de réaliser des transistors susceptibles d'être conservés pendant quelque temps, il est préférable d'utiliser le mode de préparation (*a*), qui est analogue à celui utilisé par les chercheurs américains et anglais en particulier.

Les résultats que nous avons obtenus sont analogues à ceux obtenus dans la littérature, en particulier en ce qui concerne les valeurs de A (2 à 3). Signalons toutefois que certains chercheurs ont indiqué que des transistors exceptionnels pouvaient avoir des gains de courant égaux et supérieurs à 10.

D. Théorie de l'effet transistor. — La théorie la plus généralement admise de l'effet transistor est celle de Bardeen et Brattain. Essentiellement elle se résume en les deux constatations suivantes :

1° Une partie importante, de 50 à 100 o/o du courant direct est formé de trous positifs. Ceci est le cas aussi bien la théorie des états de surface de Brattain, que dans le modèle que nous avons proposé.

2° Les trous ainsi « émis » (d'où le nom d'émetteur) par l'électrode d'entrée se dirigent sous l'influence du champ électrique qui règne à l'intérieur du semi-conducteur vers la pointe du collecteur. Ces trous passent la barrière de potentiel et augmentent ainsi le courant de collecteur. Il y a évidemment une certaine recombinaison des trous avec les électrons pendant le trajet, mais pour les espacements de pointe généralement réalisés, le temps de trajet est suffisamment court pour qu'une grande proportion des trous atteigne effectivement la région du collecteur.

E. Critique de la théorie précédente. — La critique principale que l'on peut faire de la théorie précédente est qu'elle ne permet guère de rendre compte des valeurs du gain de courant supérieures à l'unité, qui sont pourtant la règle générale.

Remarquons tout d'abord qu'il serait impossible d'expliquer les valeurs observées de A par un phénomène de multiplication du courant de trous par ionisation cumulative par chocs et ce pour les deux raisons suivantes :

1° L'énergie que peut acquérir un trou positif pendant son libre parcours moyen est beaucoup plus faible que l'énergie de formation

d'une paire trou-électron même dans la barrière qui est forcément au moins une centaine de fois plus épaisse que le libre parcours moyen. Il existe d'ailleurs des transistors dont le gain de courant est supérieur à une unité, même lorsque le voltage appliqué au collecteur est inférieur aux 0,76 V. qui seraient nécessaires pour produire une telle paire.

2° Enfin, même si un tel phénomène avait lieu, les électrons ainsi libérés, qui sont soumis au même champ électrique que les trous positifs, se dirigeront en sens inverse de ceux-ci, c'est-à-dire en direction de la pointe d'émetteur, dont ils viendront automatiquement grossir le courant. Au total, l'augmentation de courant de collecteur ne pourra encore être qu'au plus égale au courant d'émetteur.

Ce dernier raisonnement s'applique d'ailleurs aussi aux théories qui tentent d'expliquer le gain de courant par une modification de la forme de la barrière lorsque des trous la traversent. Même si une telle modification pouvait avoir comme effet d'augmenter le courant électronique en provenance du collecteur, et il est fort possible d'ailleurs qu'elle aurait précisément l'effet contraire, comme nous le verrons plus loin, les électrons ainsi introduits dans la masse du germanium se dirigeraient vers l'émetteur dont ils viendraient grossir le courant.

On est ainsi amené à la conclusion que l'augmentation du courant de collecteur emprunte un chemin différent de celui emprunté par les trous pour venir de l'émetteur vers la région du collecteur. Il est difficile de voir comment un tel processus pourrait prendre place dans la théorie de ces états de surface. Nous allons maintenant voir que le modèle de la couche superficielle *p* permet de prévoir un tel effet.

F. Gain de courant par modulation de la conductance de surface. — Considérons un transistor de type B plus simple mathématiquement qu'un transistor de type A puisque les phénomènes ont une symétrie de révolution par rapport à la ligne qui joint les centres des contacts. La figure 17 représente la coupe d'un transistor de type B par un plan passant par cette ligne, ainsi que les lignes de courant à l'intérieur du semi-conducteur. On voit que la couche superficielle au voisinage du collecteur peut être divisée en deux régions concentriques; dans la région centrale le courant qui traverse la barrière se dirige vers la pointe de l'émetteur. Dans la région externe, le courant se dirige vers la base du transistor situé à grande distance. Le courant qui traverse la barrière dans cette deuxième région se compose en parties à peu près égales de trous et d'électrons, mais il n'en est pas de même du courant qui traverse la région centrale, puisque le semi-conducteur en face de cette région contient une densité de trous supérieure à la

valeur d'équilibre. On comprend donc qu'il puisse en résulter une modification de la conductance de surface, c'est-à-dire de :

$$\int_0^d \sigma dz$$

puisqu'en particulier au voisinage même de la barrière σ n'a pas sa valeur d'équilibre, lorsqu'aucun trou n'est injecté. Le mécanisme précis de cette modification de la conductance de surface sera étudié plus loin, mais nous pouvons déjà tirer un certain nombre de conclusions du seul fait que l'effet transistor serait dû à un changement de la conductance de surface.

Tout d'abord, si l'on considère l'expérience décrite précédemment, à propos de la mesure de la conductance de surface, on voit que si l'on utilise la pointe n° 3 comme émetteur et qu'on maintient le courant qui traverse la pointe n° 1 constant en changeant légèrement le voltage qui lui est appliqué, on ne doit s'attendre à aucune variation du voltage relevé sur la pointe n° 2 s'il s'agit exclusivement d'un phénomène de changement de la conductance de surface. Si, au contraire, il s'agissait d'une augmentation de la densité de courant à travers la barrière, on devrait s'attendre à une diminution du voltage relevé sur la pointe n° 2, à peu près dans la même proportion que celle où l'on a réduit le voltage appliqué à la pointe n° 1. En réalité, l'expérience montre que le voltage relevé sur la pointe n° 2 ne dépend pratiquement que du courant qui traverse la pointe n° 1. Malheureusement, la qualité du germanium que nous avons utilisé dans cette expérience n'était pas suffisante pour permettre de réaliser un transistor à gain de courant plus grand que 1. Aussi les preuves expérimentales que nous proposons à l'appui du modèle décrit ci-dessus seront-elles plus indirectes.

G. Calcul des caractéristiques d'un transistor. — Le calcul exact des caractéristiques d'un transistor par la méthode précédente est trop complexe pour qu'il puisse être entrepris utilement.

Nous utiliserons donc des méthodes d'approximation. En se référant à la figure 17 on voit que même dans la région centrale de la couche p, le courant en provenance de l'émetteur n'occupe pas toute l'épaisseur de la couche. Le courant qui passe au voisinage même de la surface traverse en effet la barrière dans la région externe. Aussi ne doit-on pas s'attendre à ce que la conductance de surface ait la même valeur partout dans la région centrale. Pour simplifier les calculs, nous admettrons que la conductance de surface est une fonction :

1° De la proportion du courant à la distance r considérée traverse

la barrière dans la région centrale, par rapport au courant total. Cette proportion est :

$$\frac{i_e - 2\pi C_0 r^2}{i_c - 2\pi C_0 r^2}.$$

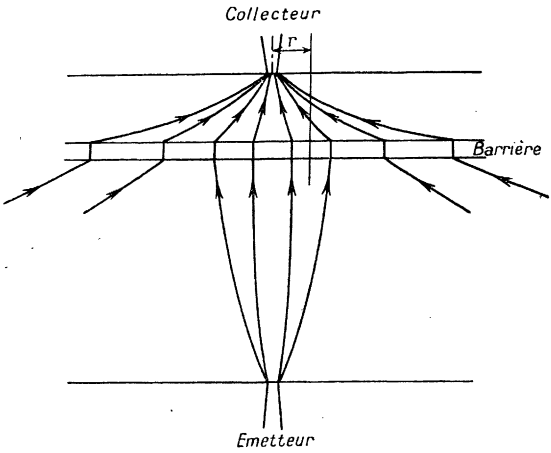

Fig. 17.

2° De la proportion du courant d'émetteur arrivant jusqu'à la barrière qui est formée de trous. Si l'on appelle T la durée de trajet des trous depuis l'émetteur jusqu'au collecteur et τ la durée de vie d'un trou, on voit que cette proportion dépendra de :

$$\exp\left[-T/\tau\right].$$

Or, le champ dans lequel se déplacent les trous est proportionnel au courant d'émetteur i_e ; l'exponentielle précédente peut donc s'écrire :

$$\exp\left[-k/i_e\right].$$

En résumé, nous admettrons que la résistance de surface dépend linéairement de la quantité :

$$\frac{i_e - 2\pi C_0 r^2}{i_c - 2\pi C_0 r^2} \exp\left(-k/i_e\right) = u(r).$$

La manière exacte dont la résistance de surface dépend de u est difficile à déterminer, mais il est logique d'admettre que la conductance de surface doit augmenter à peu près linéairement avec u. Ceci correspond à une variation hyperbolique de R_0 que nous remplacerons en première approximation par la loi donnée en traits pointillés figure 18, c'est-à-dire :

$$R = R_0 - Au \qquad u < R_0/A$$
$$R = 0 \qquad u \geqslant R_0/A$$

On en déduit facilement le calcul du voltage à appliquer au collecteur pour y faire passer un courant donné.

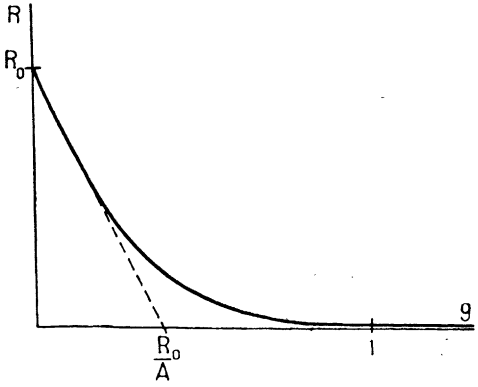

Fig. 18.

On doit considérer deux cas selon que i_e et i_c sont tels que la valeur maximum de u, $u(r_0)$, est ou non supérieure à R_0/A. Dans le cas où $u(r_0) < R_0/A$, on obtient :

$$V_c = \int_{r_1}^{r_0} \frac{dr}{2\pi r}(i_c - 2\pi C_0 r^2)(R_0 - Au)$$

$$= \int_{r_1}^{r_0} \frac{dr}{2\pi r} R_0(i_c - 2\pi C_0 r^2) - A\int_{r_2}^{r_0} \frac{udr}{2\pi r}(i_c - 2\pi C r^2)$$

$$= V_{e0} - A/R_0 \exp(-k/i_e)V_{e0}$$

où :

$$V_{c0} = \frac{R_0 i_s}{2\pi}\left[1 - \frac{i_c}{i_s} + \frac{i_c}{i_s}\log\frac{i_c}{i_s}\right]$$

$$V_{e0} = \frac{R_0 i_s}{2\pi}\left[1 - \frac{i_e}{i_s} + \frac{i_e}{i_s}\log\frac{i_e}{i_s}\right]$$

Dans le cas où $u(r_0) > R_0/A$, tout se passe comme si i_s avait été remplacé par i'_s :

$$\frac{i_e - i'_s}{i_c - i'_s} = \frac{R_0}{A}\exp k/i_e.$$

Dans le calcul précédent, nous avons admis que la densité de courant à travers la barrière n'était pas augmentée sensiblement par l'injection de trous. Il est remarquable que malgré cette simplification et les autres approximations qu'il a été nécessaire de faire, les formules précédentes soient extrêmement bien vérifiées par l'expérience. C'est ce que montre le tableau ci-après relatif au transistor dont les

caractéristiques sont données dans la table ci-dessous (Empruntée à l'article de Bardeen et Brattain) :

Courant d'émetteur mA	Cou ant de c llecteur mA	Voltage de collecteur (Volts)	
		Ca'culé	Mesuré
0,25	1	19,5	20
»	0,5	4	4
0,50	1,2	12	11
0,75	1,8	11,5	12
»	1,2	0,7	2
1,00	2,4	11,5	9,7
1,25	3,2	17	16
A = 85 kW	R = 30,5 kW	$i_s = 0,8$ μA	

H. Processus physique de la modulation de la conductance de surface. — Les équations (4 à 7) sont encore valables dans la barrière en présence d'une concentration de trous élevée dans le germanium n, mais certaines d'approximations que nous avons faites pour les résoudre ne le sont plus. Aussi ne nous a-t-il pas été possible de procéder au calcul exact de la forme de la barrière dans ce cas.

Shockley (19) a calculé le changement de la densité de courant à travers une barrière $n-p$, dû à la présence de trous injectés dans le germanium n. Mais on voit sans peine que cet effet n'est pas le plus important dans le cas des transistors, car la densité de trous dans le germanium n au voisinage de la barrière ne saurait être une forte proportion de la densité d'électrons libre à l'équilibre, sinon il existerait un gradient de diffusion important qui tendrait à égaliser la densité des trous positifs dans le germanium [1]. Aussi n'est-ce que lorsque i_e/i_c est proche de 1 qu'un tel effet peut se manifester : on s'explique ainsi les déviations des caractéristiques observées du transistor pour les fortes valeurs de i_e/i_c (faibles valeurs de V_c).

Quoiqu'il soit difficile de calculer exactement la forme de la barrière en présence de trous injectés, il est par contre facile de rendre compte qualitativement du phénomène.

Au centre de la barrière, à $x = 0$, plus de la moitié du courant est transportée par des trous. Les équations (13, 14) doivent donc être remplacées par :

$$\mu[ny + \alpha n'] = C_n + rx \qquad (13')$$
$$\mu[py - \alpha p'] = C_p - rx \qquad (14')$$

[1] Un tel gradient n'apparaît pas dans le modèle discuté par Shockley, qui est unidimensionnel.

avec :

$$C_p > C_n.$$

Les équations (34, 35) s'écrivent alors :

$$\sigma y = (C_p + C_n) + \alpha\mu a + \mu\alpha \frac{\varepsilon_0 k}{4\pi} y'' \qquad (15')$$

$$\mu y \left[\frac{\varepsilon_0 k}{4\pi} y' + ax\right] - \alpha\sigma' + 2rx + C_p - C_n = 0. \qquad (16')$$

D'où avec les mêmes approximations que précédemment, et en supposant que la densité de trous dans le germanium n soit assez faible pour qu'on puisse remplacer y dans le second membre par sa valeur y_0 calculée pour les conditions normales :

$$\varphi(y) = A - kx^2 - k(C_p - C_n) \int_0^x \frac{dx}{\varphi + s}.$$

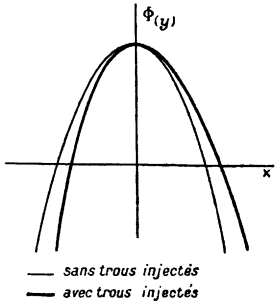

Fig. 19.

Le premier membre de l'équation est inchangé, le second membre est modifié d'une manière analogue à celle indiquée figure 19. On doit de plus modifier les conditions aux limites du côté n de la barrière, mais du côté p les conditions aux limites sont inchangées. Donc, et sans même montrer dans le détail de calculs d'ailleurs inextricables, on voit que la barrière sera « écourtée » du côté p (fig. 20).

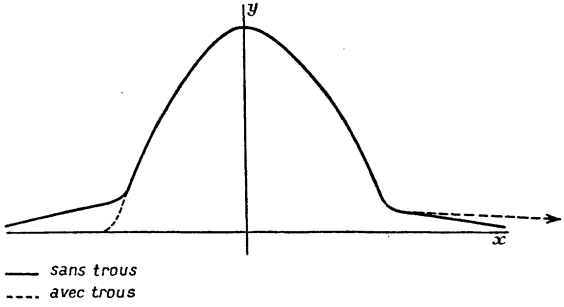

Fig. 20.

Il en résulte une augmentation sensible de la conductance de surface de la couche p, augmentation représentée par l'air hachurée sur la figure 20.

La modulation de la conductance de surface par injection de trous dans la région n est donc un phénomène physique facile à comprendre qualitativement, quoique difficilement calculable.

RÉSUMÉ

J'ai réalisé un traceur électronique de caractéristiques qui permettaient de suivre les effets des différents traitements de surface effectués sur les redresseurs et les transistors au germanium pendant même que ceux-ci prenaient place. Un examen critique des caractéristiques des redresseurs commerciaux ainsi que de ceux que nous avons réalisés et de l'effet du formage électrique du contact, qui abaisse l'impédance inverse du redresseur, nous a amenés à proposer un nouveau modèle pour ces redresseurs.

Dans le modèle proposé j'ai admis qu'une couche d'environ 10^{-3} cm. d'épaisseur à la surface même du germanium contient suffisamment d'atomes d'oxygène diffusés à l'intérieur du réseau pour que sa conductibilité soit du type p, tandis que l'intérieur du semi-conducteur est de type n. La transistion entre ces deux régions est d'ailleurs très graduelle.

J'ai calculé les caractéristiques courant-voltage des jonctions $n - p$ dans le germanium. J'ai trouvé que ces caractéristiques pouvaient se représenter par une équation de la forme :

$$i = 2C_0A \left\{ \exp\left[V/\beta\right] - 1 \right\}$$

où $2C_0$ a une valeur de l'ordre de 0,07 A/cm^2, tandis que β a une valeur au plus égale à kT/e, mais qui peut être bien inférieure à cette valeur.

A partir des résultats de cette étude, j'ai calculé les caractéristiques courant-voltage des diodes au germanium obtenues en plaçant une pointe métallique sur une surface de germanium. Les vérifications expérimentales des relations théoriques ont été effectuées et donnent d'excellents résultats.

J'ai d'ailleurs pu mettre en évidence directement la conductibilité de surface d'échantillons de germanium non préalablement oxydés à l'air en utilisant une lame mince de germanium sur laquelle étaient placées trois pointes, deux sur une face de la lame, et l'autre sur la face opposée. On trouve ainsi que le voltage mesuré entre une pointe où ne passe pas de courant et la base, lorsqu'on fait passer un certain courant dans une autre pointe, est beaucoup plus grand si les deux pointes considérées sont sur la même face de la lame que si elles sont sur des faces opposées, même si la distance entre les pointes est la même. Cette différence s'explique quantitativement par la conductance de surface de l'échantillon considéré. La mesure fournit également un moyen de mesurer la valeur de la quantité $2C_0$ qui est en bon accord avec la théorie.

J'ai également trouvé que le gain de courant des transistors est probablement dû à une modulation de la conductance de surface au voisinage de la pointe du collecteur par le courant d'émetteur. J'ai proposé un mécanisme pour expliquer cette modulation. Les caractéristiques ainsi calculées théoriquement et relevées expérimentalement pour des transistors sont en excellent accord.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à mon maître, M. le Professeur Y. Rocard, sans qui ce travail n'aurait pu être mené à bien, ainsi qu'à mon camarade C. Dugas qui m'a beaucoup aidé au cours des nombreuses discussions que nous avons eues ensemble sur ce sujet.

BIBLIOGRAPHIE

1. Bloch. — *Zeit. Physik*, 1928, **52**, 555.
2. F. Seitz. — *Ann. Math.*, 1936, **37**, 17.
3. Bouckaert, Schomolukovski et Wagner. — *Phys. Rev.*, **50**, 58.
4. F. Seitz. — *Théorie moderne des Solides*, Masson, 1949 (traduit par C. Dugas).
5. Schottky et Waibel. — *Naturwiss.*, 1932, **20**, 297.
6. Mott et Gurney. — *Electronic Processus in ionic Cristal.* Oxford 1940.
7. Davydov. — *Techn. Phys. URSS*, 1938, **5**, 87.
8. Shockley. — *BSTJ.*, 1949, **28**, 435.
9. Yearian. — Rapport NDRC, n° 14, 115. Purdue University, 1942.
10. Bethe. — Rapport du Rad. Lab., n° 43, 1942, 12.
11. Schiff. — NDRC, n° 14, 140. University of Pennsylvania, 1943.
12. Weisskopf. — NDRC, n° 14, 133. Purdue University, 1943.
13. Welker et Ringer. — *Zeit. F. Natur.*, 1948, **30**, 1.
14. *Cristal Rectifiers.* McGraw Hill.
15. Benzer. — *Journ. of App. Phys.*, 1949, **20**, 805.
16. Brattain et Schockley. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 345.
17. Schockley, Pearson et Haynes. — *BSTJ.*, 1949, **28**, 344.
18. Brattain et Bardeen. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 231.
19. Shockley. — *BSTJ.*
20. Fan. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**.
21. Wagner. — *Phys. Zeit.*, 1931, **32**, 641.
22. Bardeen et Brattain. — 1949, **75**, 1209.

Autres publications :

23. P. Aigrain. — *Comptes Rendus*, 1950, **230**, 62.
24. P. Aigrain. — *Comptes Rendus*, 1950, **230**, 194.
25. P. Aigrain et C. Dugas. — *Comptes Rendus.*
26. P. Aigrain. — *Comptes Rendus.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Absorption et catalyse par les surfaces métalliques.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 10 mars 1950.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

A. CHATELET.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

DÉPÔT LÉGAL : 1951, 4e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 1512, MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS
BARNÉOUD FRÈRES ET Cie, IMPRIMEURS (31.0566). LAVAL. N° 2469. — 12-1951.