

金属整流器の非等温的拡散理論

沼 田 正

On the Non-Isothermal Diffusion Theory of Rectifiers

Tadasi Nunata

The general non-isothermal diffusion equation of rectifier theory has been derived by generalizing the non-isothermal diffusion equation that had been deduced from formal theory of conduction. The non-isothermal theory of rectification has been developed generally by using this diffusion equation. The results obtained are much reasonable than ones obtained from isothermal theories. Thermoelectric current and voltages of rectifiers due to temperature gradient in the barrier can be explained by the result of the present theory.

§1 緒 言

Carrier injection がおこらない場合の金属整流器の整流理論としては、従来二極管理論⁽¹⁾、tunnel 効果の理論⁽²⁾、拡散理論⁽³⁾の三つの型の理論が開拓されている。このうち拡散理論は1931年に Wagner⁽⁴⁾によって current carriers に対する拡散方程式 $(j = evF - eD \frac{\partial n}{\partial x})$ を理論の出発点の基礎方程式として採用することにより初めて試みられた。その後 Mott⁽⁵⁾、Schottky⁽⁶⁾、その他多くの人々により発展させられ現在一応実験結果を定性的には説明することに成功している。

然しこれらの諸理論は全て理論の出発点として Wagner の等温的な拡散方程式を採用しているので、得られる結果は理論の性格として本質的に等温的な理論となっている。然るに実際におこる整流現象は明らかに非等温的現象である。何故ならば整流器に正逆何づれの方向であれ整流電流が流れると、整流器の堰層部分及びその近傍には必然的に熱の発生がおこり、又その熱流のため整流現象に重要な役割を演ずる半導体のこの部分はもはや等温的ではなくなるからである。この様にして等温的理論の実際の整流現象に対する適用印加電圧範囲は理論が与えるそれではなく、熱の発生が無視出来る様な所謂 zero bias 近傍の印加電圧範囲以外の印加電圧ではもはや理論は適用不可能となり、そのため従来屢々問題となっているような正逆方向に於ける実験と理論との不一致が顕著になる。これはまた当然のことと云うべきであろう。

以上述べたことより明らかな様に好ましい整流理論は堰層内温度の自己加熱による非一様性を考慮に入れた基本式を出発点にしたものでなければならぬと言える。この故に本論文では先づ我々は非等温的な拡散方程式を金属の自由電子理論の立場より導入し、これを一般化して一般的な拡散方程式を定義し、この一般的な拡散方程式を基にして整流器の非等温的な拡散理

論の一般論を展開することにする。

得られる結果は従来の理論よりより合理的且つ統一的に整流現象を説明することが出来る。

§2 非等温的な拡散方程式の導出

以下我々は議論を簡明にするために簡単な N 型半導体について考察を進めていくことにする。得られる結果は符号その他に若干の軽い修正をほどこせば P 型半導体についても容易に適用可能である。

a) Maxwell 分布を仮定する場合

半導体の伝導帯中に存在する電子が Maxwell 分布に従うものと仮定すれば、磁場が存在しないとき、これらの自由電子による電気伝導は金属の自由電子論により次式で与えられる⁽⁷⁾

$$j = eK_1 \left\{ eE - kT \frac{\partial}{\partial x} (\log n / T^{3/2}) \right\} - e \frac{e}{T} K_2 \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots(1)$$

但しここで電場は x 軸に平行な方向に印加されているものとする。E は電場の成分であり、

j は x 軸の正の方向に電荷 e の current carriers が流れる場合の電流密度、e は電子の代数的電荷、k は Boltzmann 定数、T は絶対温度、n は伝導帯中の電子密度である。又 Ks は次式で与えられる。

$$Ks = \frac{2^{1/2} P + 2}{3\pi^{1/2} m^{1/2} P + 1} \mu n (kT)^{S+1/2P-1} \Gamma(s + 1/2P + 3/2) \dots\dots\dots(2)$$

ここで m は電子の有効質量であり、Γ は gamma 関数である。自由電子の energy は伝導帯の底を基準にして測られている。

(1), (2) 式の導出に当っては緩和時間 τ の存在を仮定し、τ は電子速度 C の P 巾に比例すると仮定されている。即ち

$$\tau = \mu C^P. \dots\dots\dots(3)$$

(1) 式は次の様に変形出来る。

$$j = \left\{ \frac{eK_1}{n} (enE) - e \left(\frac{K_1 kT}{n} \right) \frac{\partial n}{\partial x} \right\} + \left(\frac{3}{2} kK_1 - \frac{K_2}{T} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots(4)$$

ここで次の様におけば

$$v \equiv \frac{eK_1}{n}, \dots\dots\dots(5.a)$$

$$D \equiv \frac{K_1 kT}{n}, \dots\dots\dots(5.b)$$

$$\delta \equiv \left(\frac{K_2}{T} - \frac{3}{2} kK_1 \right), \dots\dots\dots(5.c)$$

(4) 式は

$$j = envE - eD \frac{\partial n}{\partial x} - e\delta \frac{\partial T}{\partial x}, \dots\dots\dots(6)$$

となる。(6) 式で $\partial T / \partial x = 0$ とおけば、

$$j = envE - eD \frac{\partial n}{\partial x}, \quad \dots\dots\dots(7)$$

となり、これは形式上従来使用されて来た等温的拡散方程式に外ならない。 v, D は夫々易動度、拡散係数である。

従って(6)式を温度勾配が存在するときも含めた一般的拡散方程式と見做す事が出来る。

(6)式の両辺を eD で割れば

$$-\frac{j}{eD} = \lambda n \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} + A \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(8)$$

が得られる。ここで V は電子の potential energy である。又 λ, A は(2), (5.a), (5.b), (5.c) 式を使用して計算すれば

$$\lambda \equiv \frac{v}{eD} = \frac{1}{kT}, \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$A \equiv \frac{T}{n} \frac{\delta}{D} = (1 + P/2) \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる。

(9)式より分る様に、Maxwell 分布を仮定すれば平衡状態にない場合にも Einstein の関係式

$$v/eD = 1/kT$$

が成立する。又 A は p の函数であるが、 p の値は平均自由行程、電気伝導度等の理論と実験との比較から決定さるべき Parameter である。ion が弾性球として取扱われる場合には計算の結果によると $p = -1$ となる。このときは $A = 1/2$ となる。然しこゝでの議論では単に parameter として取扱っておく。

b) Fermi-Dirac 分布を仮定する場合

Fermi-Dirac の分布を仮定する場合にも a) と同様に取扱っていくことが出来る。この場合には電流密度は

$$j = eK_1 \left\{ eE - kT \frac{\partial \zeta^*}{\partial T} \right\} - \frac{e}{T} K_2 \frac{\partial T}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(11)$$

で与えられる。(*)こゝで ζ^* は thermodynamic potential ζ を kT で割ったもの ($\zeta^* = \zeta/kT$) である。又 Ks は次の積分で

$$Ks = - \frac{16\sqrt{2} \pi m^{1/2}}{3h^3} \int_0^\infty \tau E^{s+1/2} \frac{\partial f_0}{\partial E} dE \quad \dots\dots\dots(12)$$

与えられる。こゝで h は Plank の定数であり、 E は伝導帯の底より測った電子の energy であり、 f_0 は Fermi-Dirac の分布函数である。又 τ は緩和時間である。

(11)式を(6)式或いは(8)式の形に変形する。そのためには n と ζ^* との関係を知る必要がある。

半導体の伝導帯中の自由電子密度 n は

$$n = \frac{8\sqrt{2}\pi (mkT)^{3/2}}{h^3} F_{1/2}(\zeta^*), \dots\dots\dots(13)$$

但し

$$F_{\xi}(\zeta^*) = \int_0^{\infty} \frac{x^{\xi} dx}{1 + e^{x - \zeta^*}}, \quad (\xi > -1) \dots\dots\dots(14)$$

で与えられる。

(13) 式の両辺を x で偏微分し, (14) 式を使用して部分積分を行えば

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial x} = \left(\frac{2}{n} \frac{\partial n}{\partial x} - \frac{3}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \frac{F_{1/2}(\zeta^*)}{F_{-1/2}(\zeta^*)} \dots\dots\dots(15)$$

が得られる。(15) 式を (11) 式に代入すれば

$$j = \frac{eK_1}{n} \left\{ enE - 2kT \frac{F_{1/2}(\zeta^*)}{F_{-1/2}(\zeta^*)} \frac{\partial n}{\partial x} \right\} + e \left\{ 3kK_1 \frac{F_{1/2}(\zeta^*)}{F_{-1/2}(\zeta^*)} - \frac{K_2}{T} \right\} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (16)$$

が得られる。この様な変形は最近 Landsberg⁽⁹⁾ によってなされ, 右辺の第三項を落した等温的拡散方程式での Einstein の関係式の成否を調べるのに使用された。

前同様の記号を使用して

$$v \equiv \frac{eK_1}{n}, \quad \dots\dots\dots(17.a)$$

$$D \equiv \frac{2kT}{n} K_1 \frac{F_{1/2}(\zeta^*)}{F_{-1/2}(\zeta^*)}, \quad \dots\dots\dots(17.b)$$

$$\delta \equiv \left(\frac{K_2}{T} - 3kK_1 \frac{F_{1/2}(\zeta^*)}{F_{-1/2}(\zeta^*)} \right), \quad \dots\dots\dots(17.c)$$

とおけば, (16) 式は

$$j = envE - eD \frac{\partial n}{\partial x} - e\delta \frac{\partial T}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(18)$$

となる。両辺を eD で割れば

$$-\frac{j}{eD} = \lambda n \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} + A \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(19)$$

が得られる。ここで λ は

$$\lambda \equiv \frac{v}{eD} = \frac{1}{2kT} \frac{F_{-1/2}(\zeta^*)}{F_{1/2}(\zeta^*)} \quad \dots\dots\dots(20)$$

であり A は

$$A = \frac{T}{n} \frac{\delta}{D} = \left(\frac{1}{2} \frac{2+1/2+P/2}{1+1/2+P/2} \frac{F_{-1/2}(\zeta^*)}{F_{1/2}(\zeta^*)} \frac{F_{1+1/2+P/2}(\zeta^*)}{F_{1/2+P/2}(\zeta^*)} - \frac{3}{2} \right) \quad (21)$$

である。

λ, A は近似的に次の様に評価される。

Fermi 積分

$$F_{\xi}(\zeta^*) = \int_0^{\infty} \frac{x^{\xi} dx}{1 + e^{-x - \zeta^*}} \quad , \quad (\xi > -1)$$

は $\zeta^* \leq 0$ に対しては、被積分函数の分母を $e^{-x + \zeta^*}$ の巾級数に展開して、計算すれば、次の級数であらわされる。

$$F_{\xi}(\zeta^*) = \Gamma(\xi + 1) \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^{s-1} \frac{e^{s\zeta^*}}{s^{\xi+1}} \quad \dots\dots\dots(22)$$

従って

$$\frac{F_{\xi+1}(\zeta^*)}{F_{\xi}(\zeta^*)} = (\xi + 1) \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^{s-1} \frac{e^{s\zeta^*}}{s^{\xi+2}} \middle/ \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^{s-1} \frac{e^{s\zeta^*}}{s^{\xi+1}} \right\}$$

我々の採用している半導体 model では、 $\zeta^* < 0$ であるので、上の式の中括弧の中を e^{ζ^*} までとれば

$$\frac{F_{\xi+1}(\zeta^*)}{F_{\xi}(\zeta^*)} = (\xi + 1) \left(1 + \frac{e^{\zeta^*}}{2^{\xi+1}} \right) \quad \dots\dots\dots(23)$$

となる。従って

$$\frac{F_{-1/2}(\zeta^*)}{F_{1/2}(\zeta^*)} = 2 \left(1 - \frac{e^{\zeta^*}}{2^{3/2}} \right) \quad \dots\dots\dots(24)$$

(24) 式を使用すれば

$$\lambda = \frac{1}{kT} \left(1 - \frac{e^{\zeta^*}}{2^{3/2}} \right) \quad \dots\dots\dots(25)$$

同様にして

$$A = \left(\left(\frac{5}{2} + P/2 \right) \left\{ 1 - \frac{(2^{P/2} - 1) e^{\zeta^*}}{2^{3/2 + P/2}} \right\} - \frac{3}{2} \right) \quad \dots\dots\dots(26)$$

となる。

$e^{\zeta^*} \ll 1$ のときは

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{1}{kT} \\ A &= (1 + P/2) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(27)$$

となる。従って $e^{\zeta^*} \ll 1$ のときは Einstein の関係式が近似的に成立する。又このときは A も定数となる。然し一般に $e^{\zeta^*} \ll 1$ の条件が満たされない場合には λ も A も共に ζ^* に関しては ζ^* と共にゆるやかに変化する ζ^* の函数である。

§3 非等温的な一般的拡散方程式の定義

我々は §2 で Maxwell 分布の場合も Fermi-Dirac 分布の場合も共に v, D, δ, λ, A を上記の様に定義すれば、電流密度を与える非等温的拡散方程式は共に (18), あるいは (19) 式の

同じ形で与えられることを知った。唯両者のわずかばかりの相違は前者では Einstein の関係式が成立するが、後者では一般的には成立しない、又前者では A は定数であるが後者では ζ^* の緩やかな函数になっている点だけである。

§2 の計算は半導体の伝導帯にある電子に対して金属の Lorentz 理論及び Sommerfeld 理論を形式的に適用することによってなされたものであり、上記の結論に達するまでには、伝導論の基礎方程式である Boltzmann 方程式及びその近似解法まで含めて数々の仮定がなされている。

従って我々は一応ここで §2 の理論的取扱いの過程からはなれて一般的な非等温的拡散方程式を形式的に

$$j = envE - eD \frac{\partial n}{\partial x} - e\delta \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots(28)$$

で定義することにする。 v は電場による易動度、 D は密度拡散係数、 δ は熱拡散係数である。 v, D, δ は共に一般に温度、電場、電子密度等の函数である。

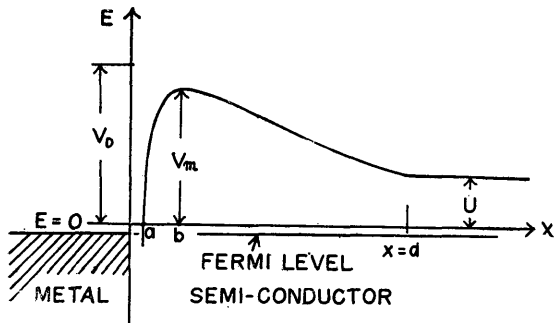
以下の議論を進めて行くには (28) 式を次の様に変形しておく方が便利である。

$$-\frac{j}{eD} = \lambda n \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} + A \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \dots\dots\dots(29)$$

ここで λ, A も共に一般には温度、電場等の函数である。

§4 堰 層

我々は以下に於ては面接触型整流器について議論を進めていく。適当な金属と半導体とを接触させると、その接触面近傍の半導体内部には donor ions による正の空間電荷による自由電子に対する堰層が生ずる。その様子は模型的に第 1 図に示してある。図で d は堰層の有効厚さであり、これは一般に印加電圧 U/e の函数である。堰層部の抵抗は半導体母体の抵抗に比較し大であるので、近似的に $d \ll x$ では $V = \text{const.}$ と仮定されている (勿論実際には $V \neq \text{const.}$) 堰層内 potential energy が図の様に $x=b$ で極大値 $V_m(U)$ を有し (但し $V_m \lambda \gg 1$)、且つ



第 1 図 堰層模型

$V(a, U) = 0$ である様な $x=a$ が界面の極く近傍に存在する。これは電子に対する image force が考慮されているからである。 a の値は近似的に $e^2/4\epsilon V_D$ であり電圧には依存しない。又 potential の極大は一つであり、金属と半導体との完全接触が仮定されている。 V_D はの image force が存在しないときの diffusion potential

energy である。energy の zero level は熱平衡状態での $d \leq x$ 領域での伝導帯の底にとられている。座標軸は夫々図のとうりであり、その正方向は矢印で図示されている。

特殊な堰層についての $V(x, U)$, $V_m(U)$, b は夫々次の様である。

Mott barrier では

$$V(x, U) = V_D - \frac{x}{d} (V_D - U) - \frac{e^2}{4\epsilon x} \quad \dots\dots\dots(30.a)$$

$$V_m(U) = V_D - \frac{e^2}{2\epsilon b} \quad \dots\dots\dots(30.b)$$

$$b = \left(\frac{e^2}{4\epsilon} \frac{d}{V_D - U} \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots(30.c)$$

であり、

Schottky barrier では

$$V(x, U) = U + \frac{2\pi N e^2}{\epsilon} (d - x)^2 - \frac{e^2}{4\epsilon x} \quad \dots\dots\dots(31.a)$$

$$V_m(U) = V_D - \frac{e^2}{2\epsilon b} \quad \dots\dots\dots(31.b)$$

$$b = \left(\frac{e^2}{4\epsilon} \right)^{1/2} \left(\frac{8\pi N e^2}{\epsilon} \right)^{-1/4} (V_D - U)^{-1/4} \quad \dots\dots\dots(31.c)$$

である。ここで ϵ は堰層部分の電媒定数であり、 N は堰層内の donor atoms の密度である。(30.a), (31.a) 式は共に堰層内空間電荷 (donor ions) による Poisson の方程式を解くことにより容易に求められる。但しこの際には堰層内自由電子の空間電荷による Potential への寄与は無視されている。又堰層内 donor atoms は完全電離が仮定されている。他の式は $V(x, U)$ の極大条件を使用することにより得られたものである。

後の使用の便のため $(d^2 V/dx^2)_{x=b} \equiv V_m''$ の値を求めておくと、Mott barrier, Schottky barrier 共に

$$-V_m'' = \frac{e^2}{2\epsilon b^3} \quad \dots\dots\dots(32)$$

となる。この値は Schottky barrier に対しては近似値である。

Schottky barrier では普通簡単のために堰層内 donor 分布は一様であると仮定されているが、donor 分布が堰層内位置によって変化する場合にも、その変化があまり大きくない限り (31.b) (32) 式は近似的にそのまま成立する。⁽¹⁰⁾ 但し b は (31.c) とやゝ異なる。

§5 整流式の導出

整流電流を与える式を求めるためには、一般的拡散方程式 (29) 式

$$- \frac{j}{eD} = \lambda n \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x} + A \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(29)$$

を第1図の様な堰層に対して解けばよい。

堰層内温度及び Potential energy は夫々

$$T=T(T_a, U, x), \quad V=V(U, x) \quad \dots\dots\dots(33)$$

である。ここで T_a は半導体母体の温度であり、それは d 点での温度に等しいと仮定する。

(33) 式より

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(34)$$

が得られる。ここで偏微分の記号は T_a, U が一定と云うことを意味している。然し以下の計算では T_a, U は常に一定のもとに行われるので本質的には常微分と同じである。このことは(29)式の偏微分記号についても言える。

(34) 式を(29)式に代入すれば

$$- \frac{j}{eD} = \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) n \frac{dV}{dx} + \frac{dn}{dx} \quad \dots\dots\dots(35)$$

が得られる。(35) 式中の D, λ は(33)式を使用して x のみの函数に書きなおすことが出来るので、かく見ると(35)式は自変数 x の n に関する線型微分方程式である。

微分方程式論より周知のように、(35)式は次の様な積分函数を有している。

$$\exp \left\{ - \int_x^a \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dZ} dZ \right\} \quad \dots\dots\dots(36)$$

これを(35)式に掛け $[x, d]$ で積分すれば

$$\begin{aligned} & - \int_x^a \frac{j}{eD} \exp \left\{ - \int_y^a \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dZ} dZ \right\} dy \\ & + n(x) \exp \left\{ - \int_x^a \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dZ} dz \right\} = n(d) \quad \dots\dots\dots(37) \end{aligned}$$

が得られる。ここで $n(d)$ は d 点に於ける電子密度である。 a 点に於ける電子密度を $n(a)$ とし

$$n(a) = A n(d) \quad \dots\dots\dots(38)$$

とおく。そうすれば(37)式は(38)式を使用して、 $j = \text{const.}$ のもとに変形すれば次の様に書ける。

$$j = \frac{en(d)}{j_0} \left[A \exp \left\{ - \int_a^a \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dx} dx \right\} - 1 \right], \quad \dots\dots\dots(39)$$

$$j_0 = \int_a^a \frac{1}{D} \exp \left\{ - \int_y^a \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dZ} dZ \right\} dy \quad \dots\dots\dots(40)$$

上式は拡散方程式(29)式を a 点、 d 点に於ける電子密度が夫々 $n(a), n(d)$ という境界条件の

もとに一般的に解いて得られたものである。

整流電流を与える具体的な式を得るためには、これらの式に含まれている諸量に対して具体的な堰層に対する数値又は函数形を与えて式に含まれている積分を計算してやればよい。然し(39), (40)式に含まれている諸量は堰層に対するものであると一般的に考えておけば(39), (40)式がとりもなおさず任意の堰層に対する一般的な整流電流を与える式であると思えることが出来る。(39), (40)式をもっと見易い形に書きあらわすには若干の近似計算を遂行する必要がある。その前に A について簡単に調べておく。

堰層に外部電圧が印加されず且つ堰層全体が等温的であれば、 $j=0$ であるので(39)式の大括弧の中は零になる。従って次の式

$$\int_a^d \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV} \right) \frac{dV}{dx} dx = \log A$$

が得られる。ここで $\lambda=1/kT$ (Einstein の関係式), $A=\text{const.}$ が成立する場合を考えれば、上式より

$$\frac{1}{kT} (V(d) - V(a)) + A \log \frac{T_d}{T_a} = \log \frac{n(a)}{n(d)}$$

が得られる。上式の左辺の二項は今の場合夫々零である。($V(d)=U=0, V(a)=0$)。従って

$$n(a) = n(d) \quad \dots\dots\dots(41)$$

が得られる。

d 点は堰層の終端である。従って $n(d)$ は堰層終端の電子密度をあらわしている。電圧降下は殆んど堰層内で起るので、 $n(d)$ は半導体母体の電子密度 n_∞ に等しいと仮定する。そうすれば $n(d)$ は外部印加電圧にはよらないことになる。然し半導体母体内部の donors が完全電離している場合を除けば一般には温度の函数である。簡単な N 型半導体の場合には $n(d)$ 即ち n_∞ は

$$n(d) = n_\infty = (2) (2\pi mkT/h^2)^{3/4} n_0^{1/2} e^{-1/2 \Delta E/kT} \quad \dots\dots\dots(42)$$

で与えられる。(11)ここで n_0 は半導体母体内の donor 密度であり、一定であると仮定されている。 ΔE は伝導帯の底と donor level との energy 差 ($\Delta E > 0$) である。(2) は donor level にある電子が対をなしているときのみ掛かる因数である。

a 点の位置は §4 に於て指摘した様に外部印加電圧には殆んど依存しない。又極めて金属表面に近い。それ故我々は $n(a)$ は近似的に金属内の電子の金属表面における電子密度に等しいと仮定しよう。そうすれば $n(a)$ は印加電圧には依存しないことになり、且つ簡単に

$$n(a) = 2 \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} e^{-\zeta_B/kT} \quad \dots\dots\dots(43)$$

で与えられる。ここで ζ_B は半導体母体内での伝導帯の底と金属の Fermi level との energy

差 ($\zeta_B > 0$) である。

(41) 式に (42), (43) 式を使用すると

$$\zeta_B = \frac{\Delta E}{2} - kT \log \frac{(2) n_0^{1/2}}{2(2\pi mkT/h^2)^{3/4}} \dots\dots\dots(44)$$

が得られる。従って (41) 式は等温無印加電圧の場合の金属の Fermi level の位置を与える式である。

(42), (43), (44) 式より A は

$$A(T_a, T_d) \equiv \frac{n(a)}{n(d)} = \left(\frac{T_a}{T_d}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2k}\left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_d}\right)\right) \quad (45)$$

となる。 ΔE が小さく、且つ高温の場合、donors が完全電離しているときには、(41) 式のかわりに

$$n(a) = n_0 \quad \dots\dots\dots(46)$$

をとらねばならない。このときには

$$A = 1 \quad \dots\dots\dots(47)$$

となる。即ちこの場合には印加電圧及び T_a, T_d の如何にかかわらず $n(a) = n(d)$ となる。

$A(T_a, T_d)$ の値としては Einstein の関係式及び $A = \text{const.}$ が成立するときには適宜 (45) あるいは (47) 式を採用することが出来るわけである。然し一般の場合には上記のやり方では $A(T_a, T_d)$ の函数形は不明である。然しこの場合でも $A(T_a, T_d)$ の函数形は (45) あるいは (47) 式に近いものと思われる。

以下 (39), (40) 式を変形していく。先づ (40) 式の \exp の部分を計算する。部分積分により

$$\int_y^d \left(\lambda + \frac{A}{T} \frac{dT}{dV}\right) \frac{dV}{dZ} dZ = \int_y^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ + \log \frac{T_d^{A(d)}}{T_y^{A(y)}} - \int_y^d (\log T) \frac{dA}{dT} dT \quad (48)$$

右辺の第三項の積分は被積分函数が一般に小さいので、他の項に比較して無視してよい。(若し無視出来なければもう一度部分積分して近似を進めればよい)。前にも出たが T_a, T_y 等は夫々 d 点, y 点での T の値である。

(48) 式を (40) 式に代入すれば

$$j_0 = \int_a^d \left\{ \frac{1}{D} \left(\frac{T_x^{A(x)}}{T_d^{A(d)}}\right) \exp\left\{-\int_x^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ\right\} \right\} dx \quad \dots\dots\dots(49)$$

が得られる。この積分は第 1 図に示した様な堰層にわたって行なうのであるが、計算に当って積分領域 $[a, d]$ を $[a, b], [b, d]$ の二つに分けて考える。即ち

$$j_0 = \langle \Psi \rangle \int_a^b \left\{ \frac{1}{D} \left(\frac{T_x^{A(x)}}{T_d^{A(d)}}\right) \exp\left\{-\int_x^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ\right\} \right\} dx \quad \dots\dots\dots(50)$$

$$\Psi \equiv 1 + \frac{\int_b^d \left\{ \frac{1}{D} \left(\frac{T_x^{A(x)}}{T_d^{A(d)}} \right) \exp \left\{ - \int_x^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ \right\} \right\} dx}{\int_a^b \left\{ \frac{1}{D} \left(\frac{T_x^{A(x)}}{T_d^{A(d)}} \right) \exp \left\{ - \int_x^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ \right\} \right\} dx} \dots\dots\dots(51)$$

図から分る様に〔a, b〕では印加電圧の方向にかゝらず堰層 potential は急激に変化しているので、この区間での積分は Laplace approximation が良い近似になるであろう。〔b, d〕では外部印加電圧が逆方向に印加されているときには potential の勾配は急激であるので前同様 Laplace approximation が良い近似になるとと思われる。従ってやゝ大きな逆方向印加電圧のときには Landsberg⁽¹²⁾ がなした様に全区間にわたって Laplace approximation を採用しても良いだろう。このときには $\Psi=2$ となる。然し正方向印加電圧のときにはあまり良い近似ではないと思われる。それ故に正方向印加電圧のときには、我々は〔a, b〕区間のみに Laplace approximation を使用することにする。Laplace approximation (Widder, Laplace Transform, P.278, Theorem 2b) は

$$\int_a^b \phi(x) \exp[h(x)] dx \sim \left(-\frac{\pi}{2h''_m} \right)^{1/2} \phi_m \exp[h_m] \dots\dots\dots(52)$$

である。ここで添字 m は函数 h(x) が最大値になる所での値を意味している。今の場合には

$$h(x) = \int_a^x \lambda \frac{dV}{dZ} dZ$$

である。上式で V は λ に比較してより大きく変化していると考えられるので、h(x) の最大は V の最大の所でおこっていると見てよいだろう。従って

$$h_m = \int_a^b \lambda \frac{dV}{dx} dx = \lambda(b)V(b) - \lambda(d)V(d) - \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \dots\dots(53)$$

が得られる。

§4 に述べた

$$V_d - V(b) = \frac{e^2}{2\epsilon b}, \quad -V''(b) = \frac{e^2}{2\epsilon b^3}$$

を使用して、且つ (52), (53) 式を使用して計算すると、(50) 式は次の様になる。

$$j_0 = \left(\frac{\pi \epsilon b^3}{e^2 \lambda(b)} \right)^{1/2} \frac{1}{D(b)} \left(\frac{T_b^{A(b)}}{T_d^{A(d)}} \right) \exp[\lambda(b)V_d] \exp[-\lambda(d)V(d)] \exp\left[-\lambda(b)\frac{e^2}{2\epsilon b}\right] \\ \times \exp\left[-\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx\right] \left\{ \exp[\alpha(d)V(d)] \right\}, \dots\dots(54)$$

$$\exp[\alpha\lambda(d)V(d)] = \Psi, \quad (V(d) = U \neq 0), \dots\dots\dots(55)$$

$$U \geq 0 \quad \text{につれ,} \quad \alpha \geq 0.$$

(54) 式で Ψ の因数は $U=0$ のときのみ使用する。(39) 式の \exp の部分を (48) と同様の近似で計算し、(54) 式を使用してやれば、結局次の式

$$j = J_1 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_a) \frac{T_a^{A(a)}}{T_a^{A(a)}} \exp \left(- \int_a^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ \right) - 1 \right\} \\ \times \exp \left\{ (1-\alpha) \lambda(d) U \right\} \exp \left\{ \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right\}, \quad \dots\dots\dots(56)$$

$$J_1 = 2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \varepsilon n_\infty \frac{D(b)}{e\lambda(b)} \exp \left[-\lambda(b) V_D \right], \quad \dots\dots\dots(57)$$

$$y = e^2 \lambda(b) / 2 \varepsilon b \quad \dots\dots\dots(58)$$

が得られる。但し $V(d) = U \neq 0$ である。($U=0$ のときは (54) 式で Ψ の因数をとったものを使用すればよい)。

上式が従来の形に一応あらわした我々の場合の整流電流を与える一般式である。

逆方向印加電圧の場合には、(56), (57) 式は次の式で近似される。

$$j = J_2 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_a) \frac{T_a^{A(a)}}{T_a^{A(a)}} \exp \left(- \int_a^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ \right) - 1 \right\} \\ \times \exp \left\{ \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right\} \exp \left[\lambda(d) U \right], \quad \dots\dots\dots(59)$$

$$J_2 = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \varepsilon n_\infty \frac{D(b)}{e\lambda(b)} \exp \left[-\lambda(b) V_D \right], \quad \dots\dots\dots(60)$$

$$y = e^2 \lambda(b) / 2 \varepsilon b.$$

(56), (59) 式中には $\int_a^d \lambda \frac{dV}{dx} dx$ なる積分が入っている。これを部分積分を使用して変形する

$$\int_a^d \lambda \frac{dV}{dx} dx = \lambda(d) U - \int_a^d V \frac{d\lambda}{dx} dx$$

上式を (56), (59) 式に夫々代入すると、(56), (59) は夫々

$$j = J_1 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_a) \frac{T_a^{A(a)}}{T_a^{A(a)}} \exp \left(\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right. \\ \left. - e^{\lambda(d)U} \exp \left(- \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right\} e^{-\alpha \lambda(d)U}, \quad \dots\dots\dots(61.a)$$

$$j = J_2 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_a) \frac{T_a^{A(a)}}{T_a^{A(a)}} \exp \left(\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right. \\ \left. - e^{\lambda(d)U} \exp \left(- \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right\} \quad \dots\dots\dots(62.a)$$

となる。\$J_s\$, \$y\$ の値は前と同様である。

(61.a), (62.a) 式は \$d\lambda/dx\$ が小さいときには, $\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \approx 0, \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \approx 0,$ となるので, 次の様になる。

$$j = J_1 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(a)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_d) \frac{T_a^{A(a)}}{T_d^{A(d)}} - e^{\lambda(d)U} \right\} e^{-\alpha\lambda(a)U}, \quad (61.b)$$

$$j = J_2 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{A(a)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_d) \frac{T_a^{A(a)}}{T_d^{A(d)}} - e^{\lambda(d)U} \right\}. \quad \dots\dots\dots (62.b)$$

更に Einstein の関係式が成立し, 且つ \$A = \text{const.}\$ のときは, (61.b), (62.b) は夫々次の様になる。

$$j = J_{1,E} y^{3/2} \left(\frac{T_a}{T_b} \right)^A e^y \left\{ A(T_a, T_d) \left(\frac{T_a}{T_d} \right)^A - \exp(U/kT_d) \right\} \exp(-\alpha U/kT_d), \quad (61.c)$$

$$j = J_{2,E} y^{3/2} \left(\frac{T_a}{T_b} \right)^A e^y \left\{ A(T_a, T_d) \left(\frac{T_a}{T_d} \right)^A - \exp(U/kT_d) \right\}, \quad \dots\dots\dots (62.c)$$

$$J_{1,E} = 2J_{2,E} = 2 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \epsilon n_\infty \frac{v(b)}{e^2} k^2 T_b^2 \exp[-V_D/kT_b], \quad \dots\dots\dots (63)$$

$$y = \frac{e^2}{2\epsilon b} \frac{1}{kT_b} \quad \dots\dots\dots (64)$$

又 Mott barrier, Schottky barrier に対する \$y\$ の値は夫々次の様である。

$$y = \left\{ \left(\frac{e^2}{\epsilon d k^2 T_b^2} \right)^{1/2} (V_D - U)^{1/2} \quad \dots\dots\dots \text{Mott barrier} \quad \dots\dots\dots (65) \right.$$

$$\left. \left\{ \left(\frac{8\pi n_0 e^2}{\epsilon^3 k^4 T_b^4} \right)^{1/4} (V_D - U)^{1/4} \quad \dots\dots\dots \text{Schottky barrier} \quad \dots\dots\dots (66) \right. \right.$$

整流式の一般式としては, (56), (59) 式よりも (61.a), (62.a) の方が使用に便利であろう。

§6 整流式の考察

a) 一般的な考察

(56), (57), (58) 式で与えられる整流式が我々の求める非等温的な場合の一般的な条件のもとでの整流式である。(57) 式の \$J\$ の中には \$D(b), \lambda(b)\$ が入っているが, \$b\$ 点では電場の強さは零であるので, \$J\$ は電場には依存しない。然しこれらは \$T_b\$ の函数である。このことは \$J\$ の温度変化を問題にするときには注意すべきことである。(56), (57), (58) 式は最近 Landsberg (13) が与えた式と比較すれば, 我々の式では \$T_a^{A(a)}/T_b^{A(b)}, T_a^{A(a)}/T_d^{A(d)}, A(T_a, T_d), \exp(-\alpha\lambda(d)U), \exp\left[\int_a^d V \frac{d\lambda}{dx} dx\right]\$ 等の因数が新しく現れてきている。これは非等温的拡

散方程式を出発点にしたためと、近似の仕方を良くしたためである。これらの点を除けば形式的に類似している。これは計算の結果を従来の理論式と比較するために、彼と同様に Laplace approximation を使用して計算したからに外ならない。然し彼の理論は等温的拡散方程式を基にして、等温と云う条件のもとで D, v の電場依存性を許してなされたものである。かゝる観点から見れば式の解釈には本質的な相違がある。然しながら等温的な拡散方程式には温度 T は陽には含まれているので（このことも彼の理論と我々の理論との結果の類似性の大きな原因の一つである）、非等温的な拡散方程式に於て第三項が無視出来る様な条件のもとに D, v の温度依存性をも許して計算したものであると解釈しなおすことにすれば、彼の与えた式にも我々の場合と類似的な内容を持たせることが出来る。(56), (57), (58) 式あるいは (61.a), (62.a) 式より明らかな様に j は D, λ, A の各位置に於ける値の外、堰層温度分布 T_a, T_b, T_d に強く依存している。従って従来の理論では期待出来なかった様な自己加熱のための堰層内温度の非一様性による整流電流変化を明らかに示している。この効果の考察を更に定量的に進めるためには、(61.a) あるいは (62.a) 式で与えられる電流が堰層内を流れるとき自己加熱による堰層内温度分布を、熱の発生を伴う場合の熱伝導の方程式を適当な境界条件のもとに解くことにより求めなければならない。然しこのことは簡単ではないので、この論文ではその点まではふれないことにする。

b) 堰層内温度が一様なとき

この場合には、 $T_a = T_b = T_d, A(T_a, T_d) = 1$ であるので、整流電流の一般式 (61.a) は

$$j = J_1 y^{3/2} T^{A(a)-A(b)} e^v \left\{ T^{A(a)-A(d)} \exp \left(\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) - e^{\lambda(a)v} \exp \left(- \int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right\} e^{-\alpha \lambda(a)v} \quad (67)$$

となる。上式で Einstein の関係式及び $A = \text{const}$, が成立するとすれば

$$j = J_{2,E} y^{3/2} e^v [1 - e^{U/kT}] \quad \dots\dots\dots(68)$$

となり従来より知られている Landsberg の式に一致する。

c) 外部印加電圧が零の場合

(59) 式で $U=0$ とおけば

$$j = J_2^* y_{U=0}^{3/2} \left(\frac{T_d^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} \right) e^{v_{U=0}} \left\{ A(T_a, T_d) \frac{T_a^{A(a)}}{T_d^{A(a)}} \exp \left(- \int_a^d \lambda \frac{dV}{dZ} dZ \right) - 1 \right\} \\ \times \exp \left(\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right)_{U=0} \quad \dots\dots\dots(69)$$

$$(J_2^* = J_1/\Psi)$$

が得られる。又 (62.c) を調べることにすれば

$$j = J_{2,E}^* y^{3/2} \frac{1}{T_b} \left(\frac{T_a}{T_b} \right)^4 e^{\psi_{v=0}} \left\{ A(T_a, T_a) \left(\frac{T_a}{T_a} \right)^4 - 1 \right\}, \quad \dots\dots(70)$$

$$(J_{2,E}^* = J_{1,E} / \Psi)$$

が得られる。

$T_a \neq T_d$ であれば, (69) 式の中括弧の中は一般には零ではないので, $j \neq 0$ となる。(70) 式は常に $j \neq 0$ となる。従って堰層両端に温度差があれば熱起電力による熱電流が外部回路に流れることになる。(70) 式によれば, $A > 0$ であれば

$$\left. \begin{matrix} T_a > T_d \\ T_a < T_d \end{matrix} \right\} \text{ならば} \begin{cases} j > 0 \\ j < 0 \end{cases} \quad \dots\dots(71)$$

となる。

回路が開かれていれば, (62.c) を使用すれば, $j = 0$ であるので

$$U = kT_d \left(\log A + A \log \frac{T_a}{T_d} \right)$$

$$= kT_d \left(\log \frac{n(a)}{n(d)} + A \log \frac{T_a}{T_d} \right) \quad \dots\dots(72)$$

なる電圧が堰層両端に発生することになる。

d) 逆方向特性

逆方向印加電圧の場合には, 堰層の自己加熱による温度上昇が相当大きくても, 形式上印加電圧に対する制限はない。印加電圧があまり小さくなく, 従って自己加熱があまり大きくないときは (62.c) 式より,

$\exp [U/kT_b] \ll 1$ であるので

$$j = J_{2,E} y^{3/2} \left(\frac{T_a}{T_b} \right)^4 A(T_a, T_a) e^{\psi} \quad \dots\dots\dots (73.a)$$

となる。

$A(T_a, T_a)$ として (45) 式を使用すると

$$j = J_{2,E} y^{3/2} \left(\frac{T_a}{T_b} \right)^4 \left(\frac{T_a}{T_d} \right)^{3/4} e^{\psi} \exp \left[- \frac{\Delta E}{2k} \left(\frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_d} \right) \right] \quad (73.6)$$

となる。

印加電圧が大きくて自己加熱が大になると, (62.a 式より)

$$j = J_2 y^{3/2} \frac{T_a^{A(a)}}{T_b^{A(b)}} e^{\psi} A(T_a, T_d) \exp \left(\int_a^V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \quad \dots\dots(74)$$

で与えられる電流が流れる様になる。

逆方向電流は $J_2, J_{2,E}$ で主として決まるが、これらは共に b 点の温度 T_b の函数である。(73), (74) 式には夫々 $(T_a/T_b)^A A(T_a, T_b), (T_a^{A(\alpha)}/T_b^{A(\beta)}) A(T_a T_b)$ $\times \exp\left(\int_a^b \lambda \frac{d\lambda}{dx} dx\right)$ 等の因数が入っている。これらの因数は従来の理論式には入っていなかったものである。整流電流はこれらの因数に左右されるわけであり、またこれらの因数は堰層内温度分布に左右される。従って堰層内温度分布が時間変化をすれば、それに伴って j も時間変化をし所謂熱 Creep を示すことになる

e) 正方向特性

正方向印加電圧の場合には、理論式は $U < V_D$ の範囲でしか使用出来ない。 $U \geq V_D$ では堰層が消滅するからである。この場合には堰層内消費電力は逆方向印加電圧の場合程ではないので、堰層内温度勾配はあまり大きくはないだろう。従って j は (61.b) 式で与えられ近似的に次の様になる。

$$-j = J_1 y^{3/2} \frac{T_a^{A(d)}}{T_b^{A(b)}} e^{\nu} e^{(1-\alpha)\lambda(d)U} \dots\dots\dots(75)$$

Einstein の関係式及び $A = \text{const.}$ が成立すれば

$$-j = J_{1,E} y^{3/2} \left(\frac{T_a}{T_b}\right)^A e^{\nu} e^{(1-\alpha)\frac{U}{kT(d)}} \dots\dots\dots(76)$$

となる。ここで $y^{3/2} e^{\nu}$ は $e^{(1-\alpha)U/kT(d)}$ に比較して電圧依存性は小さい。従って $-j$ の電圧依存性は主として $e^{(1-\alpha)U/kT(d)}$ の因数によって決まる。それ故 $\log|-j|$ 対 U/e の曲線を作ると、その傾斜は $(1-\alpha)|e|/kT_a$ を与える筈である。

即ち傾斜は $|e|/kT_a$ の $(1-\alpha)$ 倍になる。 $U > 0$ のときは、 $\alpha > 0$ であるので、傾斜は $|e|/kT_a$ より必ず小さいわけである。傾斜の値を知るためには α の値、従って (51) 式で与えられる Ψ の値を知る必要がある。

室温付近で $|e|/kT_a$ の計算値は約 $40V^{-1}$ であるが、室温で印加電圧 0.25 Volt のときの傾斜は $\Psi \sim 7.4$ だと $32V^{-1}$ となる。

f) Zero bias resistance

Zero bias 近傍の印加電圧では、整流器の自己加熱は殆んどない。従って $T \approx T_b \approx T_a, A(T_a, T_b) \approx 1$ と見做すことが出来る。即ちこの場合は堰層温度は一樣となり、整流式は近似的に従来の理論式と一致する。zero bias resistance R を Ψ を含む式で書けば ($U \approx 0$ だから)

$$\frac{1}{R} = e \left(\frac{dj}{dU} \right)_{U=0} = - \frac{e J_{1,E} y_{U=0}^{3/2} e^{\nu_{U=0}}}{kT \Psi_{U=0}} \dots\dots\dots(77)$$

で与えられる。 R の温度変化は $\exp(-V_D/kT_b)$ をとうしての外, $y_{U=0}$, D , n_{∞} , $\Psi_{U=0}$, をとうして敏感に左右されることは言うまでもない。

(77) 式は $U \approx 0$ のときの整流式

$$j = J_1 y^{3/2} \left(\frac{T_a^{\lambda(a)}}{T_b^{\lambda(b)}} \right) e^y \left\{ A(T_a, T_d) \frac{T_a^{\lambda(a)}}{T_d^{\lambda(d)}} \exp \left(\int_a^b V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) - e^{\lambda(a)U} \exp \left(- \int_0^a V \frac{d\lambda}{dx} dx \right) \right\} [\Psi]^{-1} \dots\dots\dots (78.a)$$

(78.a) で温度勾配が残んどなく, $\lambda = 1/kT$, $A = \text{const.}$ のときの式

$$j = J_{1,B} y^{3/2} \left(\frac{T_d}{T_b} \right)^A e^y \left\{ A(T_a, T_d) \left(\frac{T_d}{T_a} \right)^A - e^{U/kT(a)} \right\} [\Psi]^{-1} \dots\dots\dots (78.b)$$

(78.b) より求めたものである。

g) 熱 creep

(61.a), (62.a), (74) 式より明らかな様に整流電流は堰層内温度分布に強く左右される。即ちその時刻その時刻の温度分布に従う整流電流が流れるわけであり, 通電時間に対して時間変化をし定常状態に落付いていく。その過程は整流器の構造に関する諸因子及び外部条件に左右されるのであるが, 堰層内温度分布の時間変化の仕方によっては, **positive creep** あるいは **negative creep** 等種々の **creep** が生ずる可能性がある。然し (61.a) 式から判断すれば正方向印加電圧の場合には **positive creep** が, (74) 式から逆方向印加電圧のときは **negative creep** があらわれるのではないかと思われる。然し正確な事は熱伝導の微分方程式を解かねばなんとも言えない。但し自己加熱のための熱 **creep** があらわれることだけはたしかである。この種の熱 **creep** は条件が一定であれば (堰層内部の条件も一定), 原理的に再現可能でなければならぬ。又最終的には同じ整流電流を与えねばならぬ。

通電中外部条件が突然変化させられると, 堰層内温度分布は直ちには新条件下の温度分布にはならないから履歴現象を有する **creep** を示すことが一般に推定される。この事はこの種の効果が予期される実験⁽¹⁴⁾の際には注意すべきことである。

§7 結 言

我々是非等温的な一般的拡散方程式を導入し, それを基にして整流器の一般的拡散理論を試みた。これを基にして具体的な整流器の整流現象を定量的に調べるためには更に与えられた整流器並びに外部条件のもとに熱伝導の方程式を解くと云う厄介な問題を処理しなければならぬ。然しながら定性的な考察は一応可能であり, §6 に述べた様に従来理論よりもより合理

的且つ統一的に整流現象を取扱うことが出来る。

堰層の厚さは非常に薄く ($\sim 10^{-5}$ cm), ここに殆んどの電力が消費されている。半導体の比熱及び熱伝導度を考えると, 通電中には堰層部の温度は他の部分にくらべかなり高温になっている筈である。従って従来の等温的理論は Zero bias 近傍だけしか使用出来なくなり, 実験と理論との一致をかなり詳細に問題にしようとする際には必然的に非等温的な理論を問題にしなければならない。

本論文はその試みの一つを初めてなしたものであり, 結論としては金属整流器の主たる整流現象は非等温的立場から一応統一的に説明可能であるように思われる。

本論文ではふれなかつた諸問題及び実験との比較検討については別の機会に述べることにする。

文 献

- (1) H. A. Bethe : Massachusetts Institute of Technology, Radiation Laboratory Report, 43/12, (1942); H. K. Henisch : Rectifying Semi-conductor Contacts (1957).
- (2) A. H. Wilson : Proc. Roy. Soc. A, 136, 487 (1932); F. Flenkel : Phys. Rev. 36, 1604 (1930); F. Flenkel : Phys. Rev. 36, 1604 (1930); H. K. Henisch : loc.cit.
- (3) H. K. Henisch : loc.cit.
- (4) C. Wagner : Phys. Z. 32, 641 (1931).
- (5) N. F. Mott : Proc. Roy. Soc. A, 171, 27 (1939).
- (6) W. Schottky : Zeits.f. Physik, 113, 367 (1939).
- (7) A. H. Wilson : The Theory of Metals, p. 7 (1953).
- (8) A. H. Wilson : ibid p. 17.
- (9) P. T. Landsberg : Proc. Roy. Soc. A, 213, 266 (1952).
- (10) P. T. Landsberg : Proc. Roy. Soc. A, 206, 477 (1951).
- (11) N. F. Mott and R. W. Gurney : Electronic Processes in Ionic Crystals.
- (12) P. T. Landsberg : Proc. Roy. Soc. A, 206, 463 (1951).
- (13) P. T. Landsberg : Proc. Phys. Soc. B, 68, 366 (1955).
- (14) H. K. Henisch : Rectifying Semi-conductor Contacts, (1957).