U.D.C. 621.314.634

セレン整流器の整流作用について（その 1）

伴 野 正 美*

Study on the Rectification of the Selenium Rectifier (Part 1)

By Masami Tomono
Central Research Laboratory, Hitachi, Ltd.

Abstract

The barrier layer of the selenium rectifier is explained to be composed of n-type semi-conductor (metallic selenide) and p-type semi-conductor (selenium) with an insulating film of about 10^{-7} cm thick lying between. The writer, led out theoretical formulae based on the above assumed construction, which serve to explain the rectification to be effected in the same layer.

In the calculation of the rectifying characteristics in two directions, positive and negative, the formulae, by the substitution of proper constants, produce results which show a fair agreement with the measured values.

The writer also describes in this issue the structure of the barrier layer and penetration of electrons through insulating film of the selenium rectifier.

〔I〕緒　　言

従来乾式整流器の整流作用を説明するためには非常に多くの理論が提出されている。しかして従来知られている主要な整流理論の中でセレン整流器に対して問題になるのは Wilson のトンネル効果による理論[(1)(2)]，Mott の化学堰層を通じての熱拡散理論[(3)]および Schottky の物理堰層を通じての熱拡散理論[(4)]の3つであろう。セレン中の正孔の易動度が，きわめて小さいことからその mean free path も当然きわめて小さいことが考えられるから Bethe の二極管理論はこの場合問題にならないものと考えられる[(5)]。

以上いずれの理論によつても乾式整流器の電圧—電流特性はつぎの形に書くことができる。

$$j=\mathrm{const}\,(e^{\frac{V}{kT}}-1)\qquad(1\cdot1)$$

こゝに j は電流，Vは電圧を表わし，それぞれ電流の流れやすい方向を正にとつてある。Tは絶対温度，k はボルツマンの常数である。この形は上述3つの理論の間で細部については相違があるが，大局的にはいずれも一致している。(1·1) 式はセレン整流器の実験結果と比較して傾向的には一致するが詳細に検討すると実験結果と相当に喰違つている。

つぎに (1) Wilson の理論と (2) Mott および Schottky の理論との2つの category に分けてこれらの理論とセレン整流器の一般によく知られている実験結果との不一致について考察を加えてみることにする。

(1) Wilson の理論との不一致

(A) 整流方向が実験結果と一致しないこと。

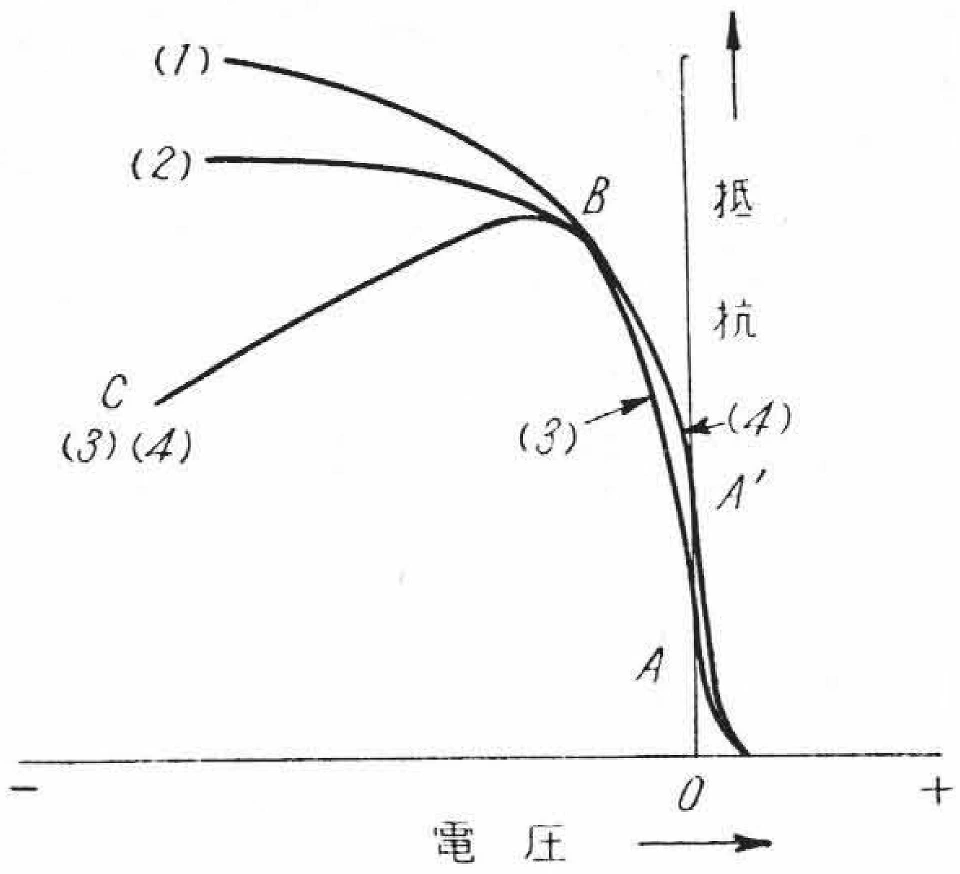
この点がこの理論の致命的な難点で，このためにこの理論の影は薄くなつている。

(B) この理論によると堰層の厚さは 10^{-7}cm の桁でなければならないが交流を用いて整流器の電気容量を測定することにより実際の整流器の堰層の厚さとしては $10^{-5}\sim10^{-3}$cm の結果がえられており，この点実験と一致しない。

(2) Mott, Schottky の理論との不一致

(A) 逆方向の電圧—抵抗特性を考えると電圧が十分高くなれば，これらの理論では抵抗が一定かむしろ少しづつ大きくなる筈である。しかもその値が相当に大きい筈であるが，普通のセレン整流器では多くの場合そうではない。これを**第1図**(次頁参照)に示す。図の (1) の曲線は Schottky の理論による場合，(2) の曲線は Mott の理論による場合，(3) はこれら2つの理論に対して image force の影響を考えた場合である。(4) はセレン整流器につきよく観測される結果である。(3)，(4) の主

* 日立製作所中央研究所



第1図　整流器の電圧—抵抗特性（模型的）

Fig. 1. Voltage—Resistance Characteristics of Rectifiers (Schematic)

要な相違点は (3) において曲線が縦軸をきる点Aに対応する抵抗値を R_A, 抵抗の max. に対応する抵抗値を R_B, 負方向に相当に大きな電圧が印加された場合の抵抗値を R_C とし (4) の曲線についても同様にして $R_{A'}$, R_B, R_C を定義すれば image force に関する常数を適当に決定すればBC部分の曲線は (3) と (4) とで一致するようにすることはできるが, (3) の場合の R_B/R_A の値が少くとも 10 近傍の大きさであるに対して実験結果を示す (4) の場合は $R_B/R_{A'}$ の値が2近傍の大きさで (3) の場合の数分の一の値になることが多い。

(B)　正方向の電圧—電流特性は (1·1) 式から考えてVがある程度大きくなれば

$$j \propto e^{\frac{V}{kT}} = e^{\varepsilon V_{\text{volt}}} \quad \cdots\cdots (1\cdot2)$$

にしたがう筈であり, V を electron volt, V_{volt} を Volt で表わせば ε は 40 前後の値を示す筈であるが, セレン整流においてはこの値が 16 前後のものである。

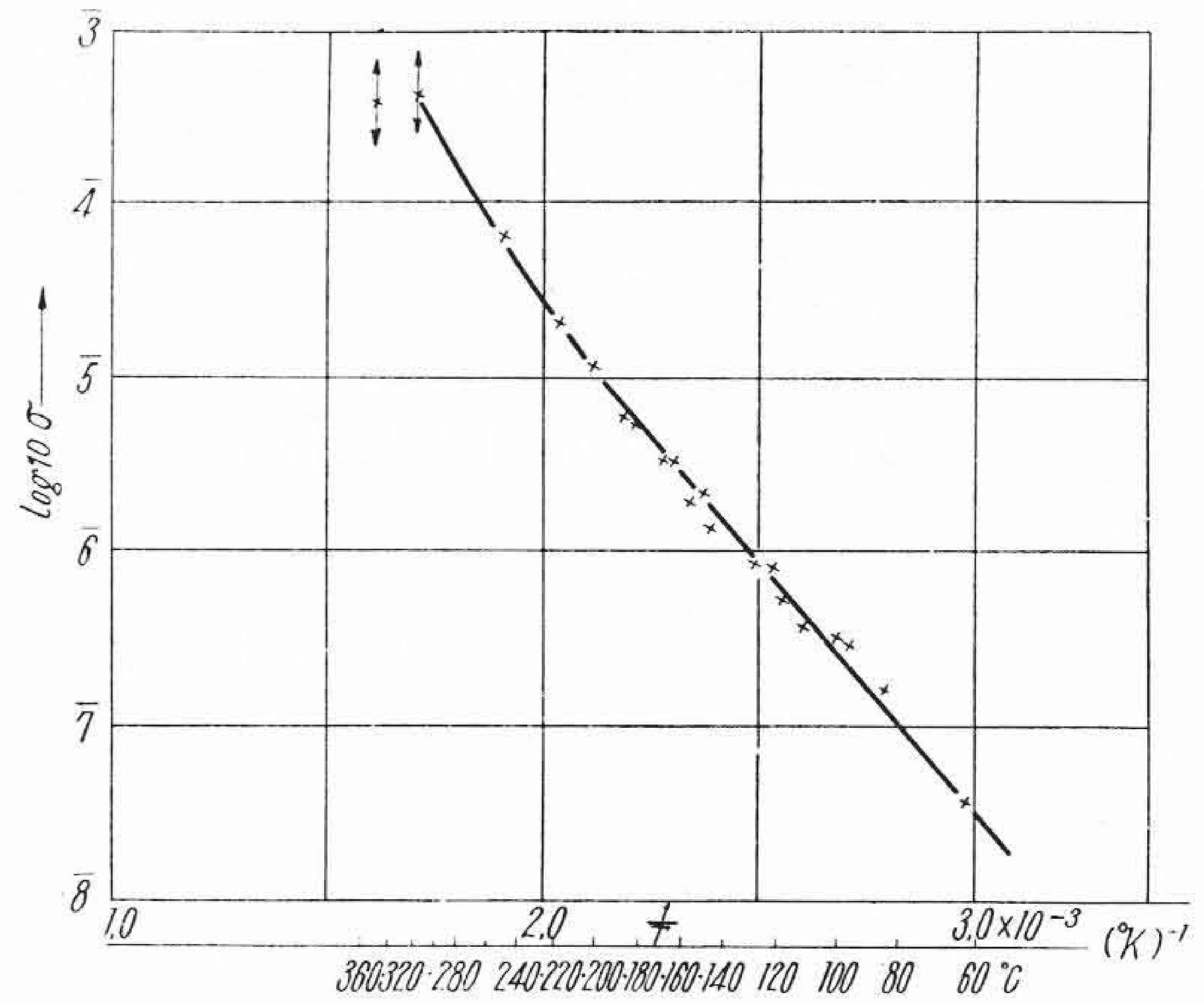
われわれはセレン整流器に関する上述の矛盾を除いて実験と比較的よく一致するような整流理論を導くことを目的として行つた考察の結果の概要につき発表した[(6)]が本報においてはその理論につきさらに詳細に述べると同時に理論と実験とを比較検討することにする。

〔II〕 堰層の構造について

セレン整流器の堰層部の構造を正確に知ることは勿論不可能であるが, それを推測する手懸りをうるための実験および考察を行つた結果について述べる。

(1) n型半導体の存在

セレン層上にカドミウムを spattering により附着させて対極としたセレン整流器においてはカドミウム層とセレン層との間に 10^{-4} cm 程度のセレン化カドミウムの薄層が存在することが知られている[(7)(8)]。われわれの実験に用いた整流器は Wood の合金をメタリコンで附着させて対極としたから, Wood の合金とセレン層との間に合金の成分なる Cd, Bi, Sn などのセレン化物が存在することはほぼ間違ないであろう。



第2図　純粋な CdSe の電気伝導度（σ の単位は Ω^{-1} cm^{-1}）

Fig. 2. Conductivity of Pure Cadmium Selenide

われわれは化学的によく精製した $CdCl_2$ の溶液に純粋な H_2Se 蒸気を通じて生じた CdSe の沈澱を Cl^- イオンの反応がなくなるまで蒸溜水で洗滌して, 純粋な CdSe を化学的につくつた。この際 H_2Se は真空蒸留により精製した純粋なセレンを石英容器中で熔融させ, これに水素を通じてつくつた。

この CdSe をよく乾燥させてから石英管に封入し, 600°C で5時間加熱して後型に入れ, 油圧プレスを用いて直径 8 mm の棒状の試料をつくつた。これを 10 mm の長さに切り取り, 両端に Aquadag を薄く塗つて乾燥させた上にニッケル板を押しつけて電極として直流電流を流し, この試料にクロムメッキした2本の鉄針を押しつけて探極とし, 試料に流れる電流と探極間の電位差とから試料の電気伝導度を求めた。

温度—電気伝導度の関係を**第2図**に示す。この場合常温における電気伝導度はきわめて小さいが半導体特性を示して一応次式にしたがうことがわかる。

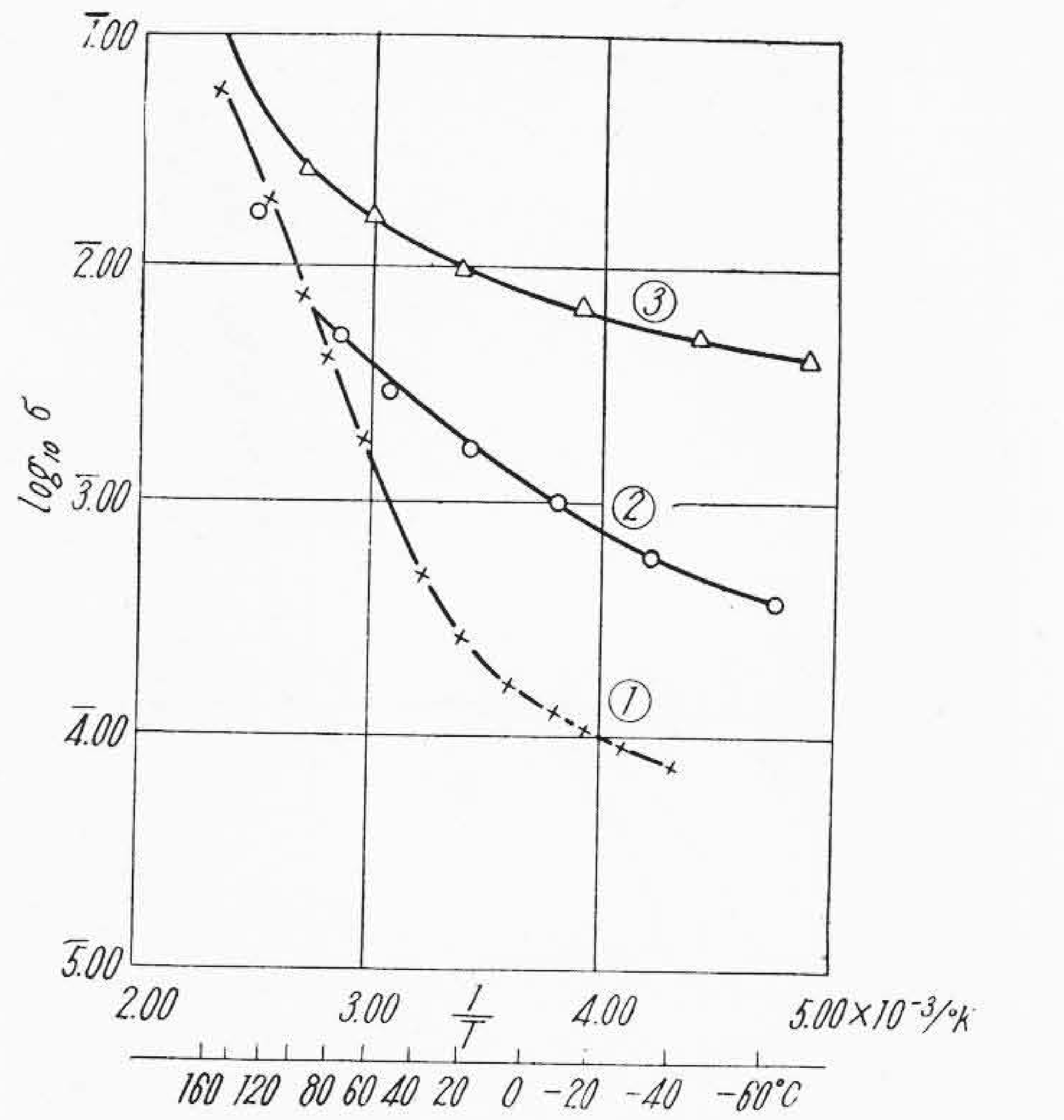
$$\sigma \propto e^{-\frac{W_1}{2kT}} \quad \cdots\cdots (2\cdot1)$$

こゝに σ は電気伝導度, W_1 は活性化エネルギーである。実験結果より 60〜200°C で

$$\frac{W_1}{2} = 0.56^{eV} \quad \cdots\cdots (2\cdot2)$$

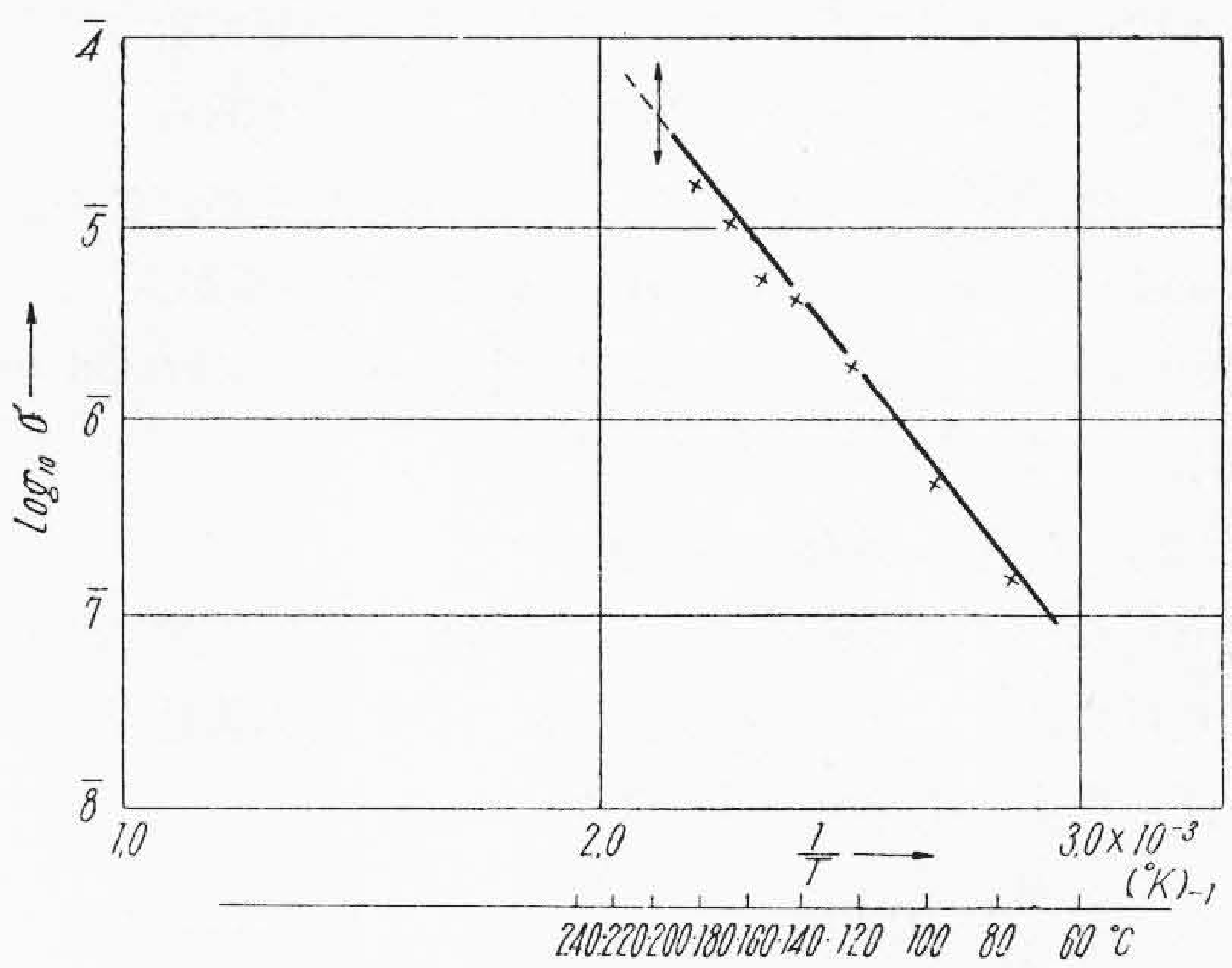
である。

つぎに純粋な CdSe に過剰の Cd を加えた試料についての結果を**第3図**に示す。測定法は前の場合と同様である。化学的に合成した純粋な CdSe に Cd を 20% 過



第3図　過剰の Cd を含む CdSe の電気伝導度
(σ の単位は $\Omega^{-1}\ cm^{-1}$)

Fig. 3. Conductivity of Cadmium Selenide with Excess Cadmium



第4図　過剰の Se を加えた CdSe の電気伝導度
(σ の単位は $\Omega^{-1}\ cm^{-1}$)

Fig. 4. Conductivity of Cadmium Selenide with Excess Selenium

剰に加えて密閉容器中で 600°C で数時間加熱したものを数日間放置して後，温度—電気伝導度特性を測定すると (1) の曲線のようになる。これは低温部から次第に温度を上げて行つたものである。

つぎに試料を 120°C 近傍に数時間保つて後温度を下げながら測定すると (2) の曲線のようになる。さらに 220°C に数時間保つて後に温度を下げながら測定を行つた結果が(3)である。(1), (2), (3) の曲線の高さは著しく異なるが傾斜はほとんど等しいとみなしうるであろう。

これから活性化エネルギーを求めると傾斜の急な部分と緩やかな部分とについてそれぞれ

$$\frac{W_1}{2}=0.45^{eV} \text{ または } 0.04^{eV} \quad \ldots\ldots\ldots (2\cdot3)$$

となる。

第2図および**第3図**のような結果は Cu_2O の中に次第に多くの酸素を入れて行く場合についてすでに知られており[9]，**第2図**の場合または**第3図**の各曲線の傾斜の急な部分は CdSe が真性半導体特性を示す領域であり，**第3図**の各曲線の傾斜のゆるやかな部分は過剰に加えた Cd のために CdSe が不純物半導体特性を示している領域であると考えられる。過剰の Cd を加えて高温にすればする程多くの Cd が CdSe 中に入つて不純物準位の数は多くなるがこれを低温に放置すると過剰の Cd は CdSe の結晶格子中からはみ出して不純物準位の数が減少することが**第3図**の各曲線から想像される。

つぎに**第2図**の場合が**第3図** (1) の場合に比して同一の温度に対し σ の値が桁違いに小さく，前者の活性化エネルギーの方が後者のそれよりも幾分大きく出ているのは前者は完全な真性半導体特性を示しているのに対し，後者の傾斜の大きい部分は不純物半導体特性から真性半導体特性に移り変る過渡的な状態にあるためであろう。この場合もう少し温度を上げて測定すればこのことが確められる筈であるが，そうすると**第2図**の曲線の最上部の部分に矢印で示してあるように測定値がふらついて安定な状態で測定が行いえなくなる。**第3図**についても 160°C 以上に温度を上げると事情は全く同じである。これはこの温度で結晶格子の乱れが著しくなつてイオン伝導が起り始めるためであろう。したがつて真性半導体としての活性化エネルギーとしては (2・2) 式の値をとる方が合理的であろう。

つぎに化学的につくつた純粋な CdSe に Se を 5% 過剰に加え前述の場合と同様にして密閉容器中で 600°C に加熱してつくつた試料の種々の温度における電気伝導度を測定した結果を**第4図**に示す。この場合は**第2図**の純粋な CdSe の場合とほとんど同じ特性を示しているがたゞ格子の乱れのために測定が不安定になる温度が**第2図**の場合は 320°C 近傍であるに対し**第4図**の場合はずつと低下して 180°C 近傍になつている。この曲線から求めた活性化エネルギーは $W_1/2=0.62^{eV}$ であり，純 CdSe の場合よりも幾分大きく出ているが σ の order からいつても温度依存性からいつても**第2図**と**第4図**とでは事実上あまり差がないと考えて差支ないであろう。以上の事実から CdSe は純粋な状態または Se を過剰に含む状態では真性半導体としての特性を示しその電気伝導度は相当に小さいが Cd を過剰に含むと電気伝導度が著しく大きくなりかつ不純物半導体的特性を示すようになる。セレン化カドミウムが n 型半導体である[10]ことを考えればこれは当然のことであろう。なお上の結果か

らCdSeは過剰のSeを加えても半導体の型が変つて*P*型になるようなことはないこともあきらかである。

以上は CdSe のみについての議論であるが，この他Woodの合金中にはSn, Biが含まれているが，二,三の研究者によりセレン整流器の対極金属としてはCdが有効であることが知られている(11)(12)。

(2) *p*型半導体の存在

セレンが*p*型半導体であることはすでに常識的によく知られている。セレンの単結晶についての実験結果によれば活性化エネルギー $W_2/2$ は

$$\frac{W_2}{2}=0.12^{eV} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2\cdot4)$$

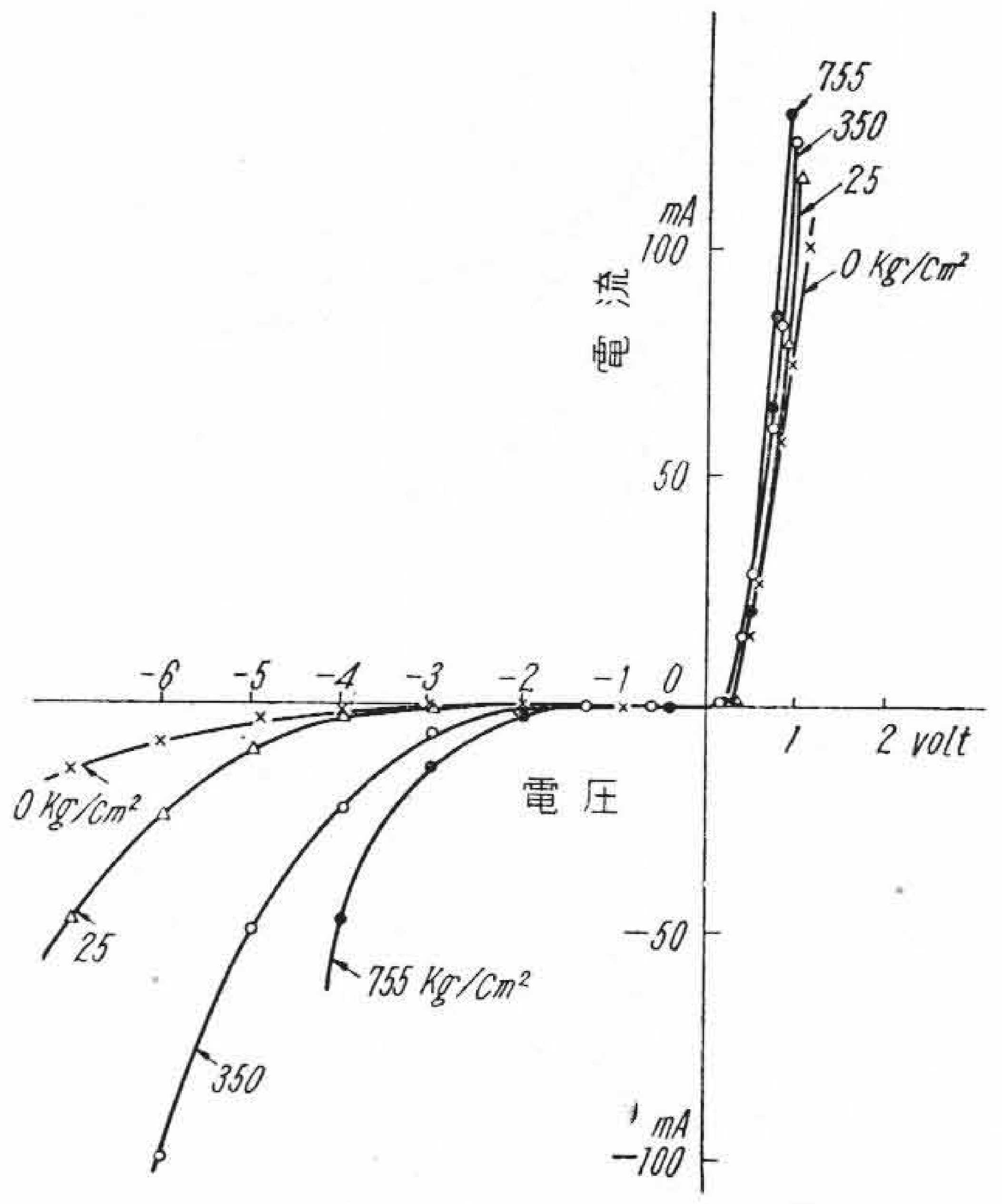
程度のものである(13)(14)(15)。さらにいわゆる活剤としてBrを加えたセレンの多結晶については Br の量により $W_2/2$ が $0.074\sim0.155^{eV}$ の範囲にわたつて変化することが知られている(16)。

これらの結果により実際の整流器に使用される多結晶セレンについても活性化エネルギー $W_2/2$ として一応 0.12^{eV} と取ることにする。

(3) 絶縁薄膜について

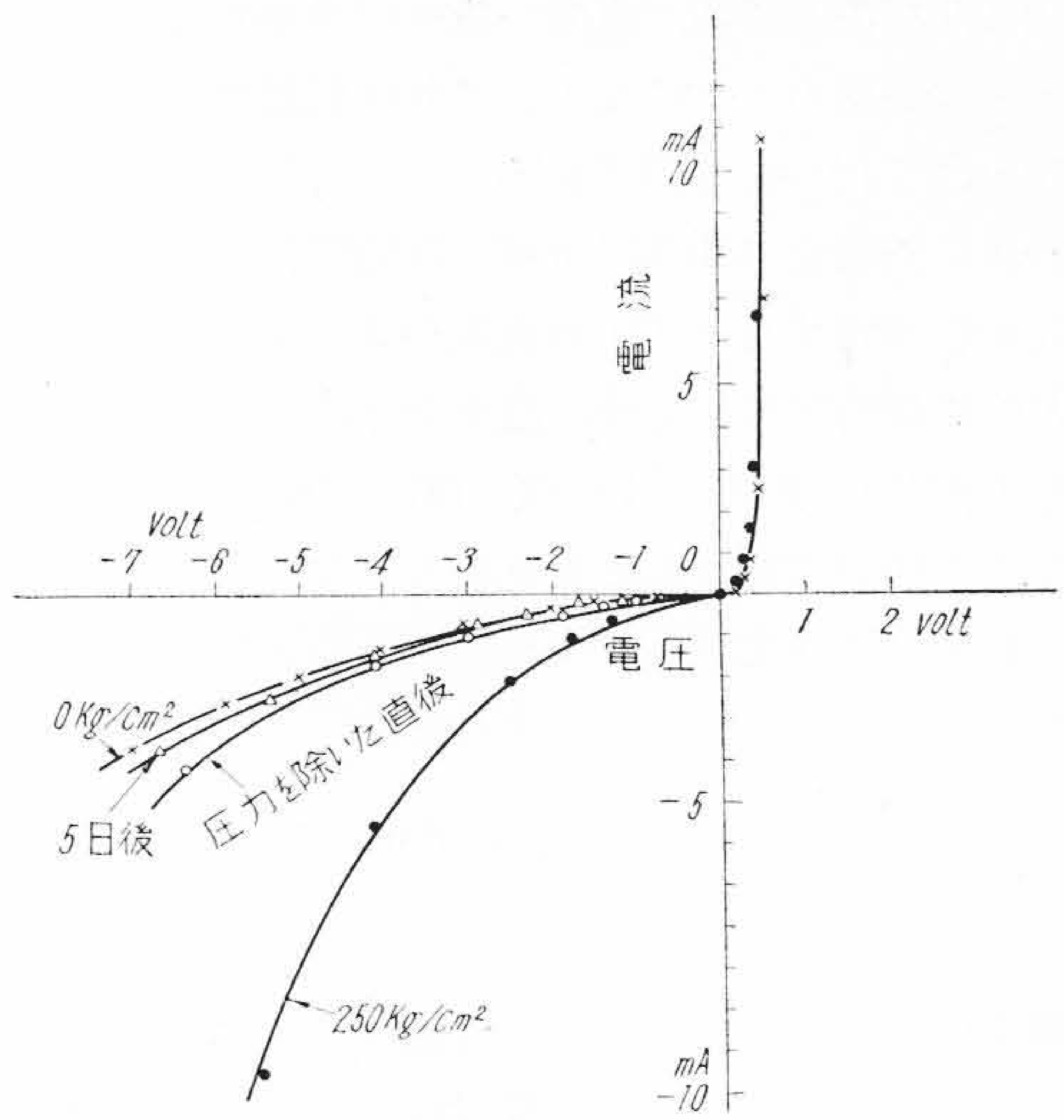
上述のセレン整流器においては *n* 型半導体の CdSe のようなセレン化金属と *p* 型半導体のセレンとが相接して存在することは大体疑う余地はないように思われる(8)(11)(12)。これ以外にさらになんらかの層があつて整流作用に関与しているかどうかは勿論わからないがわれわれはつぎのような実験を行つた。

セレン整流器を2枚の平滑なニッケルメッキした鉄板の間に挾み整流器と鉄板との間に厚いゴム板を入れてクッションにし，油圧プレスにより機械的な圧力を掛けながら整流器の電圧—電流特性を測定した。その結果を**第5図**に示す。圧力を次第に大きくして行くと正逆両方向とも同一の印加電圧に対し電流が著しく増大して行く。この現象は堰層が部分的に機械的に破壊されて短絡現象が起るためとも考えられないことはないが，機械的な破壊現象ならばこの変化は irreversible になるであろう。それでつぎに一度機械的な圧力を掛けて特性を測定して後に圧力を取去つたらどうなるかを検討した。その結果を**第6図**に示す。図からわかるように圧力を掛けると正逆ともに同一の印加電圧に対する電流が増加するが，この圧力を取去ると圧力を掛ける前の状態の近くまで電流が減少するがまた少し aftereffect が残る。しかしてこの aftereffect は時間の経過とともに次第に減少して数日後にはほとんど最初の状態に戻つてしまうことがわかる。さらに圧力を掛けると再び上記に近い電流増加を示す。このことから機械的圧力によるセレン整流器の特性の変化は堰層の機械的な破壊によるものでないことは結論できそうに思われる。たゞしこれも程度の問題である限度以上に大きな圧力を掛ければ勿論堰層が機械的に破壊されることもあるであろう。



第5図　圧力と静特性との関係
(直径 45 mm の整流器について)

Fig. 5. Relations between Mechanical Pressure and Direct Current Characters of Selenium Rectifier



第6図　圧力による静特性の履歴現象
(直径 45 mm の整流器について)

Fig. 6. After Effects of Direct Current Characters due to Mechanical Pressure

機械的圧力によりセレン整流器の電流の変化する原因としては種々のものが考えられるであろう。機械的圧力の影響については Ge の *p-n* junction についての実験があるが，その場合は圧力による抵抗値の変化は比較的少くかつ圧力が大になるとかえつて電気伝導度が小さく

なることが報告されており，今の場合とは傾向が逆でそれとはべつの現象であることが想像される[17]。今の場合たとえば圧力によりセレンまたはセレン化物自体の抵抗が変化する可能性も勿論あるであろう。たとえばテルルについては圧力を大にすればその電気伝導度が大になることが知られている[18]。整流器に印加した電圧を V，電流を I とするとき，正方向の電流が十分大きくなつた場合の dI/dV なる量は印加電圧に無関係に一定で，これはセレンまたはセレン化金属のような半導体内部の電気伝導度を表わすものと考えることができる。**第5図**において正方向の電流 50 mA 以上の部分についてこの量を考えると，圧力が大きくなる程この伝導度が次第に大きくなつており，これは圧力によるセレンまたはセレン化金属自体の電気伝導度の変化を表わしていると考えてよいであろう。この場合の dI/dV の圧力による変化割合は，逆方向の dI/dV の圧力による変化割合よりも相当に小さいことは**第5図**からあきらかである。しかして逆方向の dI/dV は主として堰層部の電気伝導度を表わしていることはあきらかであろう。上の実験結果から機械的圧力の影響によりセレンまたはセレン化金属層自体の電気伝導度もある程度変化するが，それよりも相当に大きな割合で堰層部の電気伝導度が変化することが推測される。これはセレンまたはセレン化金属の物理堰層部の特性の圧力による変化のみに帰するにはあまりに大きすぎる。すなわち Mott[3] または Schottky[4] の理論によれば物理堰層部の電気伝導度は大雑把に考えて堰層の厚さに逆比例し，堰層部の導電粒子の密度および易動度の積に比例する筈である。**第5図**の結果をこれにより説明しようとすればまず堰層部の導電粒子の密度と易動度との積の圧力による変化割合は前述のセレンまたはセレン化金属層内部における電気伝導度の変化割合に comparable のものと考えて差支えないであろうからこの影響は逆方向の電気伝導度の圧力による変化割合に比し比較的小さいものであり，したがつてこの場合の電気伝導度の変化割合は主として物理堰層の厚さの変化によると考えなければならない。もしそうだとすれば物理堰層の厚さが755気圧の圧力により数分の一になつたと考えなければならず，セレンまたはセレン化金属のような固体については非常に想像し難い事柄である。この場合の堰層の厚さの変化は固体では比較的小さいと考えるのが妥当であり，この厚さの変化により電気伝導度が数分の一にもなる機構としては電子(または正孔)のトンネル効果による電気伝導を考えると説明に便利である。上記機械的圧力の影響からたゞちにトンネル効果の存在が結論されるわけではないが，以上の実験事実はその存在することの一つの傍証になるであろう。要は後述するようにセレン整流器の種々の特性を説明するのに絶縁薄膜を通じての電子(または正孔)のトンネル効果による電気伝導を考えるとセレン整流器の特性につき従来の理論で説明できなかつた種々の難点を割合に無理なく説明することができるのでわれわれはセレン整流器の堰層部に普通考えられている物理堰層の他にさらに絶縁薄膜があつてこれが整流作用に関与していると仮定することにする。すなわち n 型半導体 CdSe と p 型半導体 Se とが 10^{-7}cm の order の薄い絶縁物の膜を介して相接触していると仮定する。この絶縁薄膜の本体が何であるかというようなことは全然わからないが Se-CdSe の平衡状態図を見ると熔融状態の Se と固体状態の CdSe は互に溶け込むことなく截然と2相に別れ，またこの両者は solid solution もつくらない[19]。Cd と Se とが反応して CdSe を生成する場合に上述の特性を持つた2相の相接する境界面における格子構造の乱れた層というようなものがこのような絶縁薄膜として整流作用の一部に関与するのかも知れないと考えている。

(4) 堰層構造に関する仮定

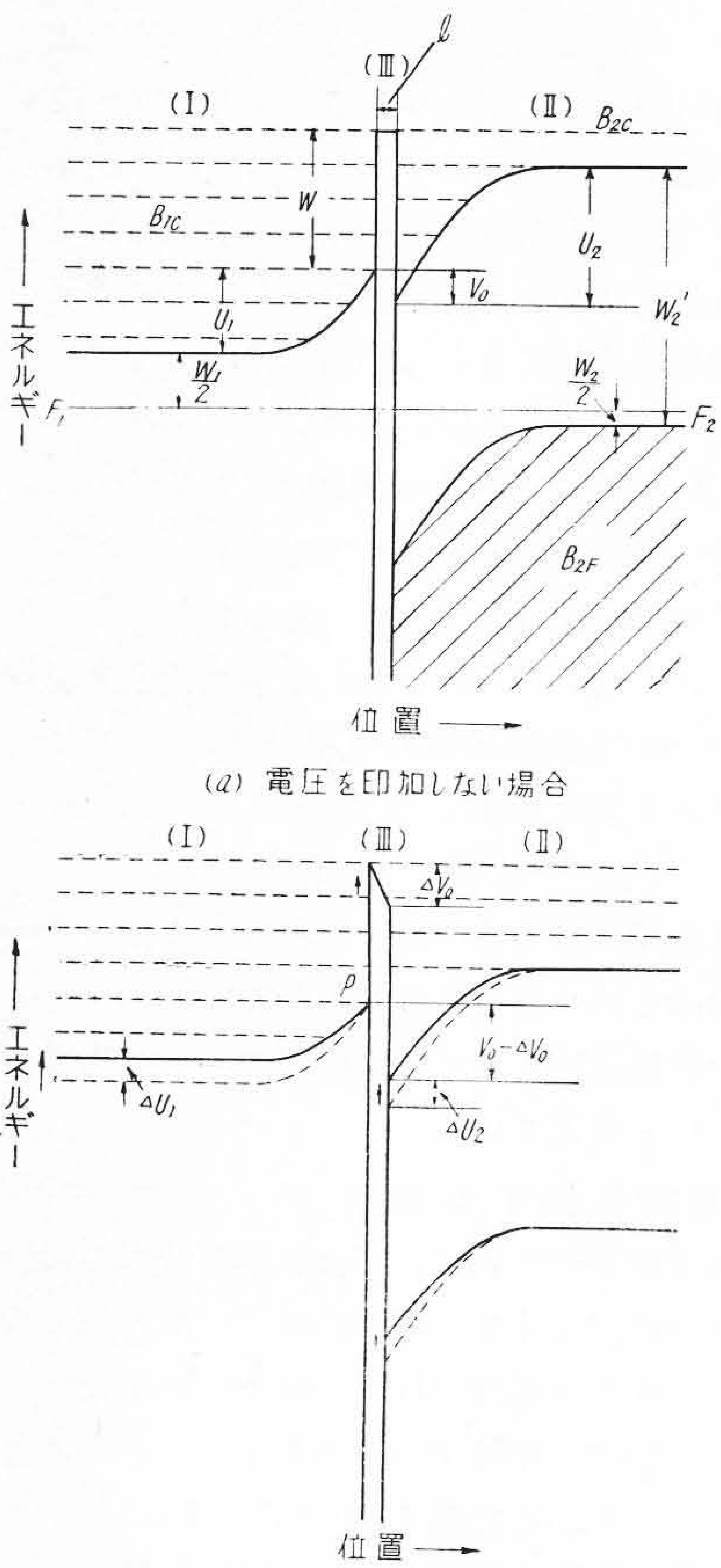
以上の実験および考察に基づいてセレン整流器の堰層構造をつぎのように仮定する。CdSe のごとき n 型半導体 (I) と Se の p 型半導体 (II) とが 10^{-7}cm 程度の絶縁薄膜 (III) を隔てゝ相接するものとする。この場合整流作用が存在するためには**第7図**(次頁参照)に示すように (I) の n 型半導体の導電帯 B_{1C} の底が (II) のセレンの充満帯 B_{2F} と導電帯 B_{2C} との中間の高さにあることが必要である。しかるときは (I) の Fermi 面 F_1 と (II) の Fermi 面 F_2 とがそれぞれ無限遠において等しい高さになるように図の (b) のようなエネルギーの関係で平衡状態に達するであろう。

こゝでつぎのような諸量を定義して置くことにする。

(I) の n 型半導体について

U_1: 物理堰層の拡散電位差
ΔU_1: 整流器に V なる電圧を印加したとき (I) の物理堰層にかかる電圧
ΔU_{b1}: 整流器に V なる電圧を印加したとき (I) なる半導体の基体内部にかかる電圧
R_{b1}: (I) の半導体の基体内部の電気抵抗
$\frac{W_1}{2}$: n 型半導体の活性化エネルギー
N_1: (I) の半導体の単位体積中の不純物中心の数
v_1: (I) の半導体内部における電子の易動度
j: 電流(左から右に電子の流れる方向が正)
l_1: 物理堰層の厚さ
K_1: 電媒恒数

その他 e, h, k, T などについては前にも述べたように慣用的な使い方をすることにする。



(a) 電圧を印加しない場合

(b) 正方向電圧 V を印加した場合 ($V=\Delta U_1+\Delta V_0+\Delta U_2$ の場合)

第7図 堰層模型

Fig. 7. Model of Barrier Layer

(II) の p 型半導体について

大部分の量は2なる surfix をつけて上と同じ記号を用いる。このような対応のつかない量は

W_2': 充満帯と導電帯との間の禁止帯域の幅

(III) の絶縁薄膜については

W: (I) の導電帯の底から測つた絶縁薄膜のポテンシャル障壁の高さ

l: 絶縁薄膜の厚さ

V_0: (I) の導電帯の底と (II) の導電帯の底とのエネルギー差。たゞし (I) の導電帯の底を基準にして測る。したがつて図の場合は負になつている。

ΔV_0: 整流器に V なる電圧を印加したとき絶縁薄膜にかかる電圧

以上の諸量の大部分は**第7図**に示してあるが図に示してある諸量は V_0 を除いてすべて正である。

なお図には簡単のため (I), (II) の半導体の接触部の物理堰層と(III)の絶縁薄膜とをその厚さがcomparableであるように表わしているが，実際はそれぞれ (I), (II) の半導体の物理堰層の厚さ l_1, l_2 は 10^{-5}cm の order であるに対し，絶縁薄膜の厚さ l は 10^{-7}cm の order で前者は後者に比して桁違いに大きいものと仮定する。したがつて図の (a) において印加電圧が零の場合に絶縁薄膜(III) における電位差を無視している。

さらに対極合金とセレン化金属との間に絶縁薄膜がありはしないかということも一応考えられるが，セレン整流器においては対極合金とセレン化カドミウムとの間にはあまり大きな電気抵抗が存在しないことが知られている[12]。なお Fe または Al に Ni メッキした基板とセレン層との間にはあまり大きな抵抗が存在しないことは一般によく知られている事実であり，実験によつても簡単に確めることができる。

(5) 整流作用について

前述のように n 型半導体と p 型半導体とが 10^{-7}cm 程度の厚さの絶縁薄膜を介して接触する場合には両種半導体の接触部の表面層中に Schottky 型の堰層を生ずる。この2つの物理堰層と絶縁薄膜とが相協力して整流作用に関与することは容易に想像しうることであろう。整流作用についてのくわしい議論は後で行うがここでは大体の見通しについて述べることにする。最初まず絶縁薄膜(III)にのみ着目して，これをトンネル効果により電子が透過して行く場合の整流作用について考えることにする。**第7図**(a)において(I)の n 型半導体の導電帯 B_{1C} に上つた電子が 10^{-7} cm 程度の厚さの絶縁薄膜(III)を透過して(II)の p 型半導体の導電帯 B_{2C} に入ること，あるいは逆に (II) の導電帯 B_{2C} 中の電子が(I)の導電帯 B_{1C} に入ることによつて絶縁薄膜(III)を通じての電流が運ばれるものと考えることにする。この場合には Wilson のトンネル効果による整流理論と同様な考察により**第7図**のように $V_0<0$ の場合には絶縁薄膜のみに着目すれば (II) から(I) に向つて電子流の流れる方向すなわち (I) から (II) に向つて電流の流れる方向が easy flow の方向になる。しかるに実際のセレン整流器においてはこれとは逆に (II) から (I) に電流の流れる方向が easy flow の方向である。今の場合後者の easy flow の方向を電圧および電流の正方向と考えることにする。したがつて (III) の絶縁薄膜のみに着目して考えた整流作用の式は Wilson の取扱いによれば大雑把に考えてつぎのようになる。

$$j=j_0\left(1-e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}}\right) \qquad (2\cdot5)$$

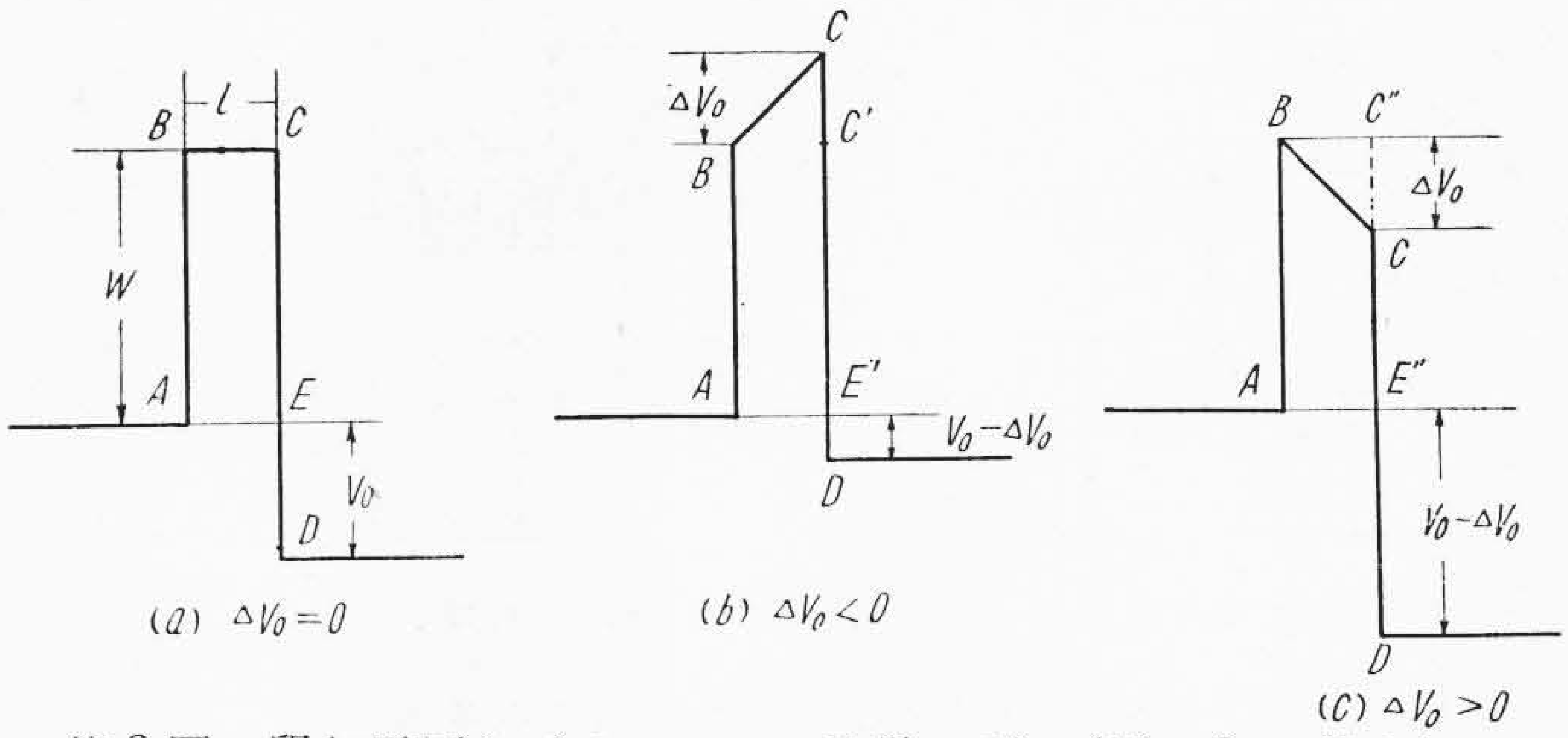
j_0 は一応正の常数であると考えられる。

つぎに正の印加電圧すなわち (I) から(II) に電子が入りやすくなるような印加電圧により B_{1C} から B_{2C} に入つた過剰の電子は Shockley が取扱つている[20]ように (II) の p 型半導体の導電帯に短時間存在しているとし

て quasi Fermi level を考えて議論すべきであるかも知れないが，ここでは簡単のため p 型半導体中に入つた過剰の電子はただちにその近傍の正孔と結合して図の(II)なる半導体中の電気伝導はその中にある正孔のみにより行われると考えることにする。セレン中の正孔の易動度が Ge または Si 中のそれに比しきわめて小さい[(13)(14)]ことから考えてセレン中の電子の易動度も非常に小さいものであろうから上の仮定はそれ程無理なものではないであろう。

前に述べたように(I)，(II) の半導体の接触部近傍の表面層中には電位傾度を生じているから必然的に Schottky 型の物理堰層が生じていることになり，Schottky の理論によれば (I)，(II) の物理堰層のいずれにおいても (II) から (I) に向つて電流の流れる方向が easy flow の方向である。したがつてこの場合物理堰層と絶縁薄膜とは整流作用の方向が逆になることになる。したがつて (1・2) 式において常温において ε が 40 volt^{-1} 近傍の値にならず実際は 16 volt^{-1} 近傍の値になることの説明には物理堰層と絶縁薄膜との整流方向が反対であることは非常に好都合である。これは**第7図**の V_0 なる量が負であるために起る現象である。しかしながらたとえ V_0 が正で物理堰層と絶縁薄膜との整流方向がともに同一の方向であつても α が 40 volt^{-1} よりも相当に小さいような場合も当然考ええられ，V_0 が負であるということは上の事実を説明するための必須条件ではない。種々の場合が考えられるがつぎのような例を考えてもこのことは首肯できるであろう。

第8図においては絶縁薄膜の整流作用にのみ着目して半導体中の物理堰層の影響は無視しているが，図 (b) において $\Delta V_0<0$ の場合すなわち前述の (2・5) 式による絶縁薄膜の easy flow の方向についてはポテンシャル障壁 CD に対し E' より高いエネルギー（正確には CD に直角な速度成分による運動エネルギー）を持つて単位時間に衝突して来る電子の箇数は $e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}}$ に比例して増加するがポテンシャル障壁の形が変化して右から左または左から右に向つてこの薄膜を抜けるために電子が通過しなければならないポテンシャル障壁は図 (a) の $\Delta V_0=0$ の場合には $ABCE$ の矩形であつたものが図 (b) の場合には $ABCC'E'$ の梯形になり図(a)の場合に比較して $\Delta BCC'$ の部分が附加されたことになる。このために障壁に衝突した電子がこの障壁を通り抜けて行く確率は逆に減少することになる。したがつてこの場合 (2・5) 式の j_0 は実際は常数ではなくて ΔV_0 の函数であり，かつ j_0 と $(1-e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}})$ とは ΔV_0 に対する依存性が逆で相互にその作用を打消し合うように変化することがわかる。つぎ



第8図　印加電圧とポテンシャル障壁の形　($V_0<0$ の場合)

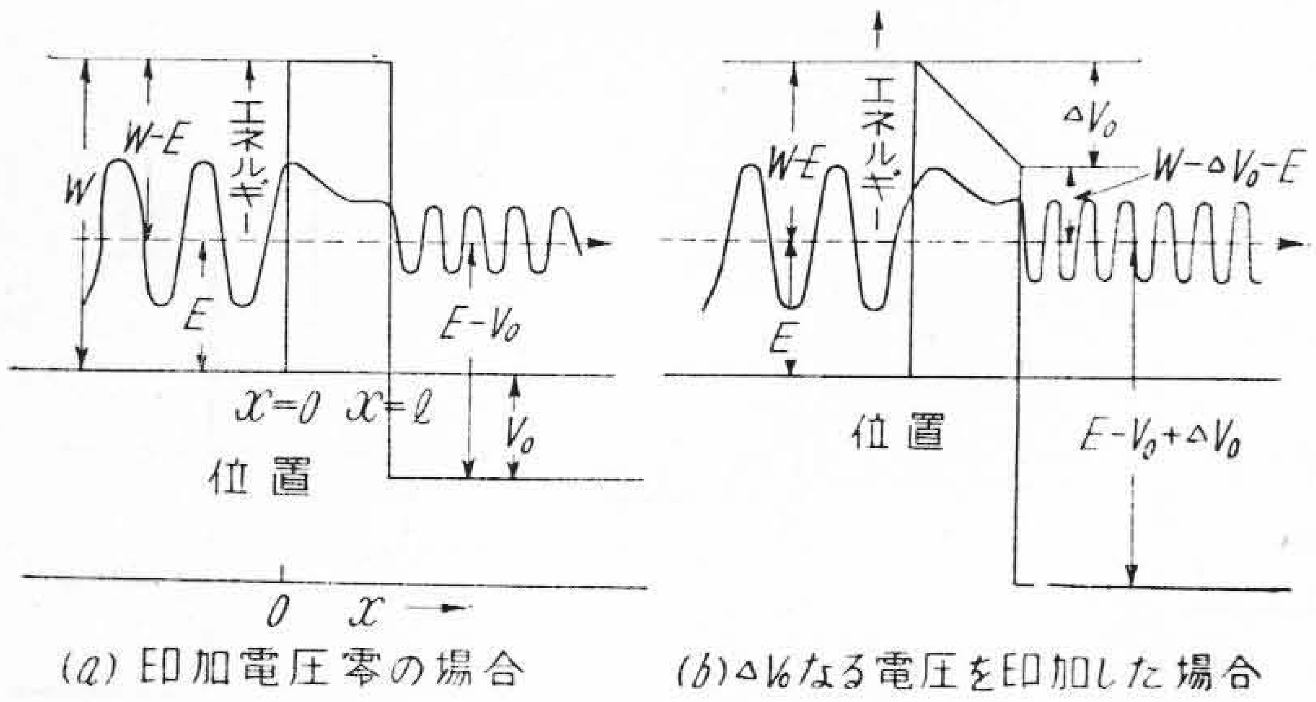
Fig. 8. Relation between Applied Voltage and the From of Potential Barrier

に図(c)の $\Delta V_0>0$ の場合についても j_0 と $(1-e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}})$ の ΔV_0 に対する依存性が逆になることは図を見ればあきらかである。したがつて $V_0>\Delta V_0$ の範囲内については図(a)のポテンシャル障壁の W, l などの量の相対的な関係により (2・5) 式によつて表わされる整流作用は $\Delta V_0>0$ および $\Delta V_0<0$ のいずれの方向が easy flow の方向になつてもべつに矛盾はないことになる。さらに V_0 の符号およびその絶対値の種々の組合せに対し色々な場合が考えられるであろうが，要するに $V_0<0$ であることは前述の ε が 40 volt^{-1} よりも小さくなる事実を説明するための必須条件ではない。これらについての定量的な取扱は後章で述べることにする。なお物理堰層による整流特性につき逆方向に比較的大きな電圧が掛つた場合には鏡像力の影響を考えることにする。

〔III〕 絶縁薄膜の電子透過率

(1) 一般論

電子が量子力学的トンネル効果により絶縁薄膜を透過して行く場合の透過率については特別な場合に Nordheim, Fowler などによりすでに計算されている[(21)]。また Holm により一般的な場合についても WKB の近似法により計算されている[(22)]。一般にこの WKB の近似法は問題の趨勢を知るためにはよいのであるが，われわれの場合のように正および負の全電圧領域において定量的に実験と比較しようとするような要求に対してはこれでは不十分な場合がある。それでわれわれはこのような近似計算を行わず，数学的に正しい式を厳密に取扱つて電子透過率の式を求めることにした。上記の人々の計算においてこの方法を厳密に実行しているのは冷電子放射についての Fowler の計算のみである。**第9図**(次頁参照)には n 型半導体，絶縁薄膜および p 型半導体の接触部において接触面に直角な方向の長さの dimension を実際の値を無視して模型的に示してあるが，物理堰層の厚さは 10^{-5}〜10^{-4}cm の order であるに対し絶縁薄



第9図　ポテンシャル障壁を透過する物質波の模型的表示。図に記入してあるエネルギーの値は V_0 を除きすべて正の値を有する。V_0 のみは負である。

Fig. 9.　Schematic Expression of Penetrating Material Waves Through Potential Barrier

膜の厚さは 10^{-7}cm 程度の場合を考えることにする。この場合には堰層部にある程度大きな電圧を印加するとき，物理堰層と絶縁薄膜とにそれぞれcomparable orderの電圧が分割して印加されると考えると，絶縁薄膜内部における電位傾度に比較して，その両側の半導体の物理堰層中における電位傾度はきわめて緩漫であり，近似的には絶縁薄膜の内部にのみ電場が存在して，その両側の半導体中においてはそれぞれ電位傾度が近似的に零であると仮定してトンネル効果の計算を行つてもあまり大きな誤差の原因にはならないであろう。よつてつぎのように仮定する。**第9図**に示すように $x<0$ においてはポテンシャルエネルギーが 0, $l<x$ においてはポテンシャルエネルギーが $V_0(V_0<0)$ であるような厚さ l のポテンツャル障壁のある場合を考える。

これに $\varDelta V_0$ なる電圧を掛けると**第9図**(b)のようになる。ただしこの場合**第9図** (b) に示すような印加電圧の状態を $\varDelta V_0$ の正の状態とする。簡単のために一次元的に考えることにする。すなわち絶縁薄膜に垂直な方向の運動量の成分にのみ注目しこれに平行な運動量の成分はこの際は考慮の外において差支えないであろう。今左方から E なる運動エネルギー(正確には障壁に垂直な運動量成分によるエネルギーというべきであるが今後はすべてこういう簡単な表現を用いることにする。)で障壁に垂直に衝突した電子がこの障壁をトンネル効果によりつき抜けて右側に $E-V_0+\varDelta V_0$ の運動エネルギーをもつて動いて行く場合を考える。この障壁をつき抜けて行く電子の数と左側から障壁に衝突して来る電子の数との比を障壁の単位面積につきまた単位時間について考えてみることにする。

この場合の電子の状態を表わす Schrödinger の方程式はそれぞれつぎのようになる。

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d^2\psi}{dx^2}+\kappa^2E\psi=0 && x<0\\ &\frac{d^2\psi}{dx^2}+\kappa^2(E-W+Fx)\psi=0 && 0<x<l\\ &\frac{d^2\psi}{dx^2}+\kappa^2(E-V_0+\varDelta V_0)\psi=0 && l<x \end{aligned}\right\} \quad (3\cdot1)$$

たゞしこゝに m は電子の質量を表わす。

$$F=\frac{\varDelta V_0}{l}=\text{電場の強さ}$$

$$\kappa^2=\frac{8\pi^2m}{h^2}$$

と置いて絶縁薄膜の内部における波動方程式を考えることにする。すなわち $0<x<l$ について

$$y=(\kappa^2F)^{\frac{1}{3}}\left(-\frac{W-E}{F}+x\right)\ \ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot2)$$

とおけば (3·1) はつぎのようになる。

$$\frac{d^2\psi}{dy^2}+y\psi=0\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot3)$$

(3·3) の解は一般に $\frac{1}{3}$ 次の2つの独立な Besel 函数の linear combination として表わされる。しかしてその2つのおのおのはそれぞれ左から右および右から左に向つて進む物質波を表わすような函数をとることがこの場合便利である。これらの函数をそれぞれ ψ_1 および ψ_2 として表わすことにする。

(3·1) の解は一般につぎのように書くことができる。

$$\left.\begin{aligned} \psi&=a_1e^{i\kappa E^{\frac{1}{2}}x}+a_2e^{-i\kappa E^{\frac{1}{2}}x} && x<0\\ &=B_1\psi_1+B_2\psi_2 && 0<x<l\\ &=Ce^{i\kappa(E-V_0+\varDelta V_0)^{\frac{1}{2}}(x-l)} && l<x \end{aligned}\right\}\quad(3\cdot4)$$

$x<0$ および $0<x<l$ の場合について右辺の第1項は左から右第2項は右から左に向つて進む波を表わす。$l<x$ の場合は左から右に向つて進む波のみを考えればよいことはあきらかである。

つぎの電子の透過率を求めるには (3·4) の第1式と第2式は $x=0$ において函数およびその一次の導函数が連続でなければならないから

$$\left.\begin{aligned} &a_1+a_2=B_1\psi_1(0)+B_2\psi_2(0)\\ &i\kappa(a_1-a_2)E^{\frac{1}{2}}=B_1\psi_1'(0)+B_2\psi_2'(0) \end{aligned}\right\}\quad(3\cdot5)$$

$x=l$ においては (3·4)の第2式と第3式とについて同様のことが考えられる。

$$\left.\begin{aligned} &C=B_1\psi_1(l)+B_2\psi_2(l)\\ &i\kappa C(E-V_0+\varDelta V_0)^{\frac{1}{2}}=B_1\psi_1'(l)+B_2\psi_2'(l) \end{aligned}\right\}\quad(3\cdot6)$$

(3·5), (3·6) を a_1, a_2, B_1, B_2, C の連立方程式と考え $\frac{a_1}{C}$, $\frac{a_2}{C}$, $\frac{B_1}{C}$, $\frac{B_2}{C}$ についてこれを解くことができる。左側から障壁の単位面積に対し，単位時間に衝突して来る電子の数は

$$\sqrt{\frac{2E}{m}}|a_1|^2$$

つぎに障壁を通り抜けて行く電子の箇数は同様にして

$$\sqrt{\frac{2(E-V_0+\varDelta V_0)}{m}}|C|^2$$

である。したがつて今問題にしている電子の透過率を τ とすれば

$$\tau=\frac{|C|^2\sqrt{E-V_0+\varDelta V_0}}{|a_1|^2\sqrt{E}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot7)$$

(2) 障壁内部における波動函数

(3·4)において ψ_1, ψ_2 なる形で表わした函数が実際どのような形をとるかを考える必要がある。それには

$$E-W+\varDelta V_0 \gtrless 0$$

の2つの場合を分けて考える必要がある。

(A)　$\varDelta V_0>0$, $E-W+\varDelta V_0<0$ の場合

(3·3) の一般解はそれぞれ左から右および右から左に向つて進む2つの減衰波の linear combination として表わされる筈である。このようなBessel函数を考えると

$$Q=\frac{2}{3}|y|^{\frac{3}{2}}$$
$$=\frac{2}{3}(\kappa^2F)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{W-E}{F}-x\right)^{\frac{3}{2}}$$

とおけば

$$\psi=d_1\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}I_{\frac{1}{3}}(Q)+d_2\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}K_{\frac{1}{3}}(Q) \quad \cdots (3\cdot8)$$

なんとなれば $Q\to\infty$ の場合(Fが十分小さい場合)の漸近級数を考えれば

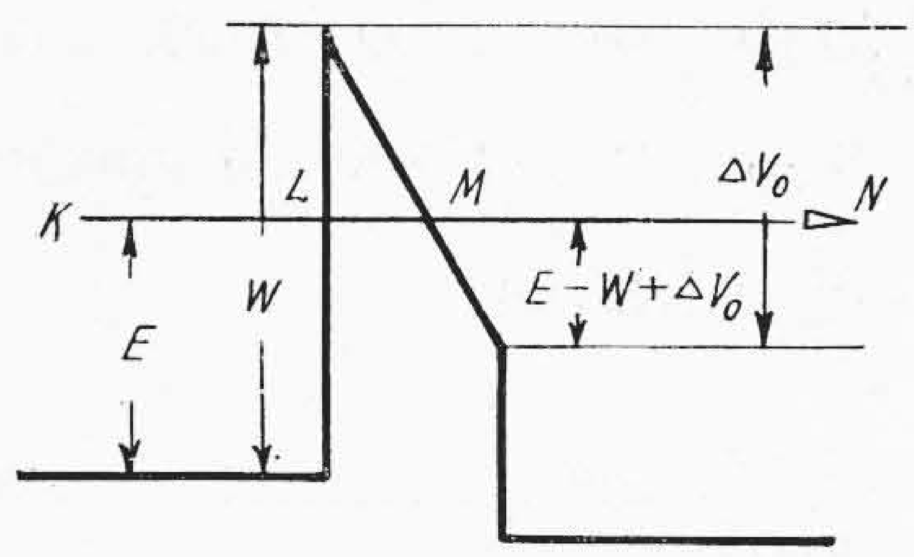
$$\psi_1=\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}I_{\frac{1}{3}}(Q)$$
$$\approx\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}\sqrt{\frac{1}{2\pi Q}}\cdot e^{Q}$$
$$=\frac{3^{\frac{1}{3}}}{2^{\frac{5}{6}}\pi^{\frac{1}{2}}Q^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{Q} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot9)$$

$$\psi_2=\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}K_{\frac{1}{3}}(Q)$$
$$\approx\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}\sqrt{\frac{\pi}{2Q}}\cdot e^{-Q}$$
$$=\frac{3^{\frac{1}{3}}\pi^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{5}{6}}Q^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{-Q} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot10)$$

x が大になれば Q なる函数は小になるから ψ_1 は障壁中を左から右に向つて進む減衰波を ψ_2 は右から左に向つて進む減衰波を表わすことになる。

(B)　$\varDelta V_0>0$,　$E-W+\varDelta V_0>0$ の場合

この場合 $E-W+Fx<0$ すなわち障壁の内部においては，前述の〔III〕(2) (A) の場合と同様であるが，$E-W+Fx>0$ の領域については ψ_1, ψ_2 はそれぞれ左から右および右から左に向つて進行する2つの波を表わす筈である。このような $\frac{1}{3}$ 次の Bessel 函数を考えると



第10図　$\varDelta V_0>0$, $E-W+\varDelta V_0>0$ の場合の各エネルギー間の関係

Fig. 10.　Inter Relation of Various Energies when $\varDelta V_0>0$

$$P=\frac{2}{3}y^{\frac{3}{2}}$$
$$=\frac{2}{3}(\kappa^2F)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{E-W}{F}+x\right)^{\frac{3}{2}}$$

とおけば

$$\psi=b_1\left(\frac{3}{2}P\right)^{\frac{1}{3}}H^{(1)}_{\frac{1}{3}}(P)+b_2\left(\frac{3}{2}P\right)^{\frac{1}{3}}H^{(2)}_{\frac{1}{3}}(P) \quad \cdots\cdots (3\cdot11)$$

なんとなれば $Q\to\infty$ (Fが十分大きい)の場合の漸近級数は

$$\psi_1=\left(\frac{3}{2}P\right)^{\frac{1}{3}}H^{(1)}_{\frac{1}{3}}(P)$$
$$\approx\frac{2^{\frac{1}{6}}3^{\frac{1}{3}}}{\pi^{\frac{1}{2}}P^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{i\left(P-\frac{5\pi}{12}\right)} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot12)$$

$$\psi_2=\left(\frac{3}{2}P\right)^{\frac{1}{3}}H^{(2)}_{\frac{1}{3}}(P)$$
$$\approx\frac{2^{\frac{1}{6}}3^{\frac{1}{3}}}{\pi^{\frac{1}{2}}P^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{-i\left(P-\frac{5\pi}{12}\right)} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot13)$$

x が大きくなれば P も大きくなるからそれぞれ ψ_1 は左から右に，ψ_2 は右から左に向つて進む物質波を表わしている。

(C)　函数の連続性

上の場合に $E-W+Fx=0$ すなわち**第10図**の M 点の左においては (3·8) 式の形の波が存在し，M 点の右においては (3·11) 式の形の波が存在することになるが，この2つの波動函数およびその一次の導函数は M 点において連続でなければならない。この条件により b_1, b_2, d_1, d_2 の間に2つの関係が与えられる。これを単純化すると次式がえられる。

$$\left.\begin{aligned} d_1&=i2\left(b_2e^{\frac{\pi i}{6}}-b_1e^{-\frac{\pi i}{6}}\right)\\ d_2&=i\frac{2}{\pi}(b_2-b_1)\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots (3\cdot14)$$

(D)　$\varDelta V_0<0$,　$W>E$ の場合

$$Q=\frac{2}{3}|y|^{\frac{3}{2}}$$
$$=\frac{2}{3}(\kappa^2|F|)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{W-E}{|F|}+x\right)^{\frac{3}{2}}$$

とおけば

$$\psi=f_1\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}K_{\frac{1}{3}}(Q)+f_2\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}I_{\frac{1}{3}}(Q)\ldots\ldots(3\cdot15)$$

この場合は $Q\to\infty$ ($|F|$ が十分小さい) の場合には

$$\psi_1=\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}K_{\frac{1}{3}}(Q)$$

$$\approx\frac{3^{\frac{1}{3}}\pi^{\frac{1}{2}}}{2^{\frac{5}{6}}Q^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{-Q}\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot16)$$

$$\psi_2=\left(\frac{3}{2}Q\right)^{\frac{1}{3}}I_{\frac{1}{3}}(Q)$$

$$\approx\frac{3^{\frac{1}{3}}}{2^{\frac{5}{6}}\pi^{\frac{1}{2}}Q^{\frac{1}{6}}}\cdot e^{Q}\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot17)$$

x が大になれば Q は大になる量であるから ψ_1, ψ_2 はそれぞれ左から右および右から左に進む減衰波を表わす。(3·15) 式は (3·8) 式と形式的には全く同じで $I_{\frac{1}{3}}$ と $K_{\frac{1}{3}}$ とを入れ変えた形になつていることは注意を要する。

(3) 電子の透過率

波動函数が求められゝば (3·5), (3·6) および (3·7) 式を用いて電子のトンネル効果による透過率を計算することができる。簡単のためつぎのような記号を用いることにする。

$$\left.\begin{array}{ll}
E^{\frac{1}{2}}=\alpha & \\
\begin{cases}(E-W)^{\frac{1}{2}}=\beta & (E>W)\\ (W-E)^{\frac{1}{2}}=\beta^* & (W>E)\end{cases} & \\
\begin{cases}(E-W+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}=\gamma & (E>W-\Delta V_0)\\ (W-E-\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}=\gamma^* & (E<W-\Delta V_0)\end{cases} & \\
(E-V_0+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}=\delta & \\
\begin{cases}\dfrac{2\kappa}{3|F|}\beta^3=\lambda & (E>W)\\ \dfrac{2\kappa}{3|F|}\beta^{*3}=\lambda^* & (W>E)\end{cases} & \\
\begin{cases}\dfrac{2\kappa}{3|F|}\gamma^3=\mu & (E>W-\Delta V_0)\\ \dfrac{2\kappa}{3|F|}\gamma^{*3}=\mu^* & (W-\Delta V_0>E)\end{cases} &
\end{array}\right\}(3\cdot18)$$

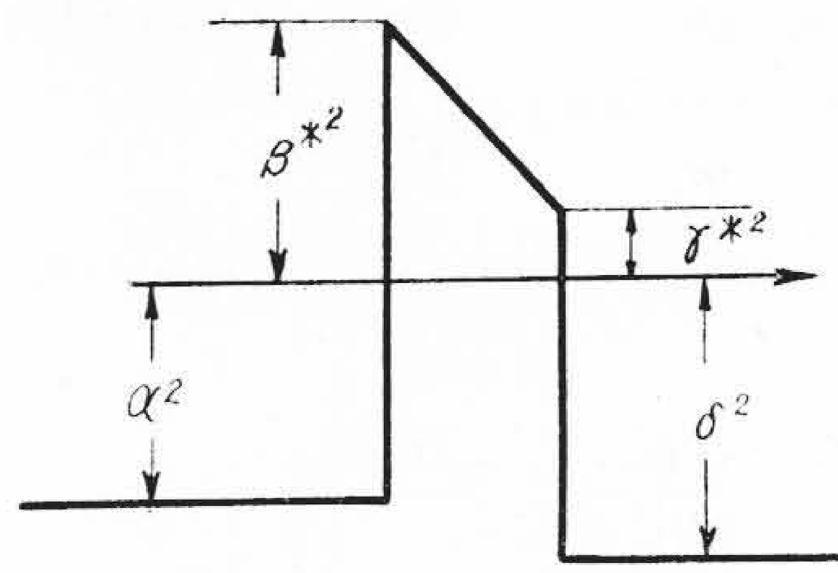
(A)　$\Delta V_0>0$,　$E<W-\Delta V_0$　の場合

(a)　一 般 式

詳細な計算はすべて省略して結果だけ書くと

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\pi\cdot\dfrac{4\kappa}{9F}\{I_{\frac{2}{3}}(\mu^*)-I_{-\frac{2}{3}}(\mu^*)\}^2\gamma^{*5}+\pi\cdot\dfrac{4\kappa}{9F}\{I_{\frac{1}{3}}(\mu^*)-I_{-\frac{1}{3}}(\mu^*)\}^2\gamma^{*3}\delta^2\right]}\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot19)$$

これは一般式であるが special case について既知の式と比較して見ることにする。



第 11 図　各量の関係を表わす説明図

Fig. 11.　Inter Relation between Various Quantities

(b)　μ^* が十分大きい場合

この場合には $I_{\frac{2}{3}}(\mu^*)$, $I_{-\frac{2}{3}}(\mu^*)$, $I_{\frac{1}{3}}(\mu^*)$, $I_{-\frac{1}{3}}(\mu^*)$ に対して (3·9) 式のような漸近級数を用いることができるから

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{-2(\lambda^*-\mu^*)}}{(\alpha^2+\beta^{*2})(\gamma^{*2}+\delta^2)}\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot20)$$

特に $\Delta V_0=0$ の場合を考えると $\beta^*=\gamma^*$ であるから

$$\lambda^*-\mu^*=\lim_{\Delta V_0\to 0}\frac{2\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-E)^{\frac{3}{2}}-(W-E-\Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}$$

$$=\kappa l\beta^*\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot21)$$

故に

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^{*2}\delta e^{-2\kappa l\beta^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})(\beta^{*2}+\delta^2)}\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot20)'$$

これは矩形のポテンシャル障壁に対して Nordheim が与えたトンネル効果の式(2)と完全に一致する。

(c)　$\mu^*=0$　の場合

(3·19) 式の $I_{\pm\frac{2}{3}}$, $I_{\pm\frac{1}{3}}$ を μ^* の羃級数に展開して次式をえる。

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\left\{\dfrac{3^{\frac{4}{3}}}{4\pi}\Gamma^2\left(\dfrac{2}{3}\right)\left(\dfrac{F}{\kappa}\right)^{\frac{1}{3}}\right\}\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\left\{3^{\frac{1}{3}}\dfrac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(1/3)}\left(\dfrac{F}{\kappa}\right)^{\frac{1}{3}}\right\}^2+\delta^2\right]}\ldots(3\cdot22)$$

この場合は WKB の近似法では勿論求めることができない。

(B)　$\Delta V_0>0$,　$W-\Delta V_0<E$　の場合

(a)　一 般 式

前と同様にして詳細な式の取扱は全部省略して結果だけ書くと

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\pi\cdot\dfrac{4\kappa}{9F}\{J_{\frac{2}{3}}(\mu)-J_{-\frac{2}{3}}(\mu)\}^2\gamma^5+\pi\cdot\dfrac{4\kappa}{9F}\{J_{\frac{1}{3}}(\mu)+J_{-\frac{1}{3}}(\mu)\}^2\gamma^3\delta^2\right]}\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot23)$$

(b)　μ が十分大きい場合

この場合には $J_{\pm\frac{2}{3}}$, $J_{\pm\frac{1}{3}}$ の漸近級数を用いることができる。

$$\tau=\frac{4\alpha\beta^*\gamma\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left\{\gamma^2\sin^2\left(\mu-\dfrac{\pi}{4}\right)+\delta^2\cos^2\left(\mu-\dfrac{\pi}{4}\right)\right\}}\ldots\ldots\ldots\ldots(3\cdot24)$$

特に $V\to\infty$ とすれば $\gamma=\delta$ であるから

$$\tau=\frac{4\alpha\beta^* e^{-2\lambda^*}}{\alpha^2+\beta^{*2}} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 25)$$

(3・25) 式は Fowler の field emission の式[21] と一致する。

(c) $\mu=0$ の場合

これは (3・22) 式と一致するからこゝには省略する。

(C) $\varDelta V_0<0,\ W>E$ の場合

われわれに必要なのは λ^*, μ^* がともに大きい場合のみである。詳細な計算を省略して結果だけ書くと

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{2(\lambda^*-\mu^*)}}{(\alpha^2+\beta^{*2})(\gamma^{*2}+\delta^2)} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 26)$$

この式は (3・20) と非常によく似ている。

(4) 透過率の式の簡素

(3・19) および (3・23) 式で与えられた電子透過率の一般式は比較的複雑で今後の計算を行う上に好ましくない。これをできるだけ簡素化して，許しえる範囲内の近似計算を行うことにする。

(A) $\varDelta V_0>0,\ W-\varDelta V_0>E$ の場合

(3・19) 式をつぎのように書きかえる

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\pi\frac{4\kappa}{9F}\{I_{-\frac{2}{3}}(\mu^*)-I_{\frac{2}{3}}(\mu^*)\}\gamma^{*5}+\pi\frac{4\kappa}{9F}\{I_{-\frac{1}{3}}(\mu^*)-I_{\frac{1}{3}}(\mu^*)\}^2\gamma^{*3}\delta^2\right]}$$

$$=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{-2(\lambda^*-\mu^*)}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\{A(\mu^*)\gamma^{*2}+B(\mu^*)\delta^2\}} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 27)$$

たゞし

$$\left.\begin{aligned} A(\mu^*)&=\frac{2\pi}{3}\mu^*\{I_{-\frac{2}{3}}(\mu^*)-I_{\frac{2}{3}}(\mu^*)\}^2 e^{2\mu^*}\\ B(\mu^*)&=\frac{2\pi}{3}\mu^*\{I_{-\frac{1}{3}}(\mu^*)-I_{\frac{1}{3}}(\mu^*)\}e^{2\mu^*}\end{aligned}\right\} \qquad (3\cdot 28)$$

数値表[23]を用いて $A(\mu^*)$, $B(\mu^*)$ を計算すると**第12図**のようになる。これから μ^* が 0 近傍の値をとらない限り事実上

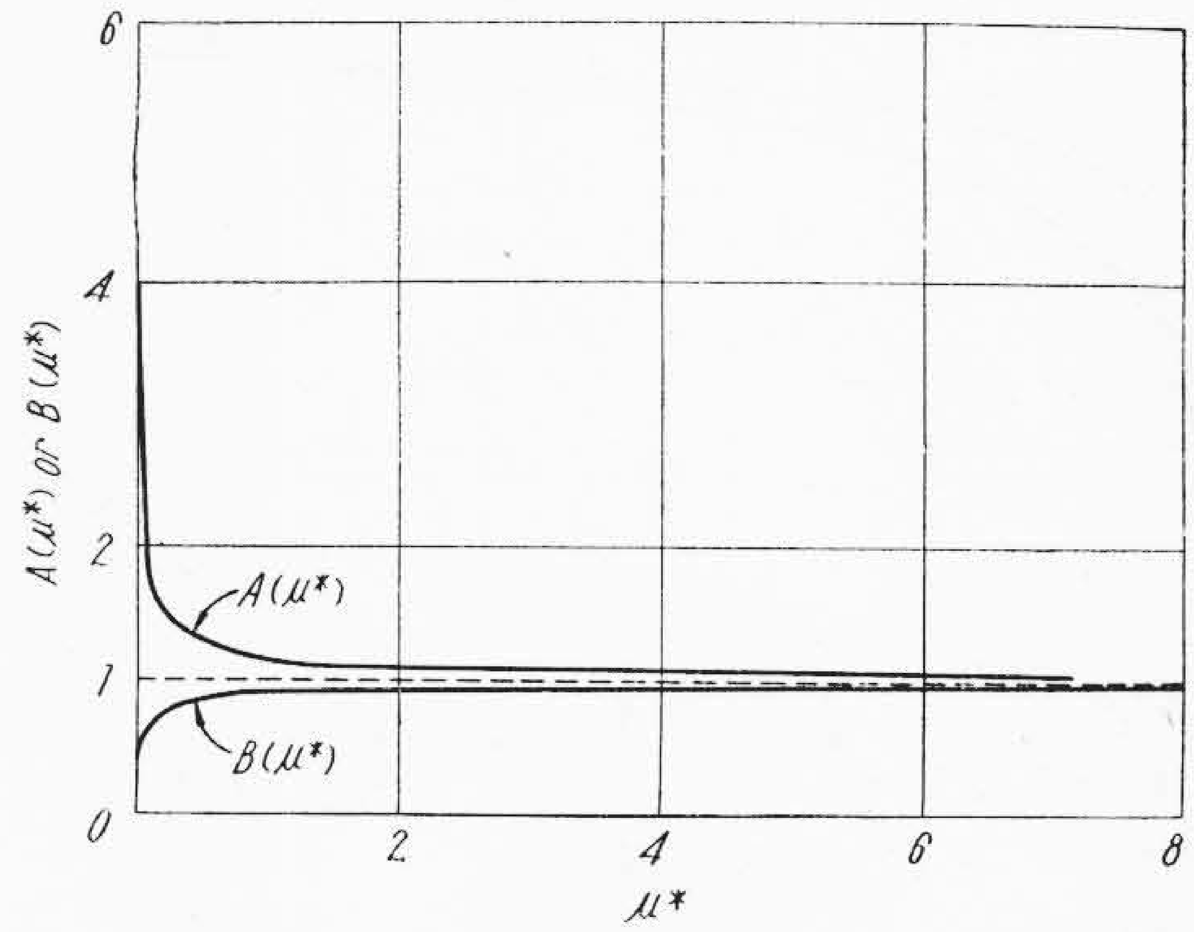
$$A(\mu^*)\fallingdotseq B(\mu^*)\fallingdotseq 1 \qquad \cdots\cdots (3\cdot 29)$$

とおくのは相当によい近似であることがわかる。したがつて (3・27) 式は特別な場合を除いてはつぎのような簡単な形に書くことができる。

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma^*\delta e^{-2(\lambda^*-\mu^*)}}{(\alpha^2+\beta^{*2})(\gamma^{*2}+\delta^2)} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 27)'$$

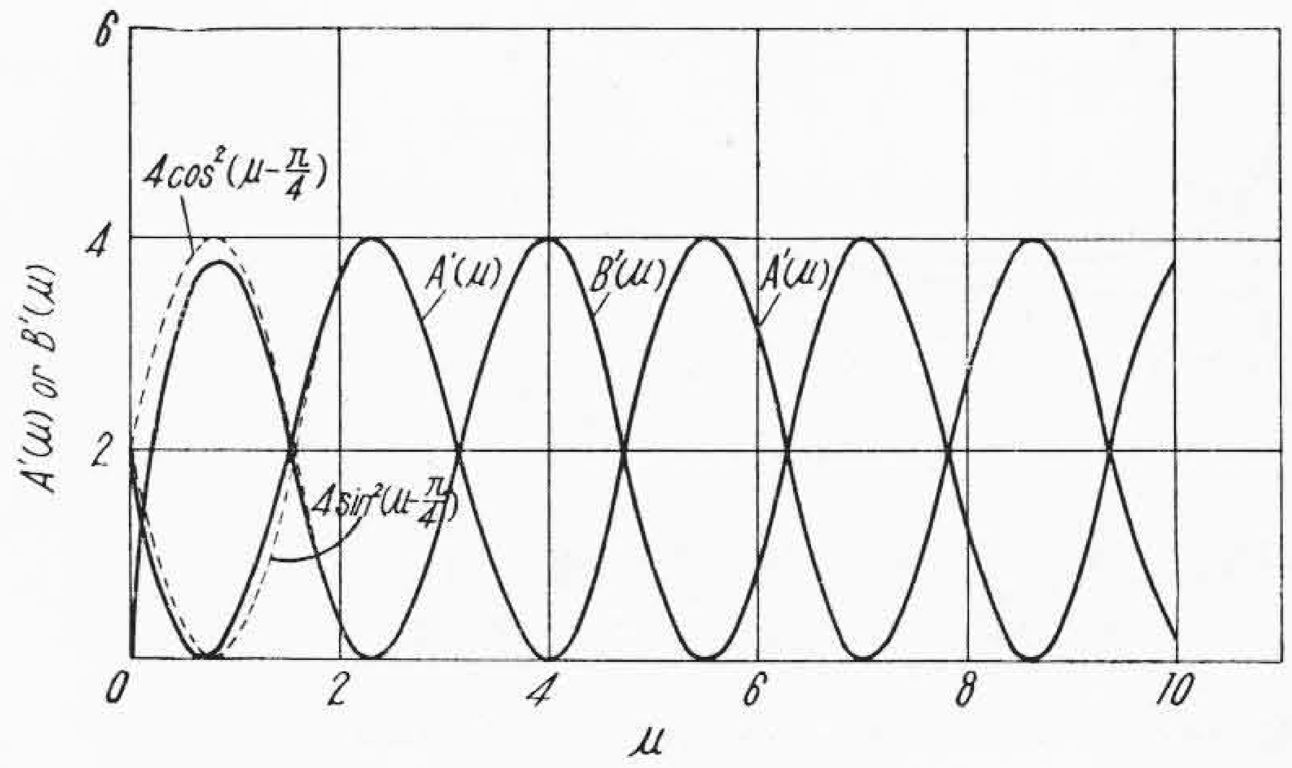
この式は WKB の近似法を用いて係数を全く無視して指数函数の部分のみは Holm により求められている[22]。しかし接触抵抗の特性を定量的に議論するためにはこの係数が相当問題になることは後に述べることにする。

なお μ^* が 0 近傍の値をとる場合には勿論元の式に戻つて計算する必要がある。(3・27)′ 式によれば $\mu=0$ において $\tau=0$ になつてしまうが元の式に戻ればこのような anomaly は全く起きないことがわかる。



第12図　$A(\mu^*)$, $B(\mu^*)$ の計算値

Fig. 12. Calculated Values of $A(\mu^*)$ and $B(\mu^*)$



第13図　$A'(\mu)$, $B'(\mu)$ の計算値

Fig. 13. Calculated Values of $A'(\mu)$ and $B'(\mu)$

(B) $\varDelta V_0>0,\ W-\varDelta V_0<E$ の場合

(3・23) 式をつぎのように書きかえる

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\gamma\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\pi\frac{4\kappa}{9F}\{J_{-\frac{2}{3}}(\mu)-J_{\frac{2}{3}}(\mu)\}^2\gamma^5+\pi\frac{4\kappa}{9F}\{J_{-\frac{1}{3}}(\mu)+J_{\frac{1}{3}}(\mu)\}^2\gamma^3\delta^2\right]}$$

$$=\frac{16\alpha\beta^*\gamma\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\{A'(\mu)\gamma^2+B'(\mu)\delta^2\}} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 30)$$

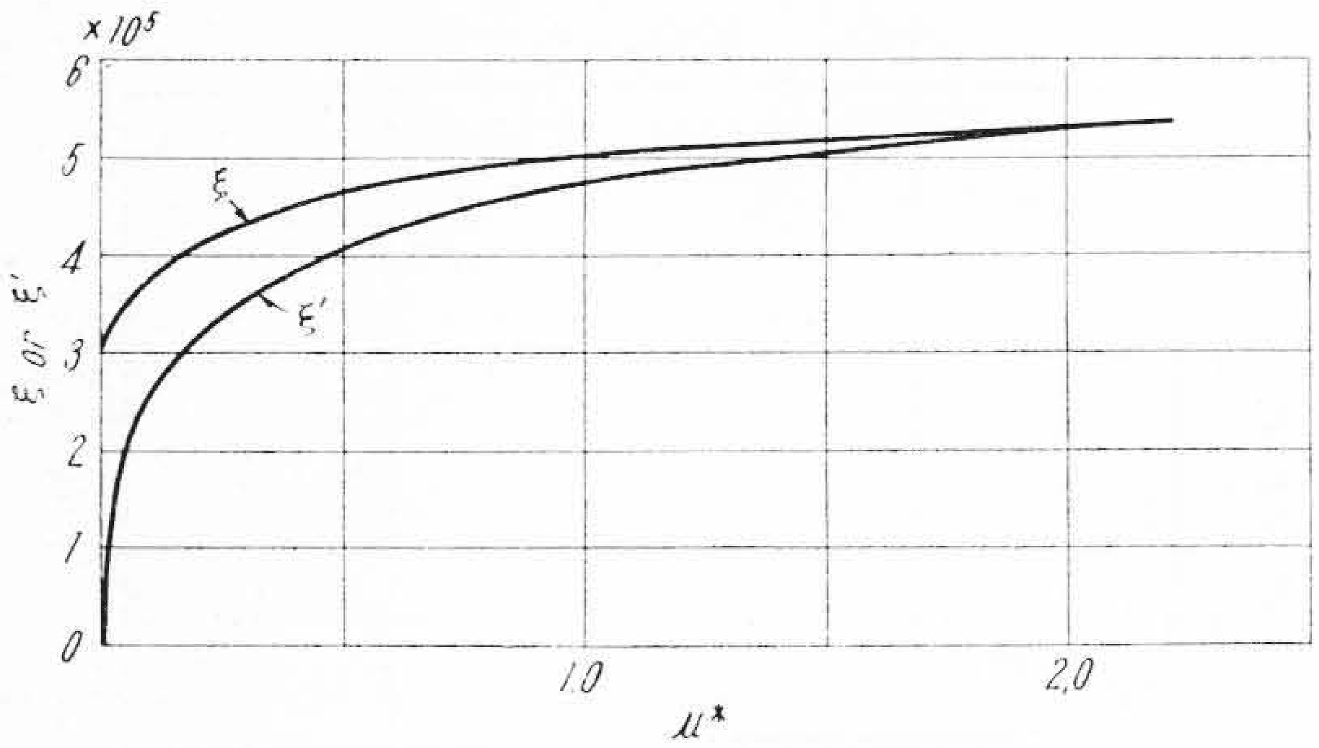
たゞし $A'(\mu)$, $B'(\mu)$ は次式で与えられる。

$$\left.\begin{aligned} A'(\mu)&=\frac{2\pi}{3}\mu\{J_{-\frac{2}{3}}(\mu)-J_{\frac{2}{3}}(\mu)\}^2\\ B'(\mu)&=\frac{2\pi}{3}\mu\{J_{-\frac{1}{3}}(\mu)+J_{\frac{1}{3}}(\mu)\}^2\end{aligned}\right\} \qquad \cdots (3\cdot 31)$$

前と同様にして $A'(\mu)$, $B'(\mu)$ の数値計算を行つた結果を**第13図**に示す。この場合 $\mu=0$ の近傍を除けば

$$\left.\begin{aligned} A'(\mu)&\fallingdotseq 4\sin^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)\\ B'(\mu)&\fallingdotseq 4\cos^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)\end{aligned}\right\} \qquad \cdots\cdots (3\cdot 32)$$

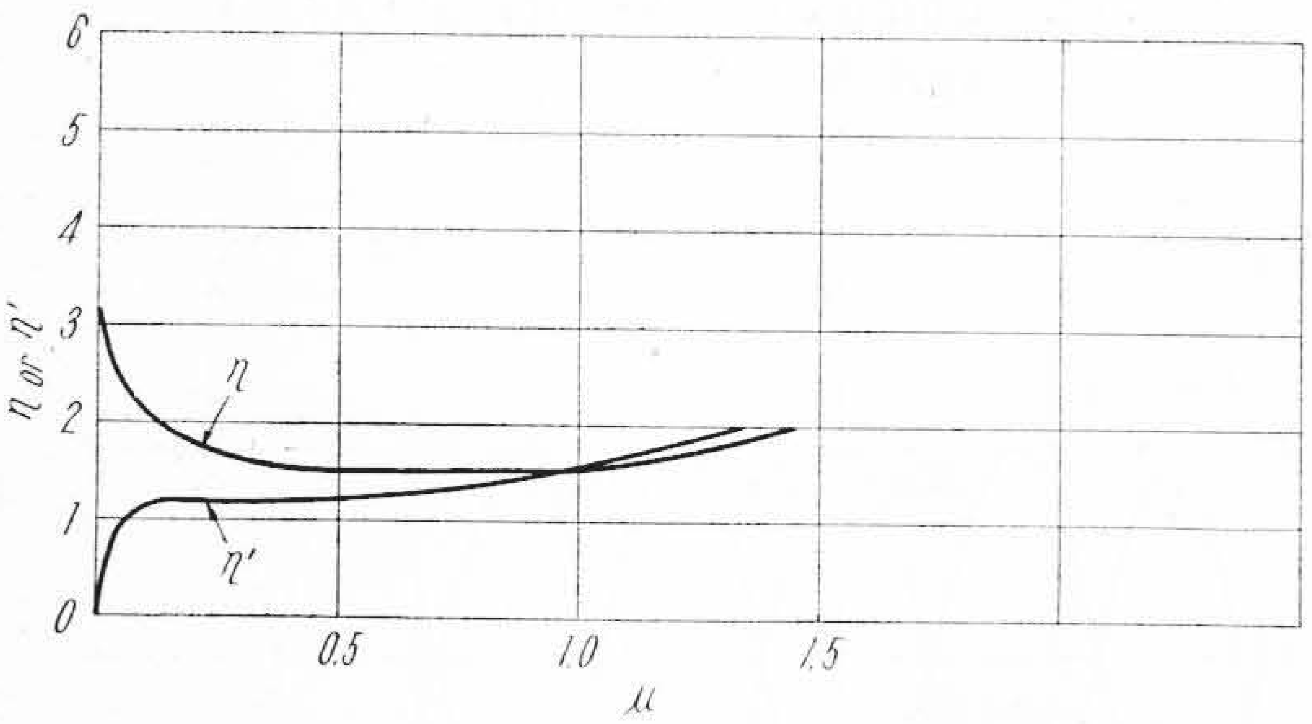
とおけば相当によい近似であることがわかる。したがつてつぎの近似式をえる。すなわち



第14図　ξ と ξ' の数値計算

たゞし $\Delta V_0=1eV,\ l=5\times10^{-7}$ cm, $\delta^2=0.5eV$ として計算を行う。

Fig. 14. Calculated Values of ξ and ξ'



第15図　η と η' の数値計算

たゞし ΔV_0, l および δ^2 は第14図に同じ。

Fig. 15. Calculated Values of η and η'

$$\tau=\frac{4\alpha\beta^*\gamma\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left\{\gamma^2\sin^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)+\delta^2\cos^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)\right\}} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(3\cdot30)'$$

この場合も $\mu=0$ とすれば $\tau=0$ になつてしまうが元の式に戻ればこのような anomaly はなくなる。$\mu=0$ の場合の透過率は (3・22) 式に与えられている。すなわち

$$\tau=\frac{16\alpha\beta^*\left\{\frac{3^{\frac43}}{4\pi}\Gamma^2\left(\frac23\right)\left(\frac{F}{\kappa}\right)^{\frac13}\right\}\delta e^{-2\lambda^*}}{(\alpha^2+\beta^{*2})\left[\left\{3^{\frac13}\frac{\Gamma(2/3)}{\Gamma(1/3)}\left(\frac{F}{\kappa}\right)^{\frac13}\right\}^2+\delta^2\right]}\cdots(3\cdot22)$$

(C)　$\mu=0$ 近傍の透過率

(3・27), (3・27)′ 式において問題となるのはつぎの部分である。(3・27) において

$$\xi=\frac{\gamma^*}{A(\mu^*)\gamma^{*2}+B(\mu^*)\delta^2}\cdots\cdots\cdots\cdots(3\cdot33)$$

が (3・27)′ においてはつぎのように単純化されている。

$$\xi=\frac{\gamma^*}{\gamma^{*2}+\delta^2}\cdots\cdots\cdots\cdots(3\cdot33)'$$

(3・30), (3・30)′ 式において問題となるのはつぎの部分である。(3・30) 式において

$$\eta=\frac{\gamma}{A'(\mu)\gamma^2+B'(\mu)\delta^2}\cdots\cdots\cdots\cdots(3\cdot34)$$

が (5・30)′ 式においてはつぎのように単純化されている。

$$\eta=\frac{\gamma}{4\left\{\gamma^2\sin^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)+\delta^2\cos^2\left(\mu-\frac{\pi}{4}\right)\right\}}\quad(3\cdot34)'$$

これらにつき数値計算を行つた結果を**第14図**および**第15図**に示す。図からわかる通り $\mu^*\to0$ の場合に近似計算では ξ' が 0 になるが，正確な計算では ξ が幾分小さくなるだけである。さらにまた $\mu\to0$ の場合に近似計算では $\eta'\to0$ であるが正確な計算では η の値はむしろ幾分大きくなり $\mu^*\to0$ の場合の ξ と $\mu\to0$ の場合の η とは勿論連続につながる筈である。

〔IV〕 絶縁薄膜を透過して行く電子の箇数

(1) 半導体中の自由電子または正孔について

ここにおいては〔III〕(1) で述べたように堰層部にある程度大きな電圧を印加するとき**第7図**に示したような 10^{-7}cm の order の厚さの絶縁薄膜と $10^{-5}\sim10^{-4}$cm の order の厚さの物理堰層とにそれぞれ comparable order の電圧が分割されて印加されると考えると絶縁薄膜内部の電位傾度に比較してその両側の物理堰層中における電位傾度はきわめて緩漫であり，前者に対して後者を無視して一応議論を進めることにする。さらにまた special case として印加電加が 0 で絶縁薄膜内部に電場が存在しない場合にも絶縁薄膜の厚さと comparable order の物理堰層内の距離における電位差は比較的小さいものであるから上記絶縁薄膜をトンネル効果により透過して行く電子流を考える場合にはすべてこの近似を用いることにする。**第7図**(a) の (I) なる n 型半導体において絶縁薄膜との境界面から十分離れた部分において導電帯に上つて $u\sim u+du$ の範囲内の境界面に垂直な速度成分をもつて左から右に向つて運動している電子の箇数は単位体積当り

$$2N_1^{\frac12}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac14} me^{-\frac{W_1+mu^2}{2kT}}du\quad\cdots\cdots\cdots(4\cdot1)$$

である。したがつて半導体 (I) と絶縁薄膜 (III) との境界面において $u\sim u+du$ の範囲内で境界面に垂直な速度成分をもつて左から右に向つて単位時間に境界面の単位面積に衝突して来る電子の箇数は次式で与えられる。

$$2N_1^{\frac12}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac14}e^{-\frac{W_1/2+U_1+mu^2/2}{kT}}mudu$$

$$=Ge^{-\frac{E}{kT}}dE\cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot2)$$

たゞし　$E=\frac{mu^2}{2}\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot3)$

$$G=2N_1^{\frac12}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac14}e^{-\frac{W_1/2+U_1}{kT}}\quad\cdots\cdots\cdots(4\cdot4)$$

この場合のポテンシャルエネルギー U_1 は境界面から十分遠い位置におけるそれを 0 と考えて図の上の方向を正

としてとつてある。またEなる運動エネルギーは**第7図**においてn型半導体の導電帯の底を原点として0と考え図の上の方向を正としてとつてある。つぎに**第7図**(a)においてp型半導体(II)の境界面から十分遠い位置において同じく$-u\sim-(u+du)$の範囲内の境界面に垂直な速度成分をもつて右から左に運動している自由電子および正孔の数はそれぞれ次式で与えられる。たゞしこゝに$u>0$である。

自由電子の数

$$=\frac{2(2\pi mkT)^{\frac{7}{4}}}{h^{\frac{9}{2}}N_2^{\frac{1}{2}}}me^{-\frac{W_2'-W/2+mu^2/2}{kT}}du \quad (4\cdot5)$$

正　孔　の　数

$$=2N_2^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac{1}{4}}me^{-\frac{W_2+mu^2}{2kT}}du \quad ..(4\cdot6)$$

つぎにp型半導体(II)と絶縁薄膜(III)との境界面において$-u'\sim-(u'+du')$の範囲内の境界面に垂直な速度成分をもつて単位時間内に境界面の単位面積に衝突して来る電子の箇数を考える。この場合には物理堰層部の電荷分布につきさらに詳細に考えなければ一義的な結果は出ないであろうが，われわれは簡単のためn型半導体についての(4•1)式と(4•2)式の間の関係が今の場合にもそのまま当てはまると考えて次式をえる。

$$\frac{2(2\pi mkT)^{\frac{7}{4}}}{h^{\frac{9}{2}}N_2^{\frac{1}{2}}}e^{-\frac{W_2'-U_2-W_2/2+mu'^2/2}{kT}}$$

$$\times mu'du'=He^{-\frac{E'}{kT}}dE' \quad ....(4\cdot7)$$

たゞし

$$E'=\frac{mu'^2}{2} \quad ....(4\cdot8)$$

$$H=\frac{2(2\pi mkT)^{\frac{7}{4}}}{h^{\frac{9}{2}}N_2^{\frac{1}{2}}}e^{-\frac{W_2'-U_2-W_2/2}{kT}} \quad ....(4\cdot9)$$

この場合物理堰層部におけるポテンシャルエネルギーは境界面から十分遠い位置におけるそれを0と考えて絶縁薄膜との境界面においては$U_2(U_2>0)$なる負の値を有するものとする。またこの場合のE'なる運動エネルギーは**第7図**においてp型半導体(II)の導電帯の底を原点として考えている。以上**第9図**(a)において**第7図**の矩形の絶縁障壁〔III〕の単位面積に対し，単位時間内にそれぞれ左および右から衝突して来る電子の箇数を求めたわけであり，絶縁薄膜〔III〕にきわめて接近した部分を考える限り(4•3)および(4•8)式の間にはつぎの関係がある。

$$E'=E-V_0 \quad ....(4\cdot10)$$

(2)　絶縁薄膜を透過する電子の箇数

われわれはすでに絶縁薄膜の電子透過率とこの薄膜の単位面積に単位時間に衝突する電子の箇数とを求めたから，さらに単位時間内に薄膜の単位面積を通り抜けて行く電子数を計算することは容易にできる。**第9図**(a)に示すような模型化された10^{-7}cm 程度の厚さの矩形のポテンシャル障壁に**第9図**(b)に示すような外部電圧またはこれと逆方向の電圧を印加した場合にこの絶縁薄膜の単位面積を単位時間に透過して行く電子流を考えることにする。たゞしこの場合にも半導体の接触部の物理堰層中における電位傾度を近似的に零と考えていることは前の場合と同様である。

左から右にまたは右から左に向つて絶縁薄膜を透過して行く電子による電流の絶対値をIとし，絶縁薄膜の電子透過率を$\tau(E)$とすれば(4•2),(4•3),(4•4)式を用いて

$$I=eG\int_0^\infty \tau(E)e^{-\frac{E}{kT}}dE \quad ....(4\cdot11)$$

この場合

$$\left.\begin{array}{l}\dfrac{d\tau}{dE}>0\\[2ex]\dfrac{d}{dE}(e^{-\frac{E}{kT}})<0\end{array}\right\} \quad ....(4\cdot12)$$

であるが今後は

$$\frac{d\tau}{dE}<\left|\frac{d}{dE}(e^{-\frac{E}{kT}})\right| \quad ....(4\cdot13)$$

の場合のみを考えることにする。たゞし**第9図**のポテンシャル障壁の形または印加電圧$\varDelta V_0$の大きさによつては

$$\frac{d\tau}{dE}>\left|\frac{d}{dE}(e^{-\frac{E}{kT}})\right| \quad ....(4\cdot14)$$

の場合も勿論考えられるが今の場合は(4•13)式を考える方が好都合である。〔III〕(3)で述べたような種々の場合のうち後に必要なもののみについて計算することにする。

(A)　$\varDelta V_0>0$,　$W>\varDelta V_0$ の場合に絶縁薄膜を通じて左から右への電子流。

特別な場合を除けば薄膜の電子透過率として(3•27)′の近似式を用いることができる。同式において$\mu^*\to0$の場合のみ(3•27),(3•28)式を用いることにする。(4•2),(4•3),(4•4)式を用いると，この場合に絶縁薄膜を通じて左から右へ流れる電子流による電流の絶対値は

$$I_{12}=eG\int_0^\infty \tau(E)e^{-\frac{E}{kT}}dE$$

$$=eG\int_0^\infty\frac{16E^{\frac{1}{2}}(W-E)^{\frac{1}{2}}(W-\varDelta V_0-E)^{\frac{1}{2}}\times(E-V_0+\varDelta V_0)^{\frac{1}{2}}}{W(W-V_0)}$$

$$\times e^{-\frac{E}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\varDelta V_0}\{(W-E)^{\frac{3}{2}}-(W-\varDelta V_0-E)^{\frac{3}{2}}\}}dE$$

$$..........(4\cdot15)$$

被積分函数中にはEの指数函数の項があるから一般に被積分函数が極大になるEの値を求めれば(4•15)式の積分

に主として寄与するのはその近傍のEの値に相当する部分の積分であることがわかる。(4・15)式において被積分函数の中

$$E^{\frac{1}{2}}(E-V_0+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}} \times e^{-\frac{E}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-E)^{\frac{3}{2}}-(W-\Delta V_0-E)^{\frac{3}{2}}\}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot16)$$

の部分の極大に対応する E の値を $E_{\max}$ とすれば近似的に

$$E_{\max}=\frac{h}{g} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot17)$$

たゞし

$$h=\frac{1-g\Delta+\sqrt{1+g^2\Delta^2}}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot18)$$

$$g=\frac{1}{kT}-\frac{2\kappa l}{\Delta V_0}\{W^{\frac{1}{2}}-(W-\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}\} \quad \cdots(4\cdot19)$$

$$\Delta=\Delta V_0-V_0 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot20)$$

特別の場合を除けば $\frac{1}{g}$ は大体 kT の oder の量であるから $E_{\max}$ は比較的小さい量 ($10^{-2}eV$ の桁) であり，被積分函数中(4・16)式で表わされる部分以外の部分に対しては事実上 $E=0$ として差支ないであろう。このようにして(4・15)式の積分を実行すれば

$$I_{12}\fallingdotseq\frac{32eN_1^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac{1}{4}}e^{-\frac{W_1/2+U_1}{kT}} \times(W-\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}h^{\frac{1}{2}}(h+g\Delta)^{\frac{1}{2}}}{g^2W^{\frac{1}{2}}(W-V_0)} \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{W^{\frac{3}{2}}(W-\Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot21)$$

(B)　$\Delta V_0>0$,　$W>\Delta V_0$ の場合絶縁薄膜を通じて右から左への電子流。

この場合はつぎのような置きかえをして右から左への電子流を考えればτを与える式として(3・26)式がそのまま使用しうることはあきらかである。

$$\left.\begin{aligned}\alpha&=(E+\Delta V_0-V_0)^{\frac{1}{2}}\\ \beta^*&=(W-\Delta V_0-E)^{\frac{1}{2}}\\ \gamma^*&=(W-E)^{\frac{1}{2}}\\ \delta&=E^{\frac{1}{2}}\\ \lambda^*&=\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}(W-\Delta V_0-E)^{\frac{3}{2}}\\ \mu^*&=\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}(W-E)^{\frac{3}{2}}\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots\cdots(3\cdot18)'$$

さらに (4・7), (4・8), (4・9) 式を用いると絶縁薄膜を通じて右から左に流れる電子により生ずる電流の絶対値は

$$I_{21}=eH\int_{\Delta V_0-V_0}^{\infty} \times\frac{16(E+\Delta V_0-V_0)^{\frac{1}{2}}(W-\Delta V_0-E)^{\frac{1}{2}}(W-E)^{\frac{1}{2}}E^{\frac{1}{2}}}{(W-V_0)W} \times e^{-\frac{E'}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-E)^{\frac{3}{2}}-(W-\Delta V_0-E)^{\frac{3}{2}}}dE'$$

$$=eH\int_0^{\infty} \times\frac{16(E+\Delta V_0-V_0)^{\frac{1}{2}}(W-\Delta V_0-E)^{\frac{1}{2}}(W-E)^{\frac{1}{2}}E^{\frac{1}{2}}}{(W-V_0)W} \times e^{-\frac{\Delta V_0-V_0}{kT}}e^{-\frac{E}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-E)^{\frac{3}{2}}-(W-\Delta V_0-E)^{\frac{3}{2}}\}}dE$$

$$\fallingdotseq\frac{eH16(W-\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}h^{\frac{1}{2}}(h+g\Delta)^{\frac{1}{2}}e^{\frac{V_0}{kT}}}{(W-V_0)W^{\frac{1}{2}}g^2} \times e^{-\frac{\Delta V_0}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{W^{\frac{3}{2}}-(W-\Delta V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \quad \cdots\cdots\cdots(4\cdot22)$$

たゞし

$$E'=E+\Delta V_0-V_0 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot23)$$

の関係を用いている。

(C)　$\Delta V_0<0$, $\Delta V_0-V_0>0$ の場合に絶縁薄膜を通じての電子流

前の (A) および (B) の場合とほとんど同様な計算により絶縁薄膜を通じて左から右へ流れる電子流による電流の絶対値は (4・21) 式と全く同様であり，同じく右から左への電子流による電流の絶対値は (4・22) 式と全く同様になる。

(D)　$\Delta V_0<0$, $\Delta V_0-V_0<0$ の場合に左から右へ絶縁薄膜を通じての電子流。

これは負方向に比較的大きな電圧を印加した場合に easy flow の方向に流れる電子流の絶対値を考えているのである。(4・2), (4・3), (4・4) および (3・26) 式の諸式を用い前の (A) の場合と同様にして次式をえる。

$$I_{12}=\frac{32eN_1^{\frac{1}{2}}\left(\frac{2\pi mkT}{h^6}\right)^{\frac{1}{4}}e^{-\frac{W_1/2+U_1+V_0}{kT}} \times(W-V_0+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}h'^{\frac{1}{2}}(h'-g'\Delta)^{\frac{1}{2}}}{g'^2W(W-V_0)^{\frac{1}{2}}} \times e^{\frac{\Delta V_0}{kT}-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-V_0+\Delta V_0)^{\frac{3}{2}}-(W-V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot24)$$

たゞし

$$h'=\frac{1+g'\Delta+\sqrt{1+g'^2\Delta^2}}{2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot25)$$

$$g'=\frac{1}{kT}-\frac{2\kappa l}{\Delta V_0}\{(W-V_0+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}-(W-V_0)^{\frac{1}{2}}\} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4\cdot26)$$

(E)　$\Delta V_0<0$, $\Delta V_0-V_0<0$ の場合に右から左への絶縁薄膜を通じての電子流。

前の (B) の場合とほとんど同様にして (4・7), (4・8), (4・9) および (3・27)′ の諸式を用いて次式をえる。

$$I_{21}=\frac{16He(W-V_0+\Delta V_0)^{\frac{1}{2}}h'^{\frac{1}{2}}(h'-g'\Delta)^{\frac{1}{2}}}{g'^2(W-V_0)^{\frac{1}{2}}W} \times e^{-\frac{4\kappa l}{3\Delta V_0}\{(W-V_0+\Delta V_0)^{\frac{3}{2}}-(W-V_0)^{\frac{3}{2}}\}} \quad (4\cdot27)$$

本論文は次の目次の通りの内容でありますが，内容が非常に広汎なものでありまして紙数の都合上一回の掲載が不能でありましたため〔V〕「整流理論」以下を本誌次号に掲載致しますから御諒承願います。（編 集 部）

◇目　　次◇

特 許 と 新 案

最近登録された日立製作所の特許および実用新案 (その 1)

区　別	登録番号	名　　称	工場別	氏　　名	登録年月日
特　許	206843	磁気的電流跳躍装置	日立工場	今尾　隆	29. 7. 19
〃	206857	定電圧装置	日立工場	三浦武雄	〃
〃	206858	配電箱における引出型電位変圧器	日立工場	安藤卓郎 丹　秀太郎 中川幸太郎	〃
〃	206861	動的不平衡検出装置	日立工場	小堀与一	〃
〃	206867	光電比色計の目盛	日立工場	古渡賢助	〃
〃	206860	ポンプの水槌作用防止装置	亀有工場	栗野義六郎	〃
〃	206865	多段渦巻ポンプ	亀有工場	寺田　進 大貫康志	〃
〃	206841	有鞘木管使用のロングリット巻取装置	川崎工場	薄　正四	〃
〃	206842	有鞘木管を使用するロングリット巻取装置	川崎工場	薄　正四	〃
〃	206864	縺糸を少くする木管巻方法	川崎工場	薄　正四	〃
特　許	206863	冷凍サイクルにおける冷媒吸湿装置	栃木工場	松清　達	29. 7. 19

(次頁へ続く)

特　許　と　新　案

最近登録された日立製作所の特許および実用新案　（その2）

（前頁より続く）

区別	登録番号	名称	工場別	氏名	登録年月日
特許	206866	鉄あるいは鉄合金を基体とする真空管用各種構体の処理方法	茂原工場	伊知山　昇	29. 7. 19
〃	206859	砂型造型機における型抜用バイブレーターの停止装置	桑名工場	宇津　巖	〃
〃	206854	白色螢光体	中央研究所	伴野正美 佐藤興吾 江本正之	〃
〃	206855	白色螢光体	中央研究所	伴野正美 青木米作 佐藤興吾	〃
〃	206856	油中黒鉛膠質の製造方法	中央研究所	牟田明徳	
特許	206862	螢光体の製造法	中央研究所	青木米作 伴野正美	29. 7. 19
実用新案	415551	無人変電所の状態表示装置	日立工場	池田正一郎 丹　秀太郎	29. 7. 20
〃	415552	簡易変電所の故障表示装置	日立工場	宮崎徳太郎 池田正一郎	〃
〃	415588	故障区分自動表示装置	日立工場	中山道雄 浜島　甫	〃
〃	415589	自動扉開閉制御装置	日立工場	酒井真平	〃
〃	415590	エレベータ扉開閉用電動機制御装置	日立工場	酒井真平	〃
〃	415594	光電比色計の液槽保持装置	日立工場	古渡賢助 田中真之助	〃
〃	415598	鋳造用マッチプレート	日立工場	関　仁	〃
〃	415612	電気車輛における直流螢光灯極性変換装置	日立工場	江口四郎 合田　勇 上原　守	〃
〃	415615	高低水位警報器	日立工場	柴田　祐	〃
〃	415616	電気洗濯機	日立工場	田中貞之助	〃
〃	415617	電気洗濯機	日立工場	田中貞之助	〃
〃	415623	電気洗濯器	日立工場	田中貞之助	〃
〃	415626	竪型タンク類の蓋開閉装置	日立工場	安島賢亮 須藤芳男	〃
〃	415627	軸沈下測定装置	日立工場	井原一男	〃
〃	415633	竪軸水車発電機の推力軸受	日立工場	滑川　清	〃
〃	415634	油入電器用端子板	日立工場	栗山　卓	〃
〃	415587	空気清浄器	笠戸工場	湯本清比古	〃
〃	415601	鋼索搬送機における主索給油装置	亀有工場	松崎直忠	〃
実用新案	415602	鋼索搬送機の主索給油装置	亀有工場	田中　昇 青木登志雄	29. 7. 20

（第34頁へ続く）