

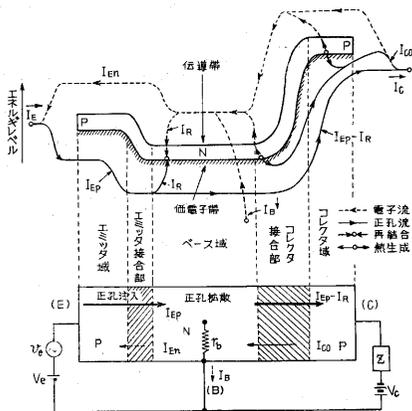
ダイオードおよび接合型トランジスタの誘導性アドミタンス

尾上守夫・後川昭雄

1. まえがき

非常に低い周波数におけるトランジスタの動作は、静特性と等価回路によって解析できるが、すでに 1 kc 付近からしばしばリアクタンスの影響が認められ、少し周波数が高くなるとリアクタンス分を考慮にとらなければならない。ここではダイオードおよび接合型トランジスタがバイアス電流によってアドミタンス変調をうけ、サセプタンスが誘導性になることについて述べる。

ところで、接合型トランジスタは第1図のごとく、順方向にバイアスされたエミッタ接合によって主役をなす少電導粒子(図の $p-n-p$ 型の場合は正孔)がベース域に十分注入され、これが一部は多電導粒子(電子)と再結合しながらも薄いベース域を拡散して、大部分がコレクタ接合に達し、コレクタ接合部の強電界によってコレクタ域に集められるのであって、



第1図 接合トランジスタの構造

エミッタ接合を流れる電流はその接合が低抵抗であるため、わずかなバイアス電圧の変化で大きく変化せしめうる。一方、コレクタ接合は逆方向にバイアスされているので抵抗が高く、その高抵抗を流れるコレクタ電流をエミッタ電流によって大きく制御できるところに増巾作用を生ずる源が存在する。すなわち、トランジスタ作用の基本となるのは接合であって、トランジスタを理解する第一歩としての意味からも $p-n$ 接合の性質が詳細に研究されてきた。

微小交流特性についても同じで、まず $p-n$ 接合ダイオードについて 3 kc~5 Mc 付近にわたって各種のバイアス条件で測定が行われた。その結果、逆方向バイアス電圧時については2節に示す静電的模型で説明できることがわかった⁽¹⁾⁽²⁾。順方向バイアスの場合の問題は接合抵抗が低いため、逆方向バイアスの場合におくれているが、高い周波数で接合の容量性サセプタンスが減少しはじめ、

一次元拡散理論からはずれることがわかってきた⁽³⁾⁽⁴⁾。しかし、いままではこれらの現象を考えるのに場合に依じて次の三つを考慮にとって解釈を下してきた。すなわち

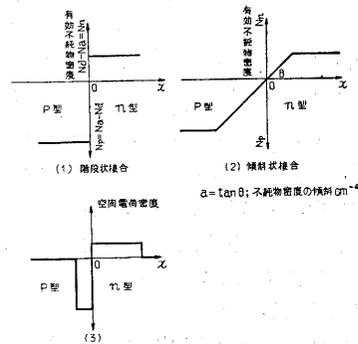
- (1) 接合部の遷移領域における空間電荷にもづく堰層容量
- (2) 電導粒子の密度差によって起る拡散のためベース域に少電導粒子が蓄積される現象、これを分布容量として眺めた“拡散容量”
- (3) 比抵抗の大きいゲルマニウムを用いて作った場合高い周波数で問題になる電極間容量

したがってトランジスタ動作におけるリアクタンスの影響もこうした立場に立て、エミッタ・アドミタンスおよびコレクタ・アドミタンスを実測通り容量性であると考えていた。

筆者らは、まず順方向バイアス時の特性に着目してバイアスおよび周波数を変化した場合について数種のダイオードの微小交流特性を調べた結果、順方向バイアス電流が増大するにつれて容量性サセプタンスが増大して極大を作り、次第に減少してあるバイアス以上で誘導性に転換する模様をつきとめ、誘導性アドミタンスを確認することができた。さらにトランジスタの場合についてもバイアス条件のいかんによってはエミッタ・アドミタンス、コレクタ・アドミタンスとも誘導性になりうるということが明らかになったのでその実験結果を紹介することにしたい。なお記号は末尾によることにする。

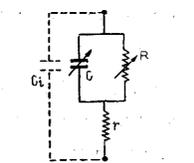
2. $p-n$ 接合アドミタンス

$p-n$ 接合には第2図のようにふつう合金型接合にみられる不純物密度の階段的变化と成長型接合のような傾斜



第2図 $p-n$ 接合の模型

状変化の二種類が理想形として考えられるが、ダイオードを等価回路的にみると第3図の



第3図 ダイオードの等価回路

ように一応表わすことができる。ここで r は半導体自身の spreading resistance, C_i は電極間容量でふつうは小さい (トランジスタのコレクタとベースリード間で 0.25~5 pF 位) から比抵抗の高い真性半導体に近い材料をベースにした場合、高周波で問題になる程度である。 R および wC はそれぞれ接合特有の整流性を示す非直線的な抵抗およびサセプタンスである。

(1) 逆方向バイアスの場合 さて接合が熱平衡状態にあるとフェルミレベルが一致するように電導粒子が移動して空間電荷の二重層を形成し、ポアソンの式に従って静電位を生じている。

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad \rho = q(N_d - N_a + p - n) \approx q(N_d - N_a)$$

逆方向 (p 型負) に電圧がかけられると、第1図コレクタ接合部のように堰層が高くなって多電導粒子の相手領域への拡散がさまたげられるとともに、少電導粒子密度が熱平衡状態より減じて電流が流れにくくなり高抵抗を呈する。同時にこの空間電荷層にかかる電圧 V が増加すると層内電界強度が強くなるとともに space charge widening effect として (比抵抗の大きい側の有効不純物密度が少なく、かつ全体としては電気的中性条件をみたすために) 主としてこの方向に層の厚さ d が拡げられ層の形が変る。

すなわち

$$d = \left\{ \frac{2\epsilon}{q} (V + V_0) \left(\frac{1}{N_p} + \frac{1}{N_n} \right) \right\}^{1/2} \quad (\text{階段状}) \quad (1)$$

$$d = \left\{ \frac{12\epsilon}{qa} (V + V_0) \right\}^{1/3} \quad (\text{傾斜状})$$

電圧が変わると層の両端では電離と再結合が行われて堰層容量 C_T を生ずる。

$$C_T = \frac{dQ}{dV} = \frac{S\epsilon}{d} \quad S: \text{接合面積} \quad (2)$$

容量の測定から接合の種類によって $V \gg V_0$ では上式のように

$$C_T \propto V^{-n} \quad \begin{cases} n = \frac{1}{2} & (\text{合金型接合}) \\ n = \frac{1}{3} & (\text{成長 " "}) \end{cases} \quad (3)$$

に従うことが確められ空間電荷層の厚さが推定できることになった⁽⁶⁾。また半導体を壊すことなく容量の測定から階段状接合か傾斜状接合かを決定することができる。とともに、一般の ($p_p > n_n$) 合金型接合の場合 n 型 Ge のドナー不純物の密度および電子の移動度 μ_n が定められる (n 型 Ge の比抵抗 ρ_n が既知であれば $\mu_n = \frac{1}{\rho_n q n_n}$ から) ことになった⁽⁶⁾。以上逆方向バイアスの時は、微小電圧時以外は拡散容量を考慮にとる必要がなく等価回路の C, R はもっぱら堰層容量 C_T と逆方向高抵抗となる (トランジスタのコレクタ側はこの C_T が問題になり 7~50 pF 位の大きさである)。

(2) 順方向バイアスの場合 堰層容量は逆方向バイアスの時より大きくなるが (エミッタ堰層容量が 100~

150 pF でコレクタ容量よりも普通 2~20 倍大きい) 拡散距離に比して遷移領域が狭いので (後出の $\frac{C_p}{C_T} = \frac{L_p}{20\delta_n}$ (4) からわかるように) 拡散容量に対して無視される。等価回路としては注入拡散にもとづく少電導粒子アドミタンスが問題になってくる。

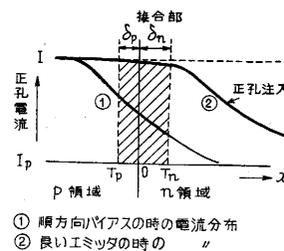
そこで一次元定常状態の $p-n$ 接合をとり上げ、接合部以外では電界強度が無視でき注入された少電導粒子が拡散のみで移動する low level injection の場合を考えてみる。第4図のごとく遷移領域 δ_p, δ_n は拡散距離 L_p, L_n に比し小で、この層内では再結合・熱生成とも無視でき注入電導粒子の電流密度は変化しないとする。 n 領域の正孔は次の諸式に従う。粒子数保存の原理を表わす連続方程式

$$\frac{\partial p}{\partial t} = (g-r) - \frac{1}{q} \nabla \cdot I_p \quad (4)$$

g : 単位時間単位体積当り熱的に発生する正孔数

r : " " " " 再結合で消滅する数

ここで、 $\frac{1}{q} \nabla \cdot I_p$ は単位時間当りの正孔の流出密度を表わす。



① 順方向バイアスの時の電流分布
② 長いエミッタの時の " "

第4図

さて n 領域を正孔が拡散する間量子を放出したり、格子に熱の形でエネルギーを与える熱的再結合といった正孔と電子との直接再結合の確率は少ないが、結晶の不完全性によって異なる特徴をもった散乱をうけ、例え

ば転位線にそったアクセプタ的空間電荷層によっても複雑な散乱を受けたりするが、主として電離したドナー等の荷電中心による散乱をうけこれら捕獲中心を介して再結合していく。その間熱的には不規則な正孔の発生が起っている。しかし $g-r$ は正孔の熱平衡状態時の密度 p_{n0} からのずれが小さいとき実験的に $p_{n0}-p$ に比例するのであって、その比例常数を τ_p とすると

$$g-r = -\frac{p-p_{n0}}{\tau_p} \quad (5)$$

τ_p は寿命時間と呼ばれるもので、上の説明からわかるようにきわめて構造敏感な量である。

次に正孔密度が余り大きすぎない範囲において拡散のために流れる正孔電流密度は

$$I_p = -qD_p \nabla p \quad (6)$$

∴ (4) (5) (6) から

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{\tau_p} (p_{n0} - p) + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (7)$$

正孔密度の従う式がえられたので、境界条件のもとに解けばよい。接合に $V + v_1 e^{j\omega t}$ なる交流重量の電圧がかかっていると、ただし $v_1 \ll \frac{kT}{q}$ として

$$p(T_n) = p_{n0} e^{-\frac{q(V+v_1 e^{j\omega t})}{kT}} \quad (8)$$

$$= p_{n0} + p_{dc} + p_1 e^{j\omega t}$$

$$p_{dc} = p_{n0} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad \text{直流分} \quad (9)$$

$$p_1 = \left(\frac{q p_{n0} v_1}{kT} \right) e^{\frac{qV}{kT}}$$

正孔密度があまり大きくないので τ_p, D_p は電圧によって変らないと考えてよい。∴電流については直流分 I_{dc} 、交流分 I_{ac} が次のように得られる。

$$I_{dc} = \frac{q p_{n0} D_p}{L_p} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) = I_{ps} (e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (10)$$

$$I_{ac} = \left(\frac{q p_{n0} v_1 D_p}{L_p} \right) e^{\frac{qV}{kT}} (1 + j\omega\tau_p)^{-\frac{1}{2}} v_1 e^{j\omega t}$$

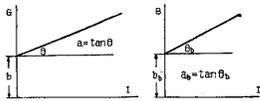
これよりアドミタンスは

$$\dot{Y}_p = G_p + jB_p = \frac{q}{kT} I_{ps} e^{\frac{qV}{kT}} (1 + j\omega\tau_p)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\equiv \wedge (I_{dc} + I_{ps}) (1 + j\omega\tau_p)^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{aligned} G_p &= \wedge (I + I_{ps}) \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}{2}} \\ &\equiv \wedge (I + I_{ps}) (1 + \frac{1}{8} \omega^2 \tau_p^2) \quad (\omega\tau_p < 1) \\ B_p &= \wedge (I + I_{ps}) \frac{\omega\tau_p}{\sqrt{2} \sqrt{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}} \\ &\equiv \wedge (I + I_{ps}) \frac{\omega\tau_p}{2} (1 - \frac{1}{8} \omega^2 \tau_p^2) \quad (\omega\tau_p < 1) \end{aligned} \right. \quad (12)$$

温度が一定ならばバイアス電流 I に関して linear の関係にあることがわかる。

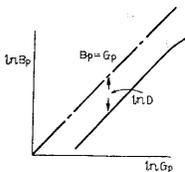


第 5 図

$$I_{ps} = \frac{b}{a} = \frac{b_b}{a_b}$$

$$\wedge = \frac{a}{1 + \frac{1}{8} \omega^2 \tau_p^2}$$

一方、対数をとると $\ln B_p = \ln G_p + \ln \frac{\omega\tau_p}{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}$ (14)



第 6 図

$$\tau_p = \frac{2D}{\omega(D^2 - 1)} \quad (15)$$

(14) によると B_p, G_p を対数にとると第 6 図のようにその傾斜が 45° になっていて D が τ_p と

関係し、 $\omega\tau_p$ が小のとき $\frac{1}{D} = \frac{\omega\tau_p}{2}$ になっている。

低い周波数 ($\omega \ll \frac{1}{\tau_p}$) では

$$G_p = \left(\frac{q p_{n0} v_1 D_p}{L_p} \right) e^{\frac{qV}{kT}} \equiv G_{p0} e^{\frac{qV}{kT}} \quad (16)$$

$$B_p = G_{p0} \frac{\omega\tau_p}{2} e^{\frac{qV}{kT}} = G_p \frac{\omega\tau_p}{2}$$

高い周波数 ($\omega \gg \frac{1}{\tau_p}$) では

$$G_p = B_p = \sqrt{\frac{\tau_p}{2}} G_{p0} \sqrt{\omega} = \frac{b\sigma_p^2 \sqrt{\omega}}{(1+b)^2 \sigma_n \sqrt{2D_p}} \quad (17)$$

τ_p に無関係になっている。

ところで n 領域に流れ込む電流は全部は正孔電流でなく、反対に p 領域へ拡散する電子による電流や空間電荷層を充電する電流があるため一般には

$$\dot{Y} = G_p + jB_p + G_n + jB_n + j\omega C_T \quad (18)$$

$$\dot{Y}_n = G_n + jB_n = \frac{q}{kT} I_{ns} e^{\frac{qV}{kT}} (1 + j\omega\tau_n)^{-\frac{1}{2}} \quad (19)$$

しかるに $\frac{I_p}{I_n} = \frac{\sigma_p L_n}{\sigma_n W}$ ⁽⁵⁾ W : n 領域の中

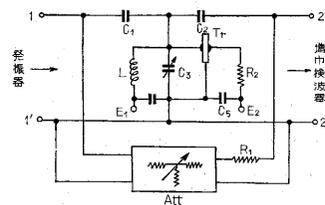
p 領域の電気伝導度 σ_p を n 領域の σ_n に比し非常に大きく (例えば 100 倍位) すると接合部を流れる正孔と電子の割合はこの電気伝導度の比ほどになって多数の正孔が注入される。合金型 $p-n$ 接合では、一般に基体の比較的純な $n-Ge$ のドナー不純物密度より、 I_n と合金をつくった p 領域のアクセプタ不純物密度の方がずっと大であって $p_p \gg n_n$ と考えることができ、したがって電子流を無視して主として正孔流を考えればよい。ただし $n_n \gg p_{n0}$ であったから、 \dot{Y}_p を導いてきた low level injection の仮定はあやしくなってくる。

なお、低い周波数では $C_p = \frac{q^2 p_{n0} L_p}{2kT}, C_T = \frac{kT a}{10q^2 n_i^2}$

$$n_n = a \delta_n \quad (4) \quad \therefore \frac{C_p}{C_T} = \frac{L_p}{20 \delta_n} \quad (20)$$

$L_p > \delta_n$ で遷移領域が狭いと C_T は問題にならない。したがってこの場合は正孔の拡散現象を主として考えてゆけばよいことがわかる。高い周波数になると $B_p \propto \sqrt{\omega}, B_T \propto \omega C_T$ で堰層容量を無視することはできない。

3. 測定方法



第 7 図 測定回路

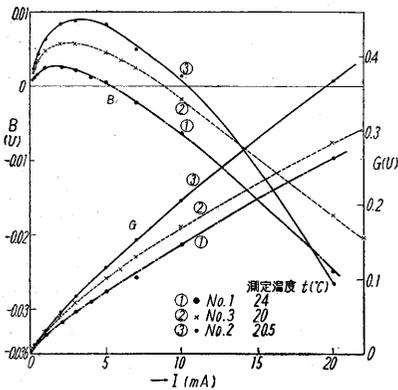
測定には、広い範囲のアドミタンス変化をカバーするため、第 7 図のごとき特殊な橋絡 T 型ブリッジ(6)を使用し置換法によつたブリッジの平衡は検波器の出

力が最小になるよう可変容量および減衰器を加減してとった。ブリッジへの入力交流振巾は 10 mV 以下におさえている。

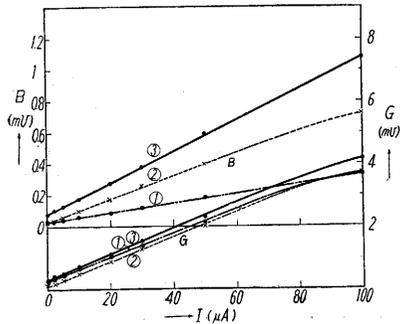
エミッタ・アドミタンス、コレクタ・アドミタンスの測定の場合、図示のようにトランジスタのベースを接地し、被測定接合と反対側の接合は、高抵抗 R_2 によって交流的に開放した場合を中心に測定を行ったが、これは四端式的には開放アドミタンスを測定していることになる。

4. 実験結果

(a) ダイオードの場合 逆方向バイアスの実験結果はすでに発表されているので、ここでは順方向の場合について



第8図の1 GおよびB対バイアス電流 I 特性合金接合型ダイオード $f=15.9$ kc



第8図の2 GおよびB対バイアス電流特性(微小バイアス電流領域拡大図)

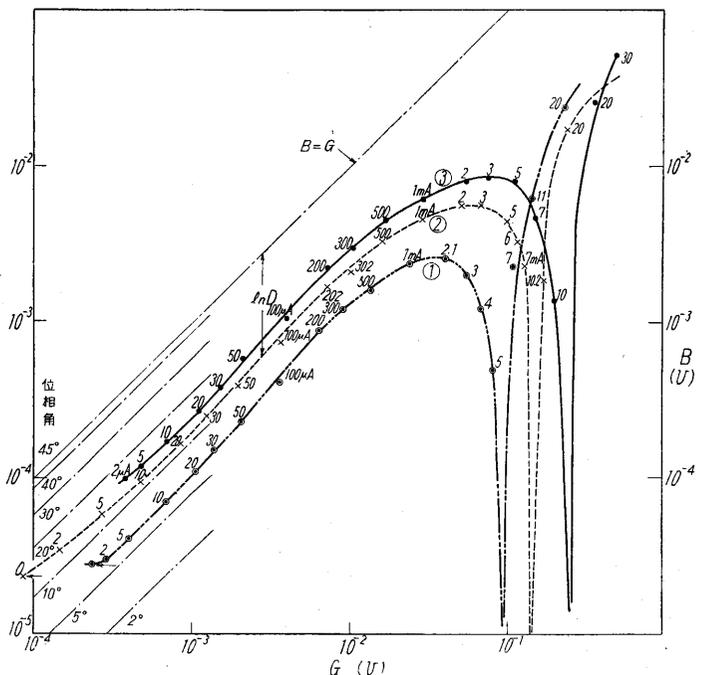
びサセプタンス B の変化を示す。測定周波数は 15.9 kc. 電流がますと、いずれも G は始めは $\frac{q}{kT}$ の傾斜 a で直線的に増大するが、150 μA 付近から徐々に増大の割合は減少しながら大きくなり conductivity modulation をうけている。 B もバイアス電流によって大きく変調され、100 μA 付近までは直線的に a_b の傾斜で増加、あるバイアス I_m で容量が極大 C_m となって減少、 I_0 の点で純コンダクタンス

となる。 I_0 以上のバイアスでは誘導性となつて、ほぼ直線的に減少していく。いずれも大体微小バイアス電流領域の G, B が直線をなす部分、 B が容量性を示している容量性領域、および B が誘導性を示す I_0 以上の誘導性領域の三つに分けて考えることができる。

さて、第9図に同じ三つの試料の B と G との関係を示すが、測定値の上にするしてあるのはバイアス電流値、左にするした角度は位相角を表わしている。バイアスが 50 μA 以上の微小領域にある内は $B=G$ の線に平行で、位相角一定で G とともに B が直線的に増大しており、第2の容量性領域では B が極大をつくっている。3 mA 以上では位相角の減少は急になり、最後に誘導性領域に入っている。この第3の領域では折返して $|B|$ を示しておく。

第8-2図は微小バイアス電流領域を拡大したもので第1表に示すごとく、 G, B それぞれの傾斜 a, a_b ; $I=0$ における b, b_b および D より逆方向飽和電流 I_{s0} , $A (= \frac{q}{kT})$ を (13) より算出してみた。これによると $\frac{q}{kT}$ なる理論値と大体合っている上 B, G による I_{s0} の推定値もほぼ一致をみた。参考のため第10図の整流静特性逆方向より漏洩電流を除いて推定した値 I_s を並べておく。第8-2図、第9図と合せ考え、微小バイアス領域は Shockley の一次元拡散理論に大体従っている。このことより逆に(ここでは触れないが)逆方向飽和電流 I_s が表面状態等のため、整流特性では決定しにくい場合に有効な推定値 I_{s0} を与え、実効寿命時間 τ_p をも

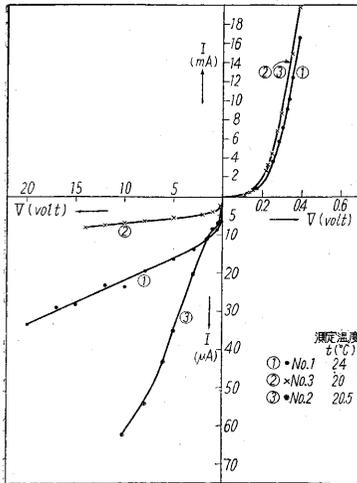
る。第8図に、代表的な合金接合型ダイオード同種のもの三つについて、室温付近一定の温度でバイアス電流を変化させたときの、コンダクタンス G およ



第9図 バイアス電流を変化したときの B と G との関係 $f=15.9$ kc (合金接合型ダイオード)

第 1 表 合金接合型ダイオードの特性 ($f=15.9 \text{ kc}$,

種類	$T^{\circ}(\text{k})$	Δ (理論)	$a \left(\frac{1}{V}\right)$	$I_{s0} = \frac{b}{a}$ (μA)	$I'_{s0} = \frac{b_b}{a_b}$ (μA)	$C_0(\text{pF})$	$C_m(\mu\text{F})$	$B_m(\text{m}\Omega)$	$I_m(\text{mA})$	$I_0(\text{mA})$	Δ	$\tau_p(\mu\text{s})$	$I_s(\mu\text{A})$
No 1	296.6	35.7	36.2	11.2	9.6	280	0.027	2.7	1.6	5.3	36.0	2.08	10.5
No 2	290.4	39.9	39.8	2.78	3.22	240	0.059	5.9	2.5	8.8	39.0	4.2	4.0
No 3	293.5	39.6	38.84	7.44	7.14	720	0.088	8.8	3.5	10.6	37.41	5.5	6.1



第 10 図 合金接合型ダイオードの整流静特性

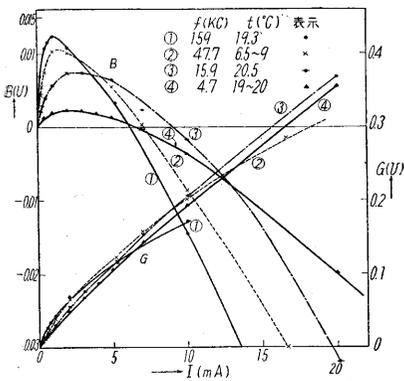
破損することなく推定することができる。第 2 領域に入ればバイアスの増大とともに理論からはずれ、conductivity modulationのみでなく明確に admittance modulation をうけていて、必ずしも周波数が高くなくてもバイアス電流さえ大きくなれば誘導性領域がでてきている。この理論からのずれは、電子流を無視している点もあるが、ベース域での電界を無視した点がかつとも大きく影響していると考えられる。なお、第 1 表からもわかるように τ_p の大きい

逆に f が上るほど減少している。第 2 表を参照すれば $f=4.7 \text{ kc}$ で $C_m=0.077 \mu\text{F}$ のものが、 159 kc では同じバイアス 2 mA で $0.0124 \mu\text{F}$ 約 $\frac{1}{6}$ になっている。この時の $B-G$ 特性、 $B, G-\omega$ 特性をそれぞれ第 12, 13 図に示しておく。

第 2 表 周波数を変化した時の合金接合型ダイオードの特性

ω	周波数 (kc)	測定温度 ($^{\circ}\text{C}$)	$G_m(\Omega)$	$C_m(\mu\text{F})$	$B_m(\text{m}\Omega)$	$I_m(\text{mA})$	$I_0(\text{mA})$	$G_0(\Omega)$
10^6	159	19.3	0.042	0.0124	12.4	1	6.2	0.128
3×10^5	47.7	6.5-9	0.050	0.035	10.6	1.4	7.1	0.158
10^5	15.9	20.5	0.060	0.074	7.4	2.4	9.0	0.187
3×10^4	4.7	19-20	0.048	0.077	2.3	2	6.5	0.132

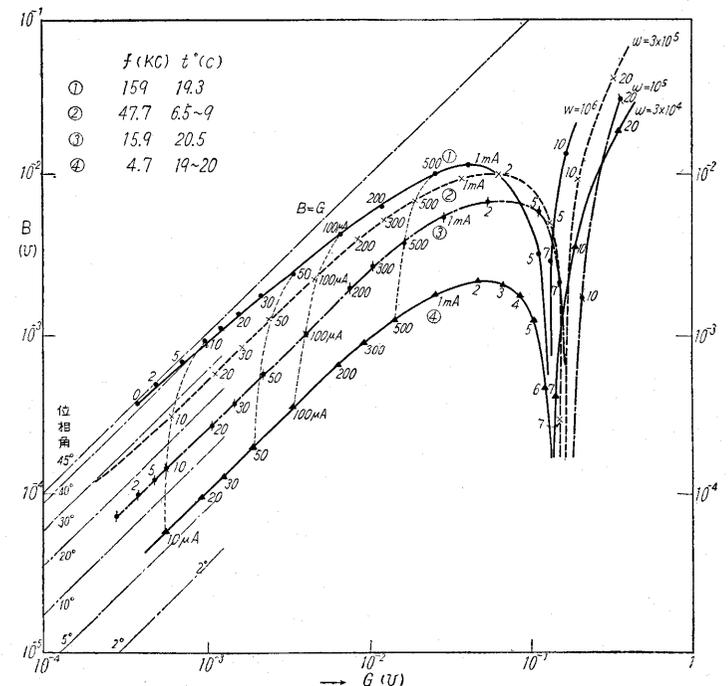
ここで微小バイアス電流領域 ($I \leq 100 \mu\text{A}$) についてみると、低い f では G が一定に近く、 B も ω に比例してゆく傾向を示している。高い f になるにつれ、 B, G の値は接近してくる傾向がみられる。しかしバイアスが 2 mA という大きい所では、 B, G の開きはかえって大きくなっている。拡散理論に合致しているかどうか判定するには、もう少し広い f 範囲にわたってとるべきであるが、さきに $B, G-I$ 特性で理論に大体合致



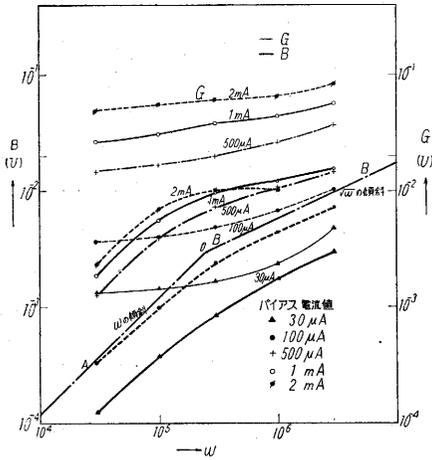
第 11 図 周波数を変えたときの G , および B 対バイアス電流特性 (合金接合型ダイオード)

(番号の大きい) 試料程、 C_m, I_m, I_0 が大きくなっている。

周波数特性 第 11 図には今までと同種のダイオードにつき周波数を変化した時の $B, G-I$ 特性を示す。周波数が上るほど B の値は大きく、小さい I_m で極大をつくって誘導性に転換している。しかし C の値は



第 12 図 周波数を変えたときの B と G との関係 $f=15.9 \text{ kc}$ (合金接合型ダイオード)



第13図 合金接合型ダイオードの G, B の周波数特性

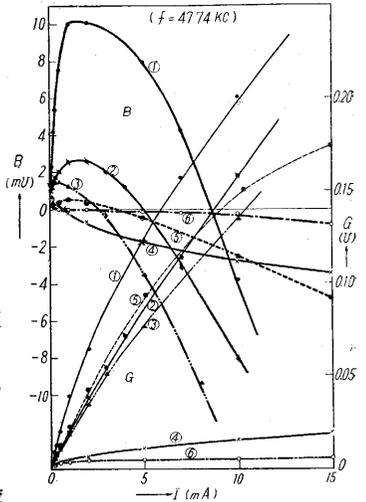
第3表 各種接合の特性 (f=47.74 kc)

種	類	測定温度 (°C)	C ₀ (pF)	B _m (mV)	I _m (mA)	I ₀ (mA)	G ₀ (mV)
1	合金接合型ダイオード	6.5~9	210	10.2	1.6	8.6	53
2	合金接合型 p-n-p トランジスタ (リングベース) コレクタ接合	17	270	2.7	1.5	5	30
3	合金接合型 p-n-p トランジスタ (リングベース) エミッタ接合	24.8	330	1.5	0.4	2.5	9
4	合金接合型 p-n-p トランジスタ (r _b 大) コレクタ接合	7.7	280	0.68	0.05	0.6	1.6
5	成長接合型 n-p-n トランジスタ エミッタ接合	10	30	0.5	1	3.5	23
6	成長接合型 n-p-n トランジスタ コレクタ接合	10	19	0.09	0.1	1	2

している所から、すでに推定のついでに推定している τ_p を用いて $I=100 \mu A$ の場合について、 $\omega = \frac{2}{\tau_p}$ の点から推定の ω に比例する 0 A および $\sqrt{\omega}$ に比

例する $0 B$ を引いてみると、低い f では漸近する傾向が伺える。微小バイアス領域は今までの所、拡散理論で大体説明がつくかと考えられる。しかし、他の二つのバイアス領域では、 f 特性においても相当理論からはずれてきている。

各種接合の比較
次に 47.7 kc で

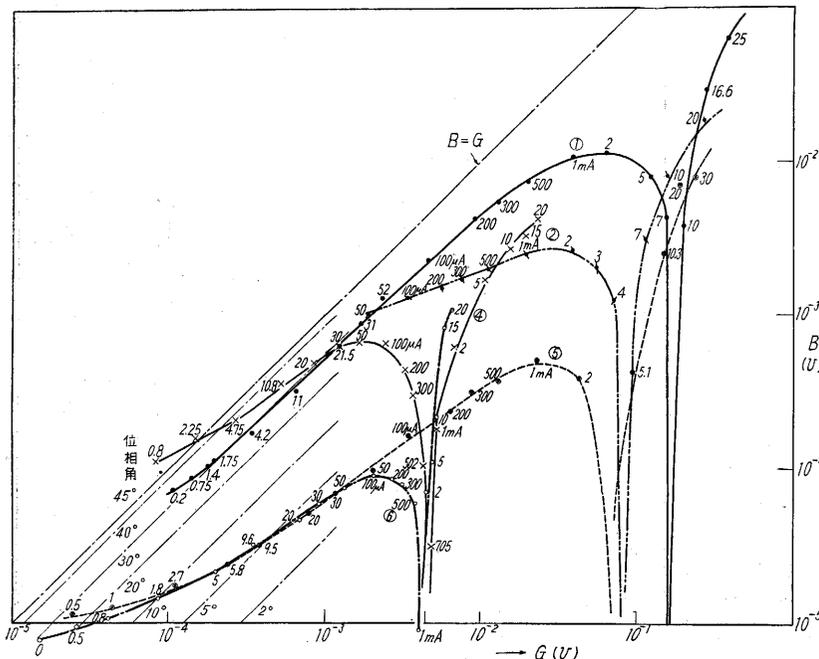


- ① 合金接合型ダイオード
- ② " p-n-p トランジスタ コレクタ接合 (リング状ベース)
- ③ " " エミッタ接合
- ④ " " (r_b 大) コレクタ接合
- ⑤ 成長接合型 n-p-n トランジスタ エミッタ接合
- ⑥ " " コレクタ接合

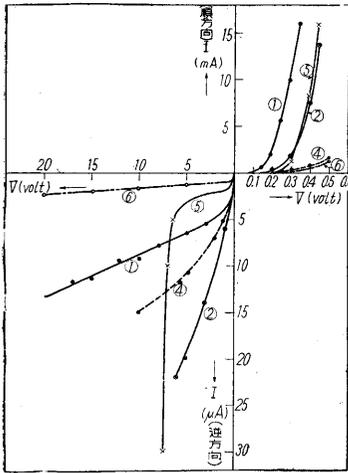
第14図 各種接合の G, B 対順方向バイアス電流特性

測定した各種接合の B, G-I 特性, B-G 特性および整流静特性をそれぞれ第14, 15, 16 図に掲げる。図中①は今まで論じてきた合金接合型ダイオードで、整流特性からもわかるように p 型 Ge が高伝導性で半導体内部の抵抗が小さく、順方向で電圧降下が小になっている。

したがって一次元拡散理論の仮定にもっとも近いものである。②③はベース抵抗 r_b を低下させるためにリングベースにした合金接合型 p-n-p トランジスタであって、②はコレクタ接合、③はエミッタ接合を示す。 r_b は 2~4Ω 程度である。④は同じく合金接合型トランジスタであるが、基体の Ge 比抵抗が大きく $r_b = 700Ω$ 程度。⑤⑥は成長型 n-p-n トランジスタで、第17図のごとく比抵抗は $\rho_b < \rho_c < \rho_e$ になっており、ベース巾がきわめて狭く 20~30μ、⑥はコレクタ接合で、逆方向にバイアス電圧をかけても、空間電荷層はコレクタ側への



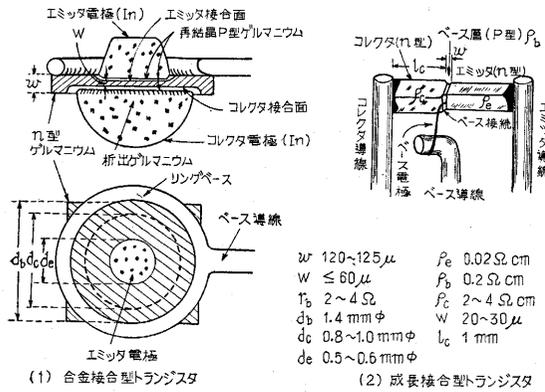
第15図 バイアス電流を変化したとき各種接合の B と G との関係 (f=47.74 kc ①②...⑥ は第14図と同じ)



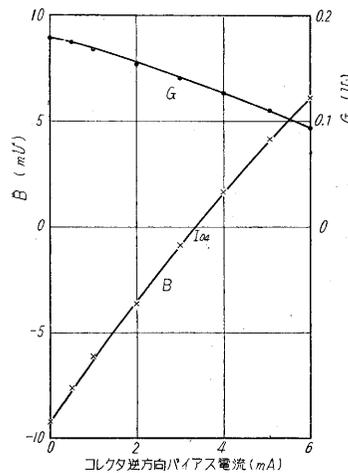
第16図 各種接合の整流静特性 (①…⑥は第14図と同じ)

び、ベース巾はこの電圧の影響を受けにくい。したがって耐圧も第16図⑥のごとく大きい。順方向では内部抵抗が直列抵抗に入って大きな電圧降下を示している。エミッタ接合⑤は逆方向電圧-6V付近から、急に飽和電流がまして avalanche を起している。

まず目立つのは



第17図 接合トランジスタの構造



第18図

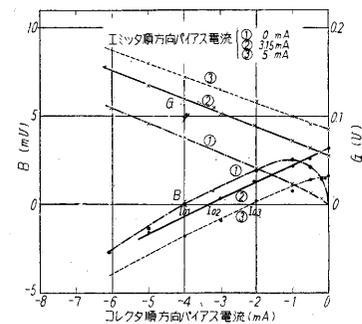
対コレクタ逆方向電流特性

合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ (エミッタ順方向バイアス電流 = 10 mA の場合)

成長型接合で、すでに数 Mc の高い周波数における点接触型で、誘導性アドミタンスを示した例が報じられているが、この成長型でも、ある順方向バイアス電流 I_0 以上では、周波数が高なくても誘導性領域が現われている。全体をとおして、第3表でもわかるごとく①→⑥に移るにつれ、容量性領域における B の大きさは小さくな

っており、ダイオード；合金型、成長型トランジスタのエミッタ・コレクタ接合でそれぞれ明瞭な差異が現われている。特に成長型においては容量が小さく、誘導性に転換した後もその値は他に比して小さい。またコレクタ接合とエミッタ接合との位相角の推移が、始めはほぼ一致している点も他と異なっている。微小バイアス領域において、ダイオード以外は位相角一定の部分がほとんど現われず、バイアスの増大とともに位相角の減少が続いており、直列ベース抵抗による電圧降下、電界が影響して拡散理論からはずれてきたと考えられる。

(b) トランジスタの場合 以下においては混乱をさけるために、普通コレクタと呼ばれている側の接合を、バイアス方向のいかにかわからず、常にコレクタと呼ぶことにする。エミッタについても同様、バイアス電流の方向は、 $p-n-p$ トランジスタの正常動作状態を正にするようコレクタでは逆方向を、エミッタでは順方向を正にとる。第18図は代表的な合金型 $p-n-p$ トランジスタの場合で、エミッタ電流を一定にしたときの開放コレクタ・アドミタンスと、コレクタ逆方向バイアス電流との関係を示す。コレクタ電流が減少するとコンダクタンス G はゆるやかに増大するが、その際サセプタンス B はほぼ直線的に減少し、はじめ容量性だったものが誘導性になる。ただし、このときエミッタ電流は 10 mA というかなり高い一定の値に選んである。

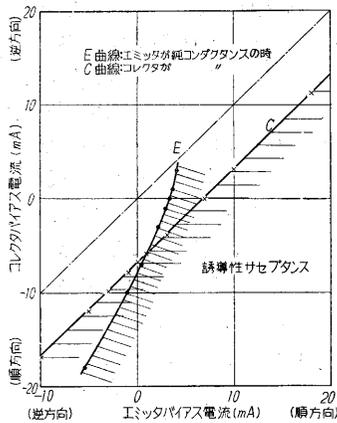


第19図

対コレクタ順方向電流特性

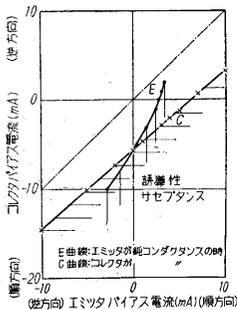
19図に示す。①はエミッタ電流が(合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ) 零でダイオードの場合に相当し、 B の方は、コレクタ順方向バイアス電流が増すと急激に増大して、1 mA 付近で容量が極大となって減少は転じているが、4 mA 以上で誘導性になっている。②③はエミッタ電流がそれぞれ 3.15 mA, 5 mA の場合で I_{01} , I_{02} , I_{03} とエミッタ電流が大きくなるにつれて I_0 の絶対値は小さくなって第18図の I_{04} になっている。この変化の様子はリング状ベース、普通のベースおよびエミッタ側、コレクタ側とも似ている。

そこで第20図に示すように、コレクタ・アドミタンス (曲線 C) またはエミッタ・アドミタンス (曲線 E) のサセプタンス分が零になるようなエミッタ電流とコレ

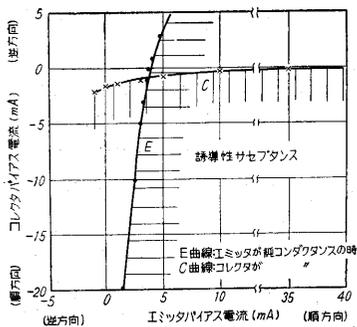


第20図 純コンダクタンスになる時のエミッタ電流とコレクタ電流との関係
合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ (リングベース)

なバイアス条件を示している。図から明らかなように、普通の使い方でも逆の使い方でも、順方向になっている



第21図 純コンダクタンスになる時のエミッタ電流とコレクタ電流との関係
合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ (普通のベース)



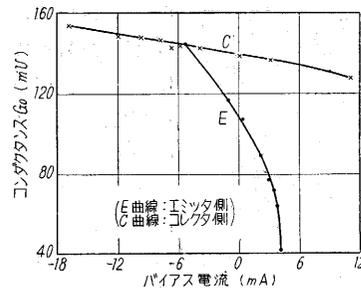
第22図 純コンダクタンスになる時のエミッタ電流とコレクタ電流との関係
(成長型 $p-n-p$ トランジスタ)

クタ電流との関係を求めてみた。図の第1象限では、バイアス方向は普通の使い方に一致しているが、第3象限ではコレクタが順方向、エミッタが逆方向になっていて丁度逆である。第4象限は両接合とも順方向にバイアスされている。各曲線の右側、斜線をつけた側は誘導性アドミタンスになるよう

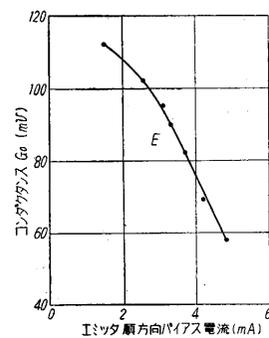
接合のバイアス電流が十分大きければ、両接合とも誘導性になるわけである。第20図はリング状ベースの場合であるが、普通のベースのときについては第21図に示しておく。ともにコレクタ側の方が直線性がよい。

成長型トランジスタについて第20図と同様の特性を測ったが、それを第22図に示す。これは代表的な $n-p-n$ 型であって、順方向にバイアスされた接合は誘導性になりうるが、合金型と違って、逆方向にバイアスされた接合は、たとえ他の順方向になっている接合のバイアス電流が十分小さくなくても、常に容量性しか示していない。

なお第23, 24図に、それぞれ合金型と成長型のトランジスタについて、そのサセパタンス分が零に

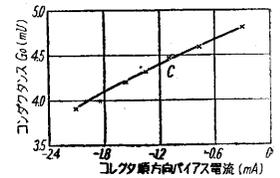


第23図 純コンダクタンス G_0 対バイアス電流特性
(合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ)



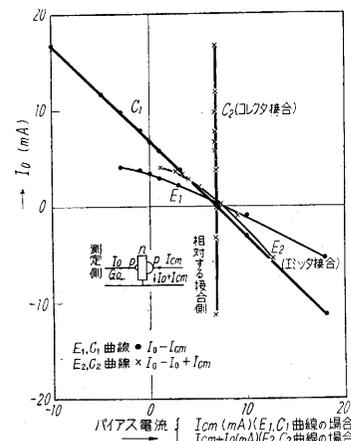
第24図の1 エミッタ純コンダクタンス G_0 対バイアス電流特性
(成長型 $n-p-n$ トランジスタ)

以上は、すべて開放アドミタンスに關してであるが、その他の小振巾定数に關しても同様の測定を行った。それによる



第24図の2 コレクタ純コンダクタンス G_0 対バイアス電流特性
(成長型 $n-p-n$ トランジスタ)

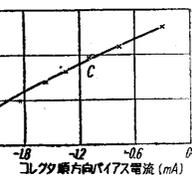
と、短絡アドミタンスは、バイアス電流に対して極大の容量および I_0 は小さいながら開放アドミタンスとはほぼ同様の变化を示し、誘導性も呈することが分った。しかし、電流増巾率あるいは負帰還率では、バイアス電流による若干の位相変化はあるが、虚数分の符号が変るようなことはなかった。



第25図 接合が純抵抗になるバイアス電流 I_0 と相対する接合の I_{cm} および $I_0 + I_{cm}$ との関係
(合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ)
 $f = 47.7 \text{ kc}$

なる時のコンダクタンス G_0 と被測定接合バイアス電流との関係を示しておいた。いずれの場合もエミッタ側の方が G_0 の変化が大きいのが目につく。

以上は、すべて開放アドミタンスに關してであるが、その他の小振巾定数に關しても同様の測定を行った。それによる

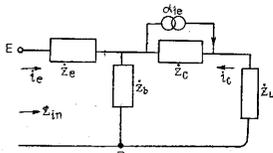


第25図 (continued) 接合が純抵抗になるバイアス電流 I_0 と相対する接合の I_{cm} および $I_0 + I_{cm}$ との関係
(合金接合型 $p-n-p$ トランジスタ)
 $f = 47.7 \text{ kc}$

(c) 考察 第25図に、合金接合型トランジスタの一つの接合が、純コンダクタンスになるバイアス電流 I_0 と相対する接合のバイアス電流 I_{cm} およびベース電流 $I_0 + I_{cm}$ との関係をエミッタ・コレクタ接合について示した。

コレクタ接合に關しては、 C_2 曲線のごとくベース電流が一定の所で

I_0 が変化している。すなわち、サセプタンスが 0 になるのを決定づけているのは、問題の接合と相対する接合とのバイアス電流の和であって、反対の接合からの少電導粒子の注入が接合部付近のベース域に大きな影響をあたえ、それらが相助けてアドミタンス変調を起していると解せられる。エミッタについては、これほど明瞭な傾向は E_2 曲線のごとくみられないが、それはコレクタ接合が大きく（直径約 2 倍）エミッタに直接影響をあたえることなくベースに流れざるコレクタ電流分が大きいためと思われる。したがって第 19 図をも参照してわかるように、接合型トランジスタの誘導性アドミタンスの出現は、ダイオードアドミタンスが誘導性を呈する現象と明らかに関連がある。トランジスタの場合の誘導性に関して、第 26 図の簡単な等価回路を考え、電流増巾率 α を考慮にとって入力インピーダンス Z_{in} を



第26図 トランジスタの簡単な等価回路

の誘導性アドミタンスの出現は、ダイオードアドミタンスが誘導性を呈する現象と明らかに関連がある。トランジスタの場合の誘導性に関して、第 26 図の簡単な等価回路を考え、電流増巾率 α を考慮にとって入力インピーダンス Z_{in} を

$$Z_{in} = Z_e + Z_b \left(1 - \frac{\alpha}{1 + \frac{Z_L}{Z_c + Z_b}} \right)$$

$$\approx Z_e + Z_b (1 - \alpha) \quad (Z_L \ll Z_c)$$

$$\gamma = 1,$$

$$\alpha \approx 1 \quad \text{と 考 へ て}$$

$$\beta = \text{sech} \left[\frac{\sqrt{1 + j\omega\tau_p} W}{L_p} \right]$$

$$= 1 - \frac{W^2}{2L_p^2} (1 + j\omega\tau_p) \quad \left(\frac{W}{L_p} < 1 \right)$$

Shockley の理論から同じく $Z_e = \frac{kT}{qI_e} \frac{1}{1 + j\omega \left(\frac{W^2}{3D_p} \right)}$

これらを組合せて

$$R_1 = r_e + r_b \left(\frac{W^2}{2L_p^2} \right), \quad r_e = \frac{kT}{qI_e}$$

$$C_1 = \left(\frac{W^2}{D_p} \right) \left(\frac{r_e}{3} - \frac{r_b}{2} \right) \left\{ r_e + r_b \left(\frac{W^2}{2L_p^2} \right) \right\}^{-2}$$

したがって I_0 が大きくなった場合 $r_b > \frac{2r_e}{3}$ になると、誘導性領域とも一応考えられるが、こうした立場でダイオードを考えると $\alpha=0$ の場合で説明できねばならない。またエミッタ接合がダイオード的（トランジスタ作用をさせていない時）にはまだ容量性であるバイアス電流の所でも、このトランジスタ作用があるようコレクタ逆方向バイアス電圧をかけると、上式の示すところにより、誘導性の領域が出現してよいことになる。すなわち、トランジスタの時 I_0 が小さくならねばならぬ。これは第 20 図からわかるように第 1 象限の E 曲線の場合で、図は反対の結果を示している。このままの考えでは不十分で、トランジスタ的な立場に立っての説明よりも $p-n$ 接合の理論が優先しなければならぬと考えられる。そのため 2 節でもトランジスタの立場での考察は行わなかった。今後の問題として残しておく。

ところで、誘導性を示すこの現象は、遷移領域よりも正孔が拡散を始める接合部付近が（両方からの寄与も含めて）高注入度になった時に起っている。この high level injection でベース域電導度の増加とともに注入少電

導粒子の流れを助長する電界が生ずる。Webster によると $p \gg N_d$ の high level injection では、正孔電流の半分は拡散電流、半分は電界電流になって、 D_p を等価的に $2D_p$ で置き換えて考えればよいが、これのみでは低周波でバイアス電流による容量のふえ方が半分に減るのみで誘導性も現れてこない。以上のいずれをもってしても容量性領域、誘導性領域は説明できない。

おそらく high injection になるため接合部ごく近傍のベース内部でごく一部分電気的中性が破られ、電界が大きくなって電導粒子の流れを大いに助長しはじめるところに誘導性を示す本質があるのではないかと考えるが、とまた検討中で、周波数および温度を変化した場合の結果とともに、またの機会に触れたい。

5. むすび

ダイオードおよびトランジスタが、バイアス電流によってアドミタンス変調を受ける様子を調べ、合金接合型ダイオード・成長接合型ダイオードとも、バイアス電流の増大とともに一次元拡散理論からはずれて、容量の極大をつくって減少、サセプタンスが誘導性を呈することを示した。比抵抗の大きくない合金接合型型ダイオードの微小バイアス電流領域は、周波数特性をも含めて大抵理想一次元拡散理論で説明ができることがわかった。

次に、接合型トランジスタについては、エミッタ・コレクタアドミタンスとも特定のバイアス条件の下で誘導性になりうることを示した。トランジスタの場合で特異なのは、逆方向にバイアスされた接合も反対側の接合からの少電導粒子の注入が多ければやはり誘導性になる点である。

終りに常にご指導ご鞭撻をいただく星舎所長・高木教授に深く感謝の意を表する。またこの研究は科学試験研究費の補助を受けたもので、今岡助教授・安達助教授のご指導とともに厚くお礼申し上げる次第である。

(1957. 1. 4)

記 号 表

- a = 不純物密度の傾斜 (cm^{-4})
- $b = \frac{\mu_n}{d}$ d = 空間電荷層の厚さ
- D_n = 電子の拡散定数 = $93 \text{ cm}^2/\text{sec}$ (G_e)
- D_p = 正孔の拡散定数 = $44 \text{ cm}^2/\text{sec}$ E = 電界強度 I_B = ベース電流
- I_{En} = エミッタ電子電流 I_{Ep} = エミッタ正孔電流 I_R = 再結合電流
- I_n = 電子電流 I_p = 正孔電流 J_{ns} = 飽和電子電流
- I_{ps} = 飽和正孔電流 I_{s0} = 微小交流特性から推定した飽和電流
- k = ボルツマン定数 L_n = 電子の拡散距離 $L = \sqrt{D\tau}$
- L_p = 正孔の拡散距離
- n_i = 真性半導体の電子密度 (cm^{-3})
- $n_i^2 = 9.3 \times 10^{13} T^3 e^{-8700/T} / V$ (G_e)
- $n_i^2 = p_p n_p = p_n n_n$
- $n_n = n$ 型中の電子密度 N_d, N_a = ドナー、アクセプタの密度
- $N_n, N_p = n$ 型, p 型中の有効不純物密度 = $|N_d - N_a|$ p = 正孔密度
- $p_p = p$ 型中の正孔密度 p_{n0} = 熱平衡状態時の n 型中の正孔密度
- q = 電荷量 = 1.6×10^{-19} T = 絶対温度
- V_0 = 内部接触電位差 $G_e \dots \dots \approx 0.3V$ $S_i \dots \dots \approx 0.8V$ (常温)
- $\alpha = \alpha^* \beta \times \gamma$ 短絡電流増巾率 β = forward current transport factor
- γ = emitter emission efficiency α^* = collection efficiency
- ϵ = 誘電率 = $K\epsilon_0$ $K(G_e) = 16$
- μ_n, μ_p = 電子, 正孔の移動度 $\left\{ \begin{array}{l} \mu_n = 3600 \pm 180 \text{ at } 300^\circ\text{K} (G_e) \\ \mu_p = 1700 \pm 90 \text{ (cm}^2\text{V}^{-1}\text{sec)} \end{array} \right.$
- ρ = 電荷密度 σ_i = 真性半導体の電気伝導度 $\sigma_n = n$ 型領域の電気伝導度
- τ_n, τ_p = 過剰少電導粒子 (電子, 正孔) の寿命時間
- $\Delta = \frac{q}{kT}, \frac{kT}{q} = 26 \text{ mV at } 300^\circ\text{K}$

文 献

1. G. L. Pearson & B. Sawyer. I. R. E. 40, 1348 (1952)
2. H. U. Harten et al.; Z. Physik. 138, 336 (1954)
3. Kanai; J. Phys. Soc. Japan. 10, 719 (1955)
4. W. Shockley; B. S. T. J. 28, 435 (1949)
5. J. L. Moll; I. R. E. 43, 1807 (1955)
6. 尾上: 電気学会搬送用波導測定委員会資料 No. 18 (1956)
7. W. M. Webster; I. R. E. 42, 914 (1954)
8. D. R. Muss; J. A. P. 26, 1514 (1955)