

## セレン整流器の整流作用について (その2)

伴野正美\*

## Study on the Rectification of the Selenium Rectifier (Part 2)

By Masami Tomono

Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd.

## Abstract

The writer has given herein theoretical formulae in relation to the rectification of the selenium rectifier, on the assumption that its rectifying layer is composed of a *n*-type semi-conductor (metallic selenide) and a *p*-type semi-conductor (selenium) which are brought in contact through an insulating film of about  $10^{-7}$  cm thick.

In the previous issue, the writer discussed the structure of this rectifying layer and the electron penetration through the insulating film. In this issue, he indicates that, if proper constants are given, the above referred formulae serve to calculate the rectifying characteristics in both forward and reverse directions, giving results which are fairly in agreement with the measured values.

本論文は本誌 Vol. 36 No. 9 に掲載されたものゝ続篇であります。(編集部)

## 〔V〕 整 流 理 論

〔II〕 (本誌 Vol. 36 No. 9 p. 10 参照) で述べたような堰層模型に対する整流理論についてはその概要をすでに報告した<sup>(6)</sup>が以下あらためて詳細に記述することにする。

## (1) 半導体の表面層中の物理堰層による整流作用

〔II〕ですでに述べたようにわれわれは *n* 型半導体—絶縁薄膜—*p* 型半導体なる Combination により生ずる堰層を考える。*n* 型半導体および *p* 型半導体がそれぞれ絶縁薄膜と接する部分には Schottky 型の物理堰層が存在する。この関係は第7図 (本誌 Vol. 36 No. 9 p. 14 に掲載されたものであるが、便宜上次頁に再録する) に示してある。第7図の記号はすでに〔II〕(4) で説明した通りであるが、同図(b)においては半導体(I)が(II)よりも  $V$  だけ電位が高くなる ((I) が (II) に対して負になる) ような印加電圧が (I), (II), (III) の間にいかなる状態に分配されるかを示している。すなわち半導体 (I) および (II) においては拡散電位差が  $\Delta U_1, \Delta U_2$  だけ小になるように電位分布が変化する。絶縁薄膜には  $\Delta V_0$  の電圧

がかかり障壁の形が図のように楔形になるものと考えられる。なお図には示してないが正方向について電流が十分大きくなつた場合にはそれぞれ (I) および (II) の半導体内部における基体の ohmic な抵抗の影響も当然考える必要があり、これによりそれぞれ (I) および (II) の半導体内部における電位降下をそれぞれ  $\Delta U_{b1}, \Delta U_{b2}$  とする。この場合  $V$  が正であれば  $\Delta U_1, \Delta U_{b1}, \Delta V_0, \Delta U_2, \Delta U_{b2}$  はいずれも正でつぎの関係がある。

$$V = \Delta U_1 + \Delta V_0 + \Delta U_2 + \Delta U_{b1} + \Delta U_{b2} \dots \dots \dots (5.1)$$

まず (I) なる *n* 型半導体の表面層中にある  $l_1$  なる厚さの物理堰層部に  $\Delta U_1$  なる電圧がかかると Schottky の整流理論<sup>(4)</sup>によりこの場合の電圧—電流の関係は次式で与えられる。

$$j = S \xi e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_1}{kT}} - 1) \dots \dots \dots (5.2)$$

ただし  $j$  は正味の電流を表わし、電子が左から右に流れる。すなわち電流が右から左に流れる方向を正方向とする。

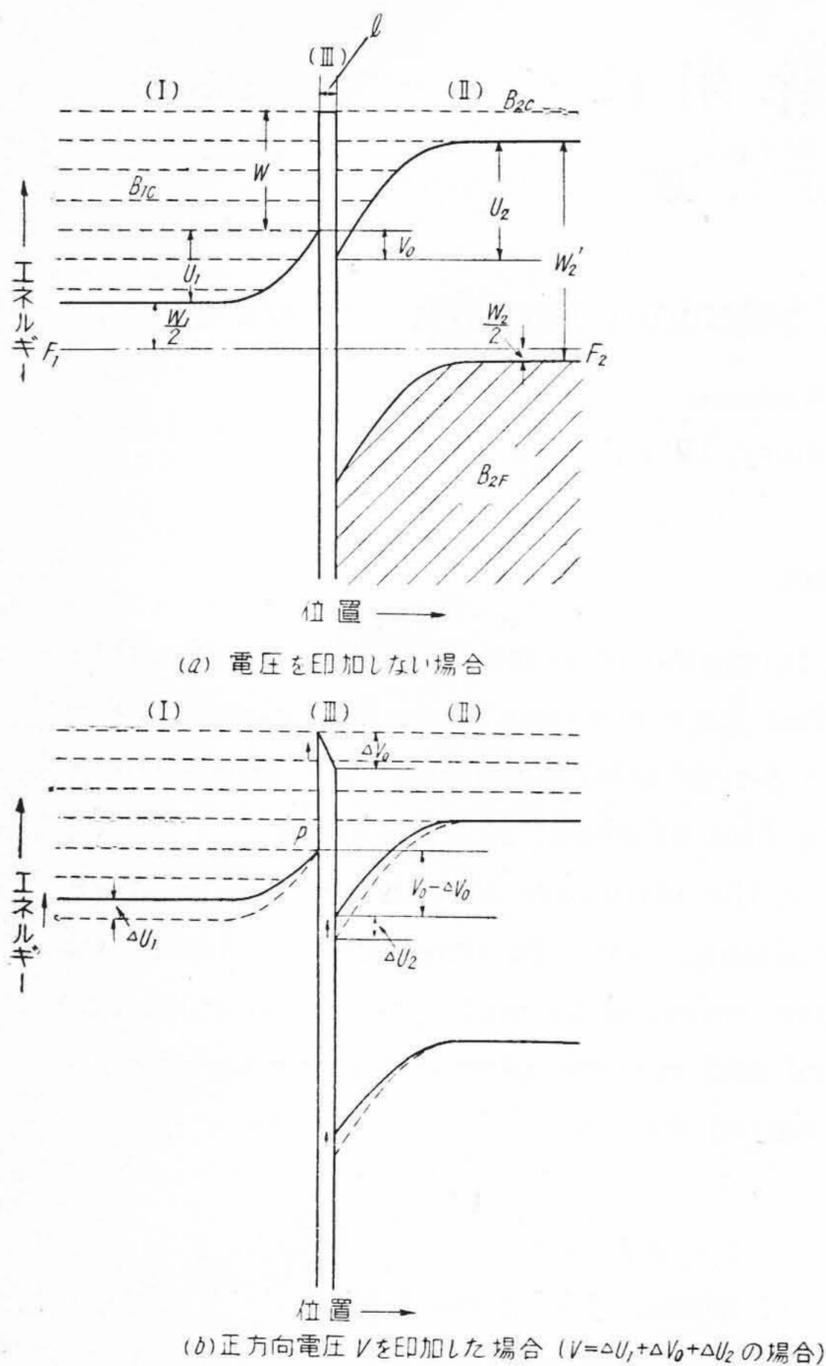
$$\xi = 2ev_1 N_1^{1/2} \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/4} \left\{ \frac{(U_1 - \Delta U_1) 8\pi N_1}{K_1} \right\}^{1/2} (5.3)$$

ただし  $S$  は整流器の面積を表わす。  $\Delta U_1 = 0$  の場合の堰層の厚さは

$$l_{10} = \sqrt{\frac{K_1 U_1}{2\pi e^2 N_1}} \dots \dots \dots (5.4)$$

つぎに (II) なる *p* 型半導体については電流は充満帯

\* 日立製作所中央研究所



第 7 図 障 層 模 型  
Fig. 7. Model of Barrier Layer

域中に生じた正孔により運ばれる筈であるから正孔に着目して (I) と全く同様に取り扱うことができる。すなわち

$$j = S \zeta e^{-\frac{U_2 + W_2/2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots (5.5)$$

ただし

$$\zeta = 2ev_2 N_2^{1/2} \left( \frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/4} \left\{ \frac{(U_2 - \Delta U_2) 8\pi N_2}{K_2} \right\}^{1/2} \dots (5.6)$$

この場合は右から左に正孔が動く方向が正電流の方向で前の  $n$  型半導体の正電流の方向と一致する。 $\Delta U_2 = 0$  の場合の障層の厚さは

$$l_{20} = \sqrt{\frac{K_2 U_2}{2\pi e^2 N_2}} \dots (5.7)$$

つぎに  $U_1$  と  $U_2$  との関係について考える。

$$U_1 + U_2 = \text{const} = \text{両半導体の接触電位差} \dots (5.8)$$

さらに第 1 の  $n$  型半導体が第 2 の  $p$  型半導体に電子を奪われるために第 1 の半導体は正に第 2 の半導体は負に帯電してそれぞれ Schottky 型の障層を生ずるのであるから

$$N_1 l_{10} = N_2 l_{20} \dots (5.9)$$

ただしこの場合物理障層内部の不純物準位は実質的には

すべて荷電して固定空間電荷を形成すると考えている。

(5.4), (5.7) および (5.9) を用いて

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{K_2}{K_1} \cdot \frac{N_2}{N_1} \dots (5.10)$$

すなわち二つの半導体の物理障層部の拡散電位差は各半導体の単位体積当りの不純物準位の数に逆比例する。したがって二つの半導体のうちいづれか一方が他方に比してきわめて多くの不純物中心を含んでいるような場合には前者の物理障層は後者に比して無視できるであろう。後に述べるようにセレン整流器はこの場合に相当するものと考えている。

(2) 絶縁薄膜と物理障層との組合せによる整流作用

絶縁薄膜と物理障層との組合せによる整流作用を考えるに当りわれわれは計算の都合上つぎのような仮定をおく。

(i) 上述の議論においてわれわれはトンネル効果により絶縁薄膜を透過して行くのは第 7 図の (I), (II) なる半導体のそれぞれの導電帯に上つている自由電子のみについて考えているが、あるいはこのほかに (I), (II) なる半導体のそれぞれの充満帯中の正孔についても同様なことを考える必要があるかも知れない。実際の場合にこの絶縁薄膜を通じて流れる電流には主として電子が寄与しているか正孔が寄与しているかはいずれも判定し兼ねるが、これは実験と対比して決めるより仕方がないであろう。ここでは計算の簡単のためにそれぞれの半導体の導電帯に上つた自由電子のみが絶縁薄膜を透過して行くものとして扱うことにする。

(ii) 第 7 図において絶縁薄膜については  $W_1$  および  $l$  はそれぞれ  $1eV$  程度および  $10^{-7}cm$  程度の大きさを有して、この絶縁薄膜部の電気抵抗は (I) および (II) の半導体中の物理障層部の抵抗に比して無視し得ない場合について考えることにする。この場合第 7 図 (b) において絶縁薄膜 (III) を左から右に向つて透過して  $p$  型半導体 (II) の導電帯に入った過剰電子の寿命を零と考える。すなわち瞬間的に  $p$  型半導体中の正孔と結合して充満帯に落ちてしまい  $p$  型半導体中での電気伝導はすべて正孔のみによると考える。この過剰電子の寿命については transistor の研究において Shockley などにより非常によく研究されており<sup>(20)</sup>、かれらの  $p-n$  Junction の理論によれば  $p$  型半導体から  $n$  型半導体中に射入された過剰の正孔または逆に  $n$  型半導体から  $p$  型半導体中に射入された過剰の電子がそれぞれ直ちに消滅せず、ある程度の寿命を有する場合にはやはり整流作用を生じ、かつこの場合の電気抵抗はこれら過剰の正孔または電子の寿命が大きい程またその拡散係数が小さい程大きくなる。したがって今の場合導電帯中の過剰電子についてそ

の寿命が零であると仮定したことは絶縁薄膜による抵抗の方が上記 *p-n Junction* の整流作用による抵抗よりもはるかに大きいと仮定したことに相当する。また正孔のトンネル効果を考えなかつたことは絶縁薄膜部の正孔に対するポテンシャル障壁が電子に対するそれよりも高いと仮定したことに相当する。電子および正孔に対する障壁の高さが偶然等しいということはほとんどあり得ず、いずれかがより高いであろうからその高い方の障壁を通じてのトンネル効果は無視しても差支えないであろう。したがって上述の場合とは逆に主として正孔のトンネル効果を考えなければならないこともあるであろうが、その取扱法はあまり変わらないであろうから以後主として電子のトンネル効果のみを考えることにする。両者いずれが優先するかを知るには第7図において *n* 型半導体の activation energy  $W_1/2$  の大きさを変化させた場合にセレン整流器の整流特性がいかに変わるかを見ればよい。われわれの実験結果によれば主として電子のトンネル効果を考える方が妥当のように思われる<sup>(24)</sup>。また絶縁薄膜が非常に薄くなつた極限の場合には明らかに上の仮定が成立しなくなりトンネル効果による抵抗を無視して *p-n Junction* による整流作用のための抵抗を考慮しなければならなくなるであろう。この場合の取扱は Shockley の取扱つた場合<sup>(24)</sup>に似たものになるであろうが、ここではこれ以上触れないことにする。実際の場合には第7図の  $U_1, W_1, W, l, V_0, U_2, W_2, W_2'$  などの諸常数の相対的な関係のいかんにより種々の場合について整流作用を考えなければならないであろうが、ここでは後でセレン整流器の整流作用の実験結果と比較するのに都合のよいような代表的な場合について考えておくことにする。上述の諸常数の相対的な関係により、これら以外の場合が必要ならば全く類似の計算によりその都度求めることができる筈である。[IV] および [V] において今まで述べた結果を組合せればわれわれが目的としていた整流作用の式を求めることができる。整流器全般にかかる電圧を  $V$  としてこの場合整流器の easy flow の方向に電流を流す (セレン整流器では第7図において右から左に向つて電流を流す) 方向を正とする。第1の *n* 型半導体の物理堰層にかかる電圧の部分  $\Delta U_1$ , 絶縁薄膜にかかる部分  $\Delta V_0$ , 第2の *p* 型半導体の物理堰層にかかる部分  $\Delta U_2$  とする。この場合の整流作用については [II] ですでに定性的に説明してあるからここでは主として定量的に整流作用の成分を導くことにする。

(A)  $\Delta V_0 > V_0$  で物理堰層および半導体の基底の抵抗を無視しうる場合 (たゞし  $V_0 < 0$ )

この場合印加電圧は事実上絶縁薄膜にのみ掛り半導体中の物理堰層の影響はほとんど考える必要がないと仮定

する。したがつて

$$\Delta V_0 \doteq V \dots\dots\dots (5.11)$$

第7図において左方から右方へ  $S$  なる面積を通じて流れる電子流の絶対値を  $I_{12}$  とすれば (4.21) 式により

$$I_{12} = SX_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \dots\dots\dots (5.12)$$

たゞし

$$X_1 = \frac{32eN_1^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac{1}{4}} (W - \Delta V_0)^{\frac{1}{2}} (h + g\Delta)^{\frac{1}{2}} h^{\frac{1}{2}}}{g^2 W^{\frac{1}{2}} (W - V_0)} \dots\dots\dots (5.13)$$

右方から左方への電子流の絶対値を  $I_{21}$  とすれば (4.22) 式により

$$I_{21} = SX_2 e^{-\frac{W_2' - U_2 - W_2/2 - V_0}{kT}} \times e^{-\frac{\Delta V_0}{kT} - \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \dots\dots\dots (5.14)$$

たゞし

$$X_2 = \frac{32e(2\pi mkT)^{\frac{7}{4}} (W - \Delta V_0)^{\frac{1}{2}} (h + g\Delta)^{\frac{1}{2}} h^{\frac{1}{2}}}{h^{\frac{9}{2}} N_0'^{\frac{1}{2}} g^2 (W - V_0) W^{\frac{1}{2}}} \dots\dots\dots (5.15)$$

この場合整流器に流れる正味の電流を  $j$  とすれば

$$j = I_{12} - I_{21} \dots\dots\dots (5.16)$$

なる関係があるが  $\Delta V_0 = 0$  の場合に  $j = 0$  なる条件を入れると

$$X_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} = X_2 e^{-\frac{W_2' - U_2 - W_2/2 - V_0}{kT}} \dots\dots\dots (5.17)$$

なる関係が得られて

$$j = SX_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \times (1 - e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}}) \dots\dots\dots (5.18)$$

なる式が得られる。

(B)  $V > 0$  で物理堰層および半導体の基底の抵抗を無視しえない場合

$j$  と  $\Delta U_1, \Delta U_2$  の間の関係はそれぞれ (5.2) および (5.5) 式を用い  $j$  と  $\Delta V_0$  との関係については (5.12) および (5.14) 式において  $U_1$  の代りに  $U_1 - \Delta U_1, U_2$  の代りに  $U_2 - \Delta U_2$  と置けばよい。(5.16) 式に相当する式を考え  $\Delta V_0 = 0$  のとき  $j = 0$  なる関係から (5.18) 式に類似の関係が得られる。また  $j$  と  $\Delta U_{b1}$  および  $\Delta U_{b2}$  の間の関係は ohmic であることを考慮し、かつ電流についての連続の条件を仮定すればつぎの諸式が得られる。

$$j = \frac{\Delta U_{b1}}{R_{b1}} \dots\dots\dots (5.19)$$

$$= S \xi e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_1}{kT}} - 1) \dots\dots\dots (5.20)$$

$$= SX_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \times (e^{\frac{\Delta U_1}{kT}} - e^{-\frac{\Delta V_0 + \Delta U_2}{kT}}) \dots\dots\dots (5.21)$$

$$= S\zeta e^{-\frac{U_2+W_2/2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots\dots\dots (5.22)$$

$$= \frac{\Delta U_{b2}}{R_{b2}} \dots\dots\dots (5.23)$$

これらの連立方程式を解いてそれぞれ  $\Delta U_{b1}$ ,  $\Delta U_1$ ,  $\Delta V_0$ ,  $\Delta U_2$ ,  $\Delta U_{b2}$  を  $j$  の函数として求めると (5.19) 式から

$$\Delta U_{b1} = jR_{b1} \dots\dots\dots (5.24)$$

(5.20) 式より

$$\Delta U_1 = kT \log \left( 1 + \frac{j}{S\xi} e^{\frac{U_1+W_1/2}{kT}} \right) \dots\dots\dots (5.25)$$

(5.22) 式より

$$\Delta U_2 = kT \log \left( 1 + \frac{j}{S\xi} e^{\frac{U_2+W_2/2}{kT}} \right) \dots\dots\dots (5.26)$$

(5.23) 式より

$$\Delta U_{b2} = jR_{b2} \dots\dots\dots (5.27)$$

また (5.21) 式から  $\Delta V_0$  を  $j$  の函数として求めることができる筈であるがわれわれは一般的には数値計算により graphically にこの解を求めることにする。special case として

$$\Delta V_0 + \Delta U_1 + \Delta U_2 \gg kT$$

の場合には

$$Y = -\log \frac{je^{\frac{U_1+W_1/2}{kT}}}{SX_1 \left( 1 + \frac{j}{S\xi} e^{\frac{U_1+W_1/2}{kT}} \right)} \dots\dots\dots (5.28)$$

とおけば

$$\Delta V_0 = \frac{3W}{2} - \frac{9Y^2}{32\kappa^2 l^2} - \sqrt{\left( \frac{3W}{2} - \frac{9Y^2}{32\kappa^2 l^2} \right)^2 + \frac{3W^3}{2\kappa l} (Y - 2W^{\frac{1}{2}} \kappa l)} \dots\dots\dots (5.29)$$

以上の結果を用いて求める整流の式はつきのごとくになる。

$$V = \Delta U_{b1} + \Delta U_1 + \Delta V_0 + \Delta U_2 + \Delta U_{b2} \dots\dots\dots (5.30)$$

(C)  $V < 0$ ,  $\Delta V_0 - V_0 > 0$  で物理堰層の影響を考える必要のある場合

この場合は前の(B)の場合と全く同様に論じられる筈であるが、逆方向に比較的小さな電圧を掛けたのであるから整流器に流れる電流が小さく、したがって半導体の基体の抵抗を一応無視しうるであろう。したがってこの場合の整流の式としては (5.20), (5.21), (5.22) を考えればよいことになる。ただし (5.21) 式については少し考察を加える必要がある。それは  $\Delta U_2$  の絶対値が次第に大きくなって行つたとき、熱力学的平衡状態においては第 7 図において(II)の  $p$  型半導体の導電帯にある電子の数は  $e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}}$  に比例して増加するであろうが今の場合導電帯に上つた電子のうち絶縁薄膜(III)を透過して

(II)の半導体から(I)の半導体に移つて行くものの数も次第に多くなつて行き、それに応じて(II)の  $p$  型半導体の充満帯  $B_{2F}$  またはその少し上の不純物準位から電子が供給される筈であるが  $W_2$  および  $W_2'$  の値のいかんによつては常温で充満帯または不純物準位から導電帯への遷移の確率があまり大きくなく、したがって電子の供給速度が不十分で定常状態において(II)の半導体から(I)の半導体へ絶縁薄膜を透過して移つて行く電子の数が(5.21)式のように  $e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}}$  にしたがって増加しない場合が当然考えられる ( $\Delta U_2 < 0$ )。したがって一般につきのように書く方がよいであろう。

$$j = SX_1 e^{-\frac{U_1+W_1/2}{kT}} \frac{\Delta U_1}{e^{\frac{\Delta U_1}{kT}}} \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} \right\} \times \left\{ 1 - e^{-\frac{\Delta V_0 + \Delta U_1}{kT}} f(\Delta U_2, T) \right\} \dots\dots\dots (5.21)'$$

ただし  $f(\Delta U_2, T)$  は  $\Delta U_2$  および  $T$  の適当な函数であり、 $\Delta U_2$  の負の領域において

$$\left. \begin{aligned} f(\Delta U_2, T) &\leq e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}} \\ -\frac{e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}}}{kT} &\leq \frac{\partial f}{\partial (\Delta U_2)} \leq 0 \\ \frac{\partial f}{\partial T} &\geq 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5.31)$$

なる関係がある。(5.21)式は (5.21)' 式の special case で極端の場合であるが他の極端の場合として

$$f(\Delta U_2, T) = 1 \dots\dots\dots (5.32)$$

とすれば

$$j = SX_1 e^{-\frac{U_1+W_1/2}{kT}} \frac{\Delta U_1}{e^{\frac{\Delta U_1}{kT}}} \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} \right\} \times \left( 1 - e^{-\frac{\Delta V_0 + \Delta U_1}{kT}} \right) \dots\dots\dots (5.33)$$

セレン整流器の場合逆方向特性については取扱の簡単のため (5.33) 式を採用することにする。したがって電圧—電流の関係を表わす連立方程式としては (5.20), (5.33) および (5.22) の 3 式をとればよいことになる。これらを解くと前の(B)の場合と同様にして  $\Delta U_1$ ,  $\Delta U_2$  については (5.25), (5.26) が得られる。 $\Delta V_0$  についてはやはり数値計算により求める必要がある。special case として  $\Delta V_0 + \Delta U_1 \gg kT$  の場合には(B)の場合と同様にして (5.29) 式により  $\Delta V_0$  が与えられる。以上の結果を用いて整流作用の式はつきのごとくになる。

$$V = \Delta U_1 + \Delta V_0 + \Delta U_2 \dots\dots\dots (5.34)$$

(D)  $V < 0$ ,  $\Delta V_0 - V_0 < 0$  で物理堰層の影響が大きく表われる場合

これは整流器の hard flow の方向に比較的大きな電圧を掛けた場合であり、この場合も電流の絶対値はそれ程大きくないから半導体の基体の抵抗を無視することにする。この場合絶縁薄膜部における電流—電圧特性を考

えると左から右への電子流は (4.24) 式において  $U_1$  の代りに  $U_1 - \Delta U_1$  とおくことにより次式により与えられる。

$$I'_{12} = SX'_1 e^{-\frac{W_1/2 + U_1 + V_0}{kT}} \frac{\Delta V_0 + \Delta U_1}{e} e^{-\frac{\Delta U_1}{kT}} \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ (W - V_0 + \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} - (W - V_0)^{\frac{3}{2}} \right\}} \quad (5.35)$$

ただし

$$X'_1 = \frac{32e N_1^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2\pi m k T}{h^6} \right)^{\frac{1}{4}} (W + \Delta)^{\frac{1}{2}} h'^{\frac{1}{2}} (h' - g' \Delta)^{\frac{1}{2}}}{g'^2 W (W - V_0)^{\frac{1}{2}}} \dots \dots \dots (5.36)$$

$\Delta, h', g'$  はそれぞれ (4.20), (4.25) および (4.26) の諸式により与えられている。つぎに右から左への電子流については (4.27) および (4.9) 式における  $U_2$  の代りに  $U_2 - \Delta U_2$  とおくことにより一応次式がえられる。

$$I'_{21} = SX'_2 e^{-\frac{W'_2 - U_2 - W_2/2}{kT}} \frac{\Delta U_2}{e} e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}} \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ (W - V_0 + \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} - (W - V_0)^{\frac{3}{2}} \right\}} \quad (5.37)$$

ただし

$$X'_2 = \frac{32e (2\pi m k T)^{\frac{7}{4}} (W + \Delta)^{\frac{1}{2}} h'^{\frac{1}{2}} (h' - g' \Delta)^{\frac{1}{2}}}{h^{\frac{9}{2}} N_2^{\frac{1}{2}} g'^2 (W - V_0)^{\frac{1}{2}} W} \dots \dots \dots (5.38)$$

しかし [V] (2) (C) の (5.21)' 式について考えたと同様な理由により (5.37) 式中の  $e^{-\frac{\Delta U_2}{kT}}$  の項は一般に  $f(\Delta U_2, T)$  の形に表わす方が合理的であり、セレン整流器においては簡単のため (5.32) の仮定をおくことにすれば (5.37) 式はつぎのようになる。

$$I'_{12} = SX'_2 e^{-\frac{W'_2 - U_2 - W_2/2}{kT}} \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ (W - V_0 + \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} - (W - V_0)^{\frac{3}{2}} \right\}} \quad (5.37)'$$

(5.35), (5.37)' 式を用いて

$$j = I'_{12} - I'_{21} \dots \dots \dots (5.39)$$

ただし (5.17) の関係から直ちに次式が得られる。

$$X'_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2}{kT}} = X'_2 e^{-\frac{W'_2 - U_2 - W_2/2 - V_0}{kT}} \quad (5.40)$$

この関係を用いれば (5.39) 式はつぎのような形になる。

$$j = SX'_1 e^{-\frac{U_1 + W_1/2 + V_0}{kT}} \frac{\Delta U_1 + \Delta V_0}{e} \left( 1 - e^{-\frac{\Delta U_1 + \Delta V_0}{kT}} \right) \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \left\{ (W - V_0 + \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} - (W - V_0)^{\frac{3}{2}} \right\}} \quad (5.41)$$

(5.41) 式は  $\Delta V_0 = V_0$  の場合にはもちろん (5.33) 式と一致する。なおこの場合比較的高い逆電圧を印加した場合には鏡像力の影響を考える必要がある。第7図において (I) および (II) の半導体による物理堰層の整流作用に対して鏡像力の影響を考えることにする。第7図の場合において (I) (II) (III) なる媒質の誘電率をそれぞれ  $K_1,$

$K_2, K_3$  とすれば後述するように (I) なる媒質中には相当に多くの自由電子が含まれていると考えられるから導体におけると同様にして  $K_1 \rightarrow \infty$  と仮定するともちろん  $K_1 > K_2, K_1 > K_3$  であるから (I) の媒質中の物理堰層に対しては Mott が考えているような image force の影響<sup>(3)</sup>を考える必要はない。

(II) の媒質中において (II) と (III) の境界面から  $x$  なる距離に  $e$  なる電荷を置いた場合の image force による potential energy は一般につきのようになる。

$$\varphi = -\frac{K_3 - K_2}{4(K_3 + K_2)K_2} \frac{e^2}{x} - \frac{K_3(K_1 - K_3)}{(K_1 + K_3)(K_3 + K_2)^2} \times \left\{ \frac{e^2}{l+x} - \frac{(K_3 - K_2)(K_1 - K_3)}{(K_3 + K_2)(K_1 + K_3)} \frac{e^2}{2l+x} + \dots \right\} \dots \dots \dots (5.42)$$

今の場合第7図において  $l$  は  $10^{-7}$  cm の桁の大きさであり、image force が比較的大きな影響を与える  $x$  の範囲もこの order の大きさである。この場合印加電圧すなわち物理堰層のポテンシャル障壁の形に比較的敏感に依存してその障壁の高さが変化するためには  $K_3 \geq K_2$  であることを要する。後述するようにわれわれのセレン整流器についての実験結果を説明するためには、この image force の影響が相当に大きいと仮定した方が都合である。そのためには  $K_3 > K_2$  と仮定することが必要である。さらにまたわれわれは簡単のために  $K_3 \gg K_2$  として計算を進めることにする。同時に  $K_1 \rightarrow \infty$  を考慮すれば (5.42) 式はつぎのようになる。

$$\varphi = -\frac{e^2}{4K_2 x} \dots \dots \dots (5.42)'$$

image force によるポテンシャル障壁低下の現象は、第7図の絶縁薄膜 (III) と半導体 (II) との接触部における半導体中の物理堰層尖端部の電場の強さに大きく影響される。今の場合上記物理堰層尖端部の電場の強さは Schottky 型の堰層 (境界面から半導体内部に向つてポテンシャルエネルギーが位置の二次函数として減少する) の場合は Mott 型の堰層 (境界面から半導体内部に向つてポテンシャルエネルギーが位置の一次函数として減少する) の場合に比して丁度2倍の強さを有する。われわれは上記境界面近傍においては半導体(II)中にMott型の場合の2倍の大きさの様な電場が存在するとして Mott の場合<sup>(3)</sup>と同様にして image force の影響によるポテンシャル障壁の低下を考えると (5.5) 式の代りに次式が得られる。

$$j = S\zeta e^{-\frac{U_2 + W_2/2}{kT}} \frac{\sqrt{2} e \{ \sqrt{U_2 - \Delta U_2} - \sqrt{U_2} \}}{e} \frac{\Delta U_2}{kT \nu_{\kappa 2} l^2} \times (e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots \dots \dots (5.43)$$

したがつてこの場合には電圧—電流の関係を表わす連立方程式として (5.20), (5.41) および (5.43) の3式を

とればよい。前の場合と同様にして  $\Delta U_1$  は  $j$  の函数として (5.20) 式から求められる。その結果を用い (5.41) 式を数値計算により解いて  $\Delta V_0$  を  $j$  の函数として求めることができる。また  $\Delta U_2$  は (5.43) をを数値計算により解いて  $j$  の函数として求めることができるであろう。これらの結果を用い (5.34) 式により電圧—電流の関係を求めることができる。以上によりセレン整流器につき印加電圧の全領域についての整流作用に関する式を導いたことになる。

〔VI〕 理論と実験との比較

(1) 実 験

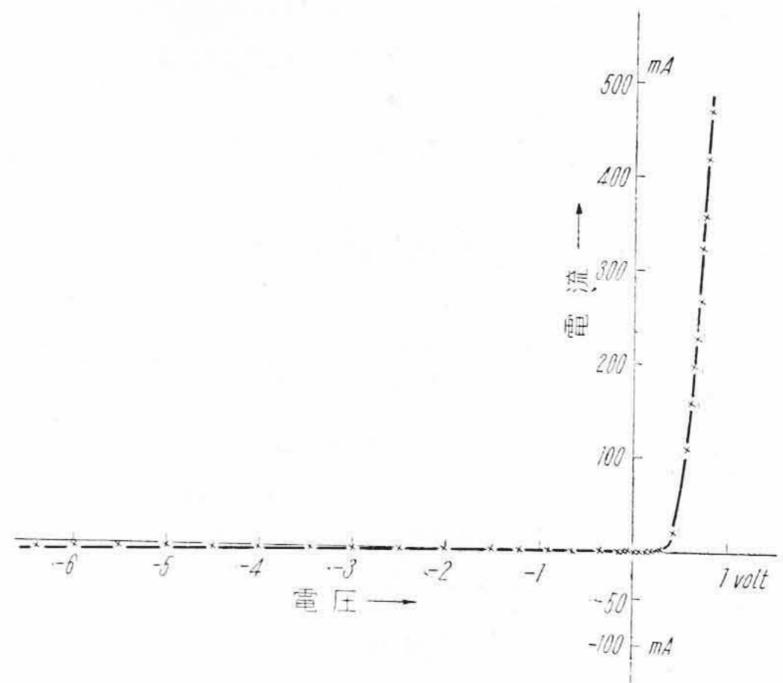
整流器をつくる原料としては、真空蒸溜により数回精製して分光分析的に純粋なセレンを用いた。サンドブラストにより粗面化した鉄板にニッケルメッキした直径 45mm の基板を 300°C 近傍に加熱しておき、これに熔融状態の上記セレンを短時間に噴霧して塗布した。この際酸化の影響を防ぐため基板の加熱およびセレンの噴霧はすべて窒素雰囲気中で行った。また普通行われているようにセレンにハロゲンなどの微量不純物を加えて、その電気伝導度を上げることは行わなかつた。これは純セレンの特性を知るためである。ついでセレン面に一様な機械的圧力を掛けながら 120°C 近傍で数時間の第一熱処理を行い、さらに空気中で 210°C 近傍で 1 時間前後の第二熱処理を行った後、メタリコンにより Wood の合金をセレン面に噴きつけた。この際セレン整流器の逆耐電圧を上げるための第 2 の物質はなんら添加していない。この整流板に逆方向の電圧を数時間かけて、いわゆる電気化成を行つてからつぎの静特性の測定を行つたものである。同じようにしてつくつた十数枚のセレン整流器はある程度のばらつきはあるが大體相似の特性を示しており、それらの中の代表的なものの静特性を第 16 図に示す。

(2) 整流式の簡素化

実際のセレン整流器においてはセレン化物 (たとえば CdSe) の  $10^{-4}$ cm 程度の薄層が Wood の合金と直接々触しており、かつ実際の使用状態においては堰層近傍は相当に高温になるであろうから CdSe 層中に Cd が過剰に拡散して第 3 図 (2), (3) に示すような電気伝導度の大きい状態にあると考えてよいであろう。そうすれば CdSe の方が Se よりもはるかに電気伝導度の大きいことはあきらかである。このような場合には CdSe 中には Se 中におけるよりも単位体積当りの不純物準位の数をはるかに多いと考えられるから (5.10) 式により

$$U_2 \gg U_1 \dots\dots\dots (6.1)$$

すなわち CdSe 中には実質的に物理堰層が存在しないと



第 16 図 セレン整流器の静特性  
Fig. 16. Direct Current Characteristics of Selenium Rectifier

考えることにする。同時にまた CdSe 層の基体内部における抵抗も無視して取扱うことにする。したがつて〔V〕に述べた諸式において

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= 0 \\ \Delta U_1 &= 0 \\ R_{b1} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.2)$$

(6.2) によれば実際のセレン整流器の整流作用の式はつぎのようになる。

(A)  $V \geq 0$  の場合

(5.19) および (5.20) 式は今の場合考える必要なく、(5.21) ~ (5.23) 式はつぎのように簡素化される。

$$j = S X_1 e^{-\frac{W_1}{2kT} - \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \times (1 - e^{-\frac{\Delta V_0 + \Delta U_2}{kT}}) \dots\dots\dots (6.3)$$

$$= S \zeta e^{-\frac{U_2 + W_2/2}{kT} - \frac{\Delta U_2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots\dots\dots (6.4)$$

$$= \frac{\Delta U_{b2}}{R_{b2}} \dots\dots\dots (6.5)$$

$$V = \Delta V_0 + \Delta U_2 + \Delta U_{b2} \dots\dots\dots (6.6)$$

たゞし

$$X_1 = \frac{32e N_1^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{1}{4}} (W - \Delta V_0)^{\frac{1}{2}} (h + g\Delta)^{\frac{1}{2}} h^{\frac{1}{2}}}{g^2 W^{\frac{1}{2}} (W - V_0)} \dots\dots\dots (5.13)$$

$$h = \frac{1 - g\Delta + \sqrt{1 + g^2 \Delta^2}}{2} \dots\dots\dots (5.18)$$

$$g = \frac{1}{kT} - \frac{2\kappa l}{\Delta V_0} \{W^{\frac{1}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{1}{2}}\} \dots\dots\dots (4.19)$$

$$\Delta = \Delta V_0 - V_0$$

$$\zeta = 2ev_2 N_2^{\frac{1}{2}} \left( \frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{\frac{3}{4}} \left\{ \frac{(U_2 - \Delta U_2) 8\pi N_2}{K_2} \right\}^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (5.6)$$

(B)  $0 > V, 0 \geq \Delta V_0 \geq V_0$  の場合

(5.33) 式はつぎのように簡素化される。

$$j = S X_1 e^{-\frac{W_1}{2kT} - \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{W^{\frac{3}{2}} - (W - \Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \times (1 - e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}}) \dots (6.7)$$

$$= S \zeta e^{-\frac{\Delta U_2 + W_2/2}{kT}} (e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots (6.4)$$

$$V = \Delta V_0 + \Delta U_2 \dots (6.8)$$

(C)  $0 > V, \Delta V_0 < V_0 < 0$  の場合

(5.41) 式を簡素化してつぎの連立方程式がえられる。

$$j = S X_1 e^{-\frac{V_0 + W_1/2}{kT} - \frac{4\kappa l}{3\Delta V_0} \{(W - V_0 + \Delta V_0)^{\frac{3}{2}} - (W - V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \times (e^{\frac{\Delta V_0}{kT}} - 1) \dots (6.9)$$

$$= S \zeta e^{-\frac{U_2 + W_2/2}{kT}} \frac{e^{\frac{\sqrt{2}e^{\sqrt{U_2 - \Delta U_2}} - \sqrt{U_2}}{kT \sqrt{\kappa_2 l_2}}}}{e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1} \dots (5.43)$$

ただし

$$l_2 = \sqrt{\frac{K_2(U_2 - \Delta U_2)}{2\pi e^2 N_2}} \dots (6.10)$$

$$V = \Delta V_0 + \Delta U_2 \dots (6.8)$$

以上(A)(B)(C)の場合につき理論と実験とを比較検討してみることにする。

(3) 諸常数の値

第7図において (I) の CdSe の活性化エネルギーについては第3図 (本誌 Vol. 36 No. 9 p. 11 参照) および (2.3) 式よりつぎの値を採る。

$$\frac{W_1}{2} = 0.044 eV \dots (6.11)$$

第3図の傾斜の小さい部分は CdSe が不純物半導体としての特性を示す場合に相当しており、常温においてはこの場合の値を採用している。ただし比較的高温においては CdSe は次第に真性半導体的特性に接近して行くからこの  $\frac{W_1}{2}$  の値はさらに大きくなるであろう。

つぎにセレンの活性化エネルギーについてはつぎの値を採用することにする<sup>(13)(14)(15)</sup>。

$$\frac{W_2}{2} = 0.12 eV \dots (6.12)$$

つぎの値も文献の値をそのまま採用する。

$$v_2 = 2 \text{ cm}^2/\text{s-volt}^{(15)*} \dots (6.13)$$

\* セレン中の正孔の mobility については多くの研究者により非常に広範囲の値が得られている。ここに採用した値はそのうちのひとつで上の参考文献の他にこれに近い値を F. Eckart and A. Kittel (Natur Wiss 29 371 (1941)) が得ている。その他に K.W. Plessner (Proc. Phys. Soc. 64 671 (1951)) および H.W. Henkels (J. Appl. Phys. 22 916 (1951)) は  $10^{-1} \text{ cm}^2/\text{s-V}$  の order の値を得ている。また H.W. Henkels and J. Maczuk (J. Appl. Phys. 24 1056 (1953)) によれば今までに得られている  $v_2$  の最大値は  $20 \text{ cm}^2/\text{s-volt}$  である。

$$K_2 = 6.13^{(25)} \dots (6.14)$$

なお CdSe 層には実質的に電圧が掛らないと考えるから  $K_1, v_1$  についてはべつに考慮する必要はない。つぎの値は実測による。

$$S = 13.57 \text{ cm}^2 \dots (6.15)$$

(4) 第一近似計算

絶縁薄膜の電気的性質に主として影響する常数はポテンシャル障壁の高さ  $W$  とその厚さ  $l$  であることは前述の (6.3), (6.7) および (6.9) 式を見ればあきらかである。 $V_0, N_1$  なる常数は前記の量に比較すれば二義的な重要性しか持っていない。

つぎに物理堰層の電気的性質は (6.4), (5.43) および (6.10) 式からあきらかなように主として  $U_2$  および  $N_2$  なる常数により左右される。これらの諸常数を適当に決定すれば実験値と理論値とがどの程度にまでよく一致するかを検討することにする。

まず  $V_0, N_0$  については一応つぎの値を仮定することにする。

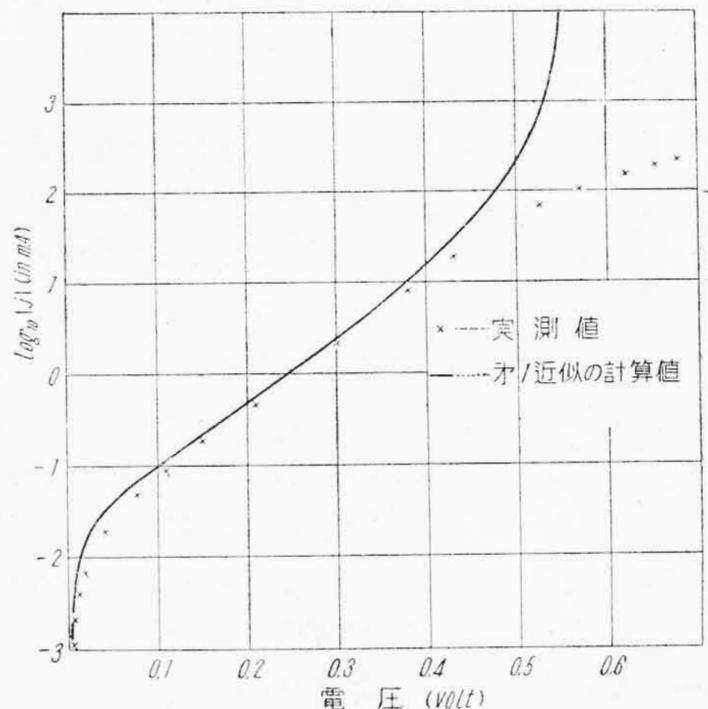
$$\left. \begin{aligned} V_0 &= -0.1 eV \\ N_1 &= 3.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \right\} \dots (6.16)$$

絶縁薄膜の影響は正方向特性に比較的大きく現われ、逆方向特性には物理堰層の影響が大きく現われると仮定して近似計算を行うことにする。

正方向の電圧—電流の関係を第17図に示す。中位の電流領域すなわち図において  $0.1 \sim 0.4 \text{ volt}$  の範囲内においてはよく知られているように

$$j \propto e^{eV} \dots (6.17)$$

の関係がある。第一近似としては上記電圧領域においては一応物理堰層およびセレンの基体自身の抵抗の影響を



第17図 正方向の電圧—電流特性の第1近似計算結果  
Fig.17. Results of the First Approximate Calculation of Forward Characteristics

無視して絶縁薄膜の影響のみによつてこのような特性が現われるものとして第17図の直線部分に対して(6.3)式において  $\Delta U_2=0, \Delta V_0=V$  としてこの式がなるべくよく第17図の実験結果に一致するように絶縁薄膜の厚さ  $l$  およびそのポテンシャル障壁の高さ  $W$  の値を決定することにする。このようにして数値計算によりつぎの値をえた。

$$\left. \begin{aligned} l &= 3.647 \times 10^{-7} \text{ cm} \\ W &= 0.5957 eV \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.18)$$

(6.16) および (6.18) 式の数値を用いて (6.3) 式(ただしこの場合  $\Delta U_2=0, \Delta V_0=V$  とおく) により電圧-電流特性を計算した結果を第17図に同時に示してある。

つぎに逆方向特性につき考察することにする。実験結果を第18図に示す。逆方向については  $0 \geq \Delta V_0 \geq V_0$  の場合には (6.7), (6.4) および (6.8) 式の組が  $\Delta V_0 < V_0$  の場合に対しては (6.9), (5.43) および (6.8) 式の組が成立する。第1近似として (6.16) および (6.18) 式で与えられる数値を用いて (6.7) および (6.9) 式により絶縁薄膜による逆方向の電圧-電流特性を計算により求める。その結果を第18図に同時に示してある。第18図の(1)の曲線は  $(\Delta V_0 + \Delta U_2) - \log_{10} j$  の関係であるから(1), (2)の曲線から  $\Delta U_2 - \log_{10} j$  の関係を求めることができる。このようにして求めた結果を第18図の(3)の曲線で示してある。つぎに (6.4) および (5.43) 式を用いて第18図(3)の曲線で表わされる関係になるべく一致するように  $U_2, N_2$  の値を決定すると

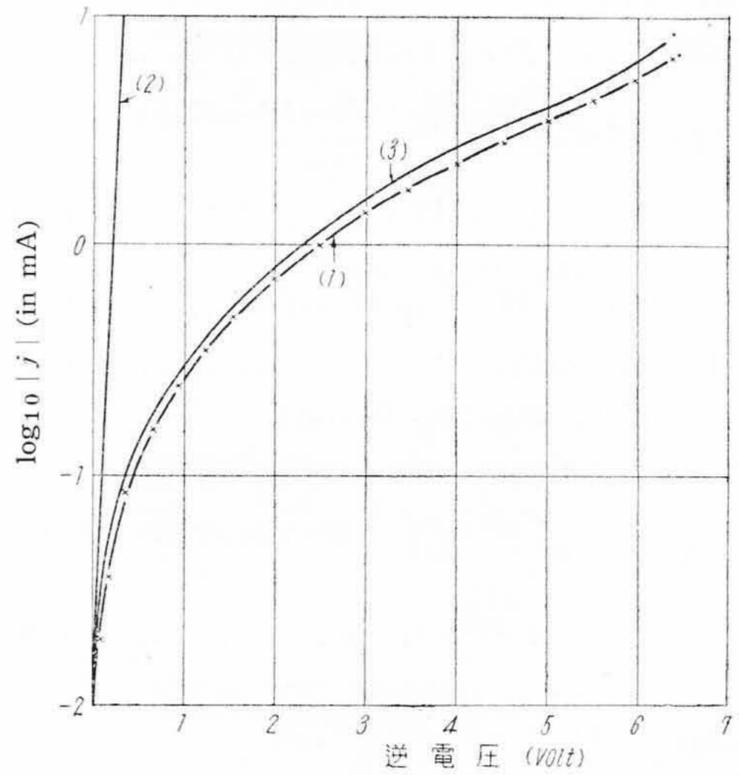
$$\left. \begin{aligned} U_2 &= 0.503 eV \\ N_2 &= 8.17 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.19)$$

がえられる。(6.19)式の値を用いて(6.4)および(5.43)式により  $\Delta U_2 - \log_{10} j$  の逆方向特性を計算した結果を第19図の曲線で同時に示してある。

(5) 第2近似計算

[VI](4)の第1近似計算を行うに際しては正方向の中位の電流領域に対して物理堰層および基体自身の抵抗を無視し、絶縁薄膜の影響のみに着目してセレン整流器の電圧-電流特性を考察した。第2近似においては正方向の中位の電流領域 ( $0.1 \text{ volt} \leq V \leq 0.4 \text{ volt}$ ) について物理堰層および絶縁薄膜の両方の影響を同時に考えることにする。しかして物理堰層の影響については(6.19)で与えられている  $N_2, U_2$  の値を用いて  $\Delta U_2 - j$  の関係を(6.4)により計算することにする。その結果を第20図(2)に示す。同図(1)に  $V - j$  の実験結果を示してある。

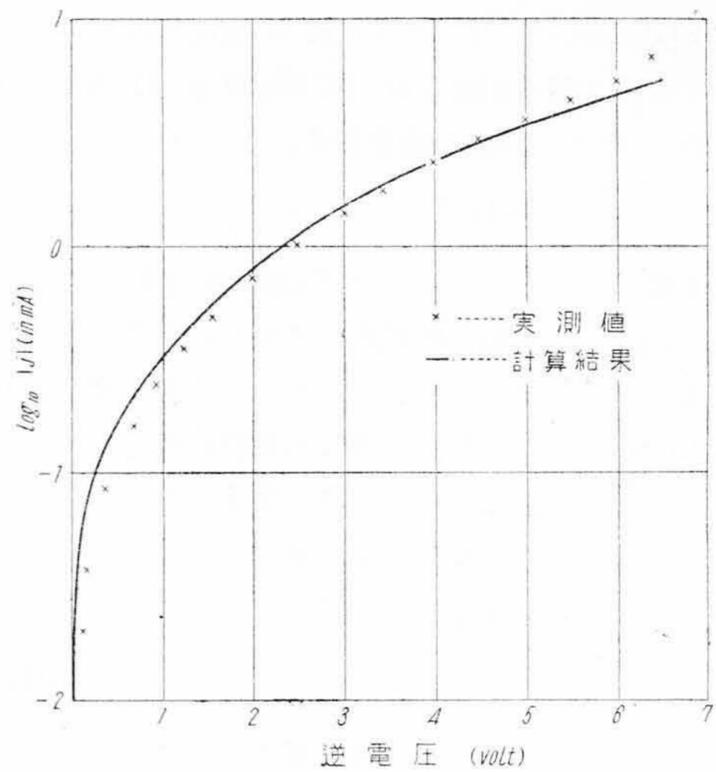
(6.6)式を用いれば上記曲線(1)および(2)から  $\Delta V_0 + \Delta V_b - j$  の関係を容易に求めることができる。この結果を第20図に同時に示してある。つぎに(6.3)式を用い  $0.1 \text{ volt} \leq V \leq 0.4 \text{ volt}$  の範囲内で計算値と実験値とが



第18図 逆方向特性の第1近似計算において実測値から求めた  $\Delta U_2 - j$  の関係

- (1) 実 測 値
- (2) 第1近似計算により求めた  $\Delta V_0 - \log_{10} j$  の関係
- (3) (1), (2) より求めた  $\Delta U_2 - \log_{10} j$  の関係

Fig. 18.  $\Delta U_2 - j$  Reverse Character Obtained from Experiments and the First Approximate Calculations

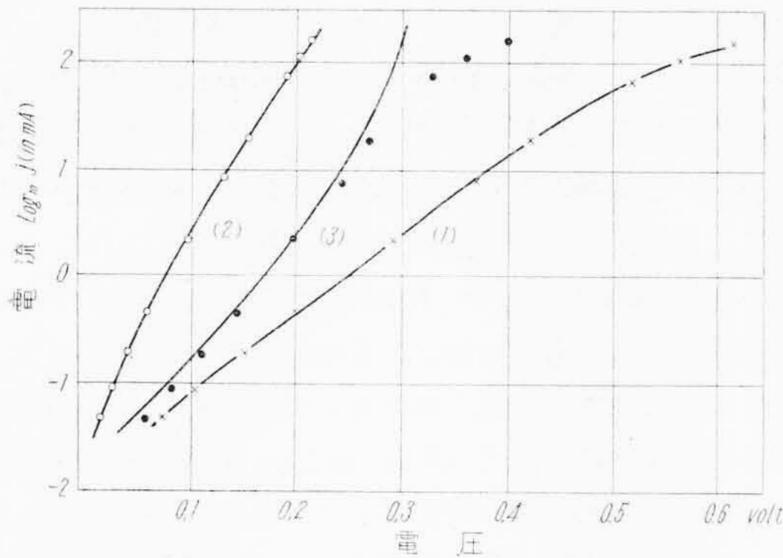


第19図 第1近似計算値と実測値との比較

Fig. 19. Comparison between the First Approximate Calculations and Experiments

なるべくよく一致するように  $W, l$  の常数值をもう一回決定し直すことにする。しかして数値計算の結果つぎの値をえた。

$$\left. \begin{aligned} W &= 0.493 eV \\ l &= 4.175 \times 10^{-7} \text{ cm} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6.20)$$



第20図 正方向の中位の電流領域における第2次近似計算  
 (1)  $V-\log_{10} j$  曲線(実験値)  
 (2)  $\Delta U_2-\log_{10} j$  曲線(計算値)  
 ●...  $\Delta V_0+\Delta V_b-\log_{10} j$  曲線 (上記2曲線の差を求めたもの)  
 (3)  $\Delta V_0-\log_{10} j$  の計算値

Fig.20. Results of the Second Approximation Characteristics in the Medium Current Region

このようにして決定した常数の値を用いて (6.3) 式により  $\Delta V_0-j$  の関係を計算した結果を第20図 (3) に示してある。つぎに正方向に比較的大きな電流が流れて半導体の基体の抵抗が無視しえない場合について考察してみることにする。第16図の実験結果と (6.19) 式の常数值を用い (6.4) 式により計算した第20図 (2) 曲線の  $\Delta U_2-\log_{10} j$  の関係と (6.20) 式の常数值を用い (6.3) 式により計算した。第20図 (3) 曲線の  $\Delta V_0-\log_{10} j$  の関係とから (6.6) 式により  $\Delta U_{b2}-j$  の関係を求めることは容易である。それらを第21図に示す。この関係はあきらかに linear である。(6.5) 式により  $R_{b2}$  の値を第21図 (4) の曲線から決定することができる。

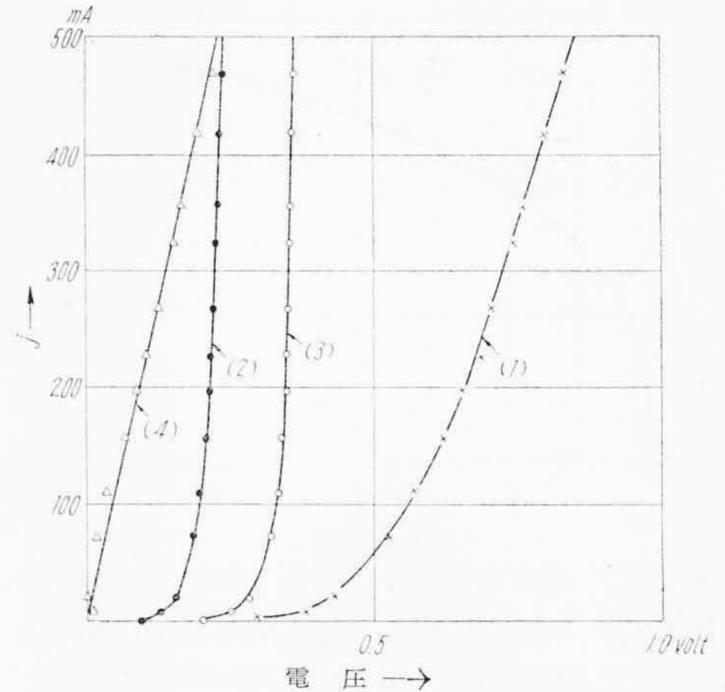
$$R_{b2}=0.5975\Omega \dots\dots\dots (6.21)$$

かくしてわれわれは第2近似の常数值として (6.19) ~ (6.21) 式の結果を採用することにする。

(6) 理論と実験との比較

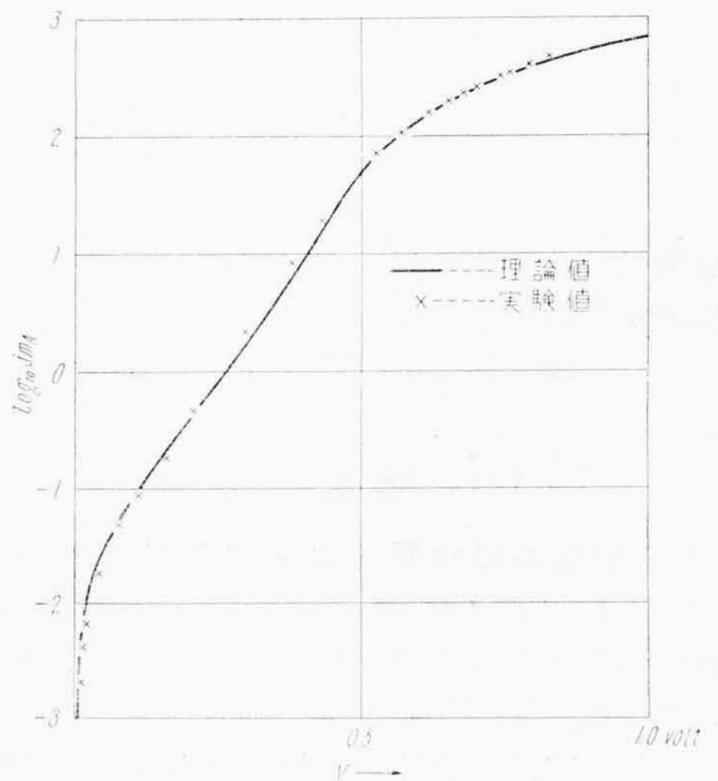
前記の第2近似計算により求めた (6.19) ~ (6.21) の諸式により与えられる常数值を用いて [V] に導いた整流理論式と実験結果とを比較してみることにする。すなわち  $V \geq 0$  の場合については (6.3) ~ (6.6) 式を用い、 $0 > \Delta V_0 \geq V_0$  の場合については (6.7), (6.4) および (6.8) 式、 $\Delta V_0 < V_0$  の場合については (6.9), (5.43), (6.10) および (6.8) 式を用いて計算を行うことにする。正方向の全電圧領域についての電圧-電流特性を比較対照して第22図に示す。

つぎに逆方向の全電圧領域についての電圧-電流特性を比較対照した結果を第23図 (次頁参照) に示す。つぎに



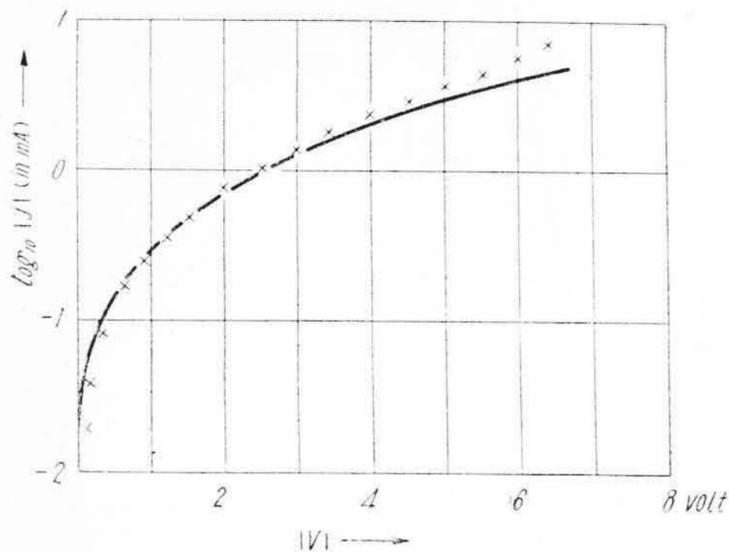
第21図 正方向の大電流領域における常数の決定  
 (1)  $V-j$  特性(実験値)  
 (2)  $\Delta U_2-j$  特性(計算値)  
 (3)  $\Delta V_0-j$  特性(計算値)  
 (4) (1), (2), (3) から求めた  $\Delta U_{b2}-j$  特性

Fig.21. Process of the Determination of the Constant  $R_{b2}$

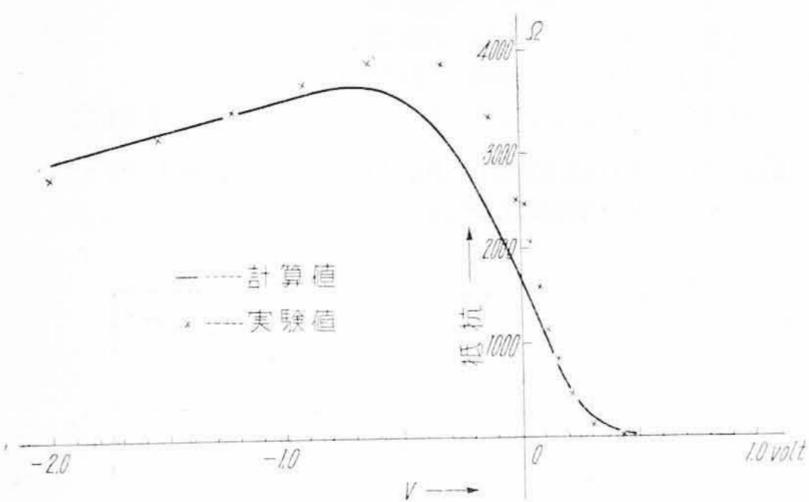


第22図 正方向特性の実験値と理論値との比較  
 Fig.22. Comparison between Experiments and Calculations about the Forward Characters

印加電圧がきわめて小さい場合の静特性については電圧-電流特性よりもむしろ電圧-抵抗特性の方が検討に便利であろう。第24図 (次頁参照) に微小印加電圧領域における電圧-抵抗特性を示す。比較的大きな印加電圧領域で決定した常数を用いて計算した結果が微小電圧領域でも実験結果とあまりひどい喰違いを示していない。以上により常数を適当に決定すればわれわれの導いた式による計算値と実測値とがセレン整流器の全印加電圧領域にわたって比較的良好一致することがわかる。



第 23 図 逆方向特性の実験値と理論値との比較  
 Fig. 23. Comparison between Experiments and Calculations about the Reverse Characteristics



第 24 図 微小印加電圧領域の電圧—抵抗特性  
 Fig. 24. Voltage—Resistance Character in a Small Applied Voltage Region

[VII] 結果の検討

(1) 中位の印加電圧に対する正方向特性

前述のセレン整流器の整流理論の特長は  $10^{-7}$  cm の order の厚さの絶縁薄膜とセレン層中の物理堰層とが共存して整流作用に関与していると考えた点である。このように考えると中位の印加電圧に対する正方向特性を (1.2) 式の形で表わした場合に  $\epsilon$  なる常数が常温において  $40 \text{ volt}^{-1}$  近傍の値よりも相当小さくなることを無理なく説明できる。たゞし  $n$  型半導体のセレン化物から  $p$  型半導体のセレン中への電子の injection を考えると絶縁薄膜による整流方向は [I] (1) で述べた Wilson の理論の場合とは異り第 7 図の  $V_0$  なる量の符号のいかんにより  $n$  型半導体から  $p$  型半導体に電流が流れる場合およびその逆の場合のいずれが整流作用の正方向になることも可能であり、上記の  $\epsilon$  の値を説明するためにこの絶縁薄膜の整流方向はかならずしも致命的な大きな影響を与えるものでないことはすでに [II] (5) で述べた通りである。

なおこの場合もし絶縁薄膜を無限に薄いものと考えて

その影響のない場合についてはすでに [V] (2) において述べたように (6.3), (6.7) および (6.9) 式の影響はむしろ無視しえる程度に小になり、その代りに  $p$  型半導体のセレン中に射入された熱平衡に達しない伝導電子の拡散による抵抗を考える必要があるであろう。これについては Shockley の  $p-n$  Junction の整流作用についての理論に準じて考察を加えるであろう<sup>(24)</sup>。これについてはこゝではあまり深く触れないことにするが、この場合には大雑把に考えて (6.3) および (6.4) 式の代りにつぎのような形の式を考えることが必要になるであろうことは前述の Shockley の論文より一応想像されることである。

$$j = Z(e^{\frac{\Delta U_2}{kT}} - 1) \dots\dots\dots (7.1)$$

したがつてこの場合には中位の正方向の印加電圧に対して (1.2) 式の  $\epsilon$  なる量が常温において  $40 \text{ volt}^{-1}$  近傍の値よりも相当小さくなることを説明することはかなり困難なように思われる。なお Banbury によれば injecting point contact を有する検波器の正方向特性に関しもし (1) 正方向電流がすべて injected minority carriers (今の場合ならばセレン中の電子) により運ばれ、(2) かつこの半導体中に inject された過剰の minority carriers が再結合により、消失しないと仮定すれば正方向の比較的大電流の場合には  $j \propto e^{\frac{\Delta U_2}{2kT}}$  なる形で表わされて (1.2) 式の  $\epsilon$  の値が常温で  $20 \text{ volt}^{-1}$  近傍の値まで低下しえることを述べている<sup>(26)</sup>。しかし上述の仮定は少なくともセレン整流器の場合には成立しそうに思えない。セレン中に inject された過剰電子の mobility および寿命は相当に小さいと考えられるからである。過剰電子の再結合を考慮すれば、この場合の取扱および結果はむしろ上述の Shockley の  $p-n$  Junction の理論<sup>(24)</sup> に近づき (7.1) 式に近い式が与えられるべきものと思われる。

(2) 微小電圧領域について

微小電圧領域については [I] (2) で述べたように第 1 図(本誌 Vol. 36 No. 9 p. 10 参照)において逆方向抵抗の最大値  $R_0$  と  $V=0$  の場合の抵抗値  $R_A$  との比に注目して検討してみることにする。Schottky の理論によればたとえ image force の影響を考慮しても常温においては 10 またはそれ以上の値になるに對しわれわれのセレン整流器についての実験結果はこれが 2 近傍の値をとることを示している。

われわれの式による計算結果は第 24 図に示すようにこの点に関してもあまり大きな喰違いのないことを示している。 $V=0$  近傍における計算値と実験値の一致は第 24 図に示すようにかならずしも十分ではないが一応満足すべきものと考えている。

## (3) 逆方向の大電圧領域について

逆方向の大電圧領域については第23図に示すように印加電圧が大になるにしたがつてその電流値は実測値の方が計算値よりも大きくなって行く傾向があるがこれは Zener 効果<sup>(27)</sup> または発熱効果によるものであらうと考えている。

## (4) セレンの禁止帯域幅について

最後に第7図(a)において  $\frac{W_1}{2}$ ,  $\frac{W_2}{2}$ ,  $V_0$ ,  $U_2$  などの値としてそれぞれ(6・11), (6・12), (6・16)および(6・19)式の値を採用すればセレンの禁止帯域幅  $W'_2$  についてはつぎの関係がある。

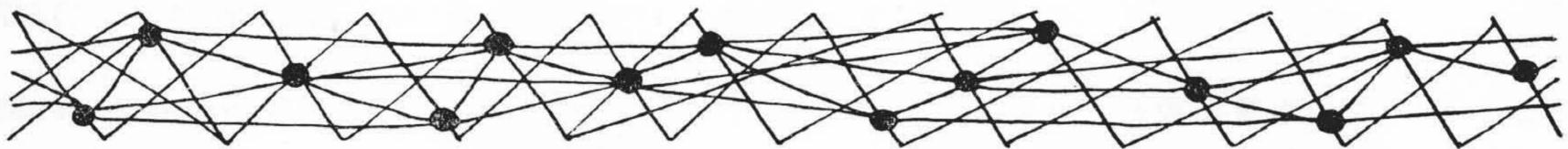
$$W'_2 = U_2 + V_0 + \frac{W_1}{2} + \frac{W_2}{2} \\ = 0.567 eV \dots \dots \dots (7 \cdot 2)$$

しかるにこの  $W'_2$  の値は普通光学的な吸収または液状セレンの電気伝導度の温度変化の測定により  $2eV$  近傍のものが与えられている<sup>(28)</sup>。それに対し(7・2)の値はあまりに小さすぎるようであるが、文献によれば赤外部に小さい吸収の山があることが知られている<sup>(29)(30)</sup>。すなわちセレン整流器においては主要な導電帯の他にさらにそれよりも低い位置にべつのエネルギー準位があることが想像される。この場合の  $0.567 eV$  の禁止帯域はこのようなエネルギー準位と充満帯とのエネルギー幅に相当するものと考えべきかも知れない。この場合第7図の  $B_{2c}$  なるエネルギー帯は普通常識的に使用されている導電帯とはべつの意味に解釈すべきであろう。あるいはまたセレンのような複雑な格子構造<sup>(31)</sup>を有する結晶に対し、単純な帯域模型をあてはめて考えることが無理なのかも知れない。たゞいづれにしてもこの場合第7図において  $B_{2F}$  から  $B_{2c}$  への電子の遷移確率は相当に小さいことは間違ない。これは(5・32)式の妥当性に対する一つの傍証になるものと考えらる。

最後に本研究を指導して頂いた日立製作所中央研究所菊田博士、浜田博士および湯本博士に感謝の意を表すものである。また実験につき協力して頂いた河島茂氏に深く感謝する。

## 参 考 文 献

- (1) A. H. Wilson: Proc. Roy. Soc. (A) 136 487 (1932)
- (2) L. Nordheim: Zeits. f. Phys. 75 434 (1932)
- (3) N.F. Mott: Proc. Roy. Soc. (A) 171 27 (1939)
- (4) W. Schottky: Zeits. f. Phys. 118 539 (1942)
- (5) H.C. Torrey and C.A. Whitmer: Crystal Rectifiers (1948)
- (6) M. Tomono: J. Phys. Soc. Jap. 8 477 (1953)
- (7) J. Yamaguchi and S. Katayama: J. Phys. Soc. Jap. 5 385 (1950)
- (8) S. Poganski: Zeits. f. Elektrochem. 56 193 (1952)
- (9) W. P. Juse and B.W. Kurtschatow: Phys. Zeits. d. Sow 2 453 (1933)
- (10) F. Eckart and B. Gudden: Naturw. 29 575 (1941)
- (11) 小谷: 電気学会雑誌 72 99 (1952)
- (12) S. Poganski: Zeits. f. Phys. 134 469 (1953)
- (13) K.W. Plessner: Proc. Phys. Soc. (B) 64 671 (1951)
- (14) H.W. Henkels: J. Appl. Phys. 22 916 (1951)
- (15) 上田, 常盤, 池田: 物性論研究 31号 85, 34号 37 (1950)
- (16) W.E. Blackburn: J. Appl. Phys. 19 51 (1948)
- (17) H. H. Hall, J. Bardeen and G.L. Pearson: Phys. Rev. 84 129 (1951)
- (18) J. Bardeen: Phys. Rev. 75 1777 (1949)
- (19) J.W. Mellor: A Comprehensive Treatise on Inorganic and Theoretical Chemistry X p. 777
- (20) W. Shockley, G.L. Pearson and J.R. Haynes: Bell System Techn. J. 28 344 (1949)
- (21) R.H. Fowler and L. Nordheim: Proc. Roy. Soc. (A) 119 173 (1928)
- (22) R. Holm: J. Appl. Phys. 22 569 (1951)
- (23) National Bureau of Standards: Tables of Bessel Function of Fractional Order I, II (1948)
- (24) M. Tomono: 未発表
- (25) C.D. Hodgman: Handbook of Chemistry and Physics p. 1518
- (26) P.C. Banbury: Proc. Phys. Soc. (B) 66 833 (1953)
- (27) C. Zener: Proc. Roy. Soc. (A) 145 523 (1934)
- (28) 非常に多くの研究者により研究されているがたとえば下記の測定がある。  
M.A. Gilleo: J. Chem. Phys. 19 1291 (1951)  
J.J. Dowd: Proc. Phys. Soc. (B) 64 783 (1951)  
B. Lizell: J. Chem. Phys. 20 672 (1952)  
H.W. Henkels and J. Maczuk: J. Appl. Phys. 24 1056 (1953)
- (29) P.K. Weimer: Phys. Rev. 79 171 (1950)
- (30) J.J. Dowd: 上記(28)記載の論文
- (31) A. von Hippel: J. Chem. Phys. 16 372 (1948)



日立製作所社員社外講演一覧 (昭和29年7月分受付) (その1)

講演月日	主催	演題	所属	講演者
10/中旬	電気三学会	交流電源による直流電動機の定速運転	日立工場	藤木勝美
"	"	磁気増幅器を用いた自動燃焼制御装置	日立工場	吉岡孝幸
"	"	螢光放電管の複探心特性 (その一)	中央研究所	中村純之助
"	"	螢光放電管の複探心特性 (その二)	中央研究所	山根幹也
"	"	螢光放電灯の演色性に関する解析的検討	中央研究所	角野正夫
"	"	34.5kV 空気遮断器の遮断特性	日立研究所 日立研究所 日立工場	鴨志田 実郎 早瀬 俊哲 小林 哲郎
"	"	変圧器油安定度の実用試験結果 (第一報)	日立研究所	高橋治男
"	"	水素気中における直流機の整流特性	日立研究所	一木利信
"	"	H面H状分岐の結合度	戸塚工場	南野幸雄
"	"	VHF 反射型濾波器	戸塚工場	岡崎彰夫
"	"	焼結磁石を用いた有極継電器	戸塚工場	二見二郎
"	"	真空管特性のバラツキによる増幅利得の変動	中央研究所	高田昇平 高島 正三
"	"	陰極温度を光温計にて測定する場合の陽極	中央研究所	高田昇平 高島 正三
"	"	大容量発電機用HTD型自動電圧調整装置	日立研究所 国分分工場	小林 栄二 小広 吉秀 高
"	"	アナログ電気演算器に依る自動制御装置解析ならびに実験結果との比較	中央研究所 日立研究所	三浦 武雄 三前 川敏 明
"	"	アナログ電気演算器の試作と応用	中央研究所	三浦 武雄 沼倉 俊郎
"	"	自動周波調整装置について	四国電力株式会社 日立研究所 日立研究所 国分分工場	渡辺 兼雄 西堀 博二 小林 栄一 小平 善一郎
"	"	各種エナメル線の高温ワニスの影響	日立電線工場	間瀬 喜好 萩野 幸夫 矢田 孝
"	"	周波数帯域縮小式パルス波形増幅装置	日立電線工場	堀口二三男
"	"	珪素ゴムの老化特性	日立電線工場	庄司 博
"	"	発電所用主幹ケーブル電流不平衡 (続報)	日立電線工場	橋本博治
"	"	単心ケーブル電流測定用可撓C.T.	日立電線工場	小林 静雄
"	"	特殊星型クワッドケーブルの伝送特性	日立電線工場	八田 進
"	"	ポリエチレン電力ケーブルの熱的特性	日立電線工場	久本 方
"	"	610mm <sup>2</sup> ACSR (鋼心アルミ撚線) の交互伸び	日立電線工場	山本三郎
10/中旬	電気三学会	2 箇撚絶縁電線の静電容量	日立電線工場	萩原英二

(第64頁に続く)