

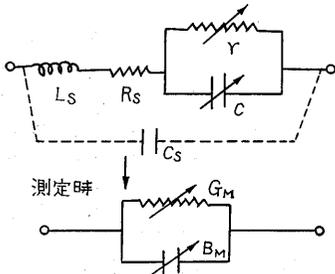
エサキ接合の容量と Space Charge Narrowing Effect

Capacitance of Esaki Junction and Space Charge Narrowing Effect

後川 昭雄

トンネル・ダイオードは、原理的に周波数上限 f_c が極めて高い負性抵抗をもっているので大きい魅力がある。その利得帯域幅積 Γ や f_c は次式のように接合容量 C に支配され良さの指数も一般に rC 積を考えている。

$$f_c = \frac{1}{2\pi C \sqrt{|r| R_s}}, \quad \Gamma = \frac{1}{2\pi |r| C} \quad (1)$$



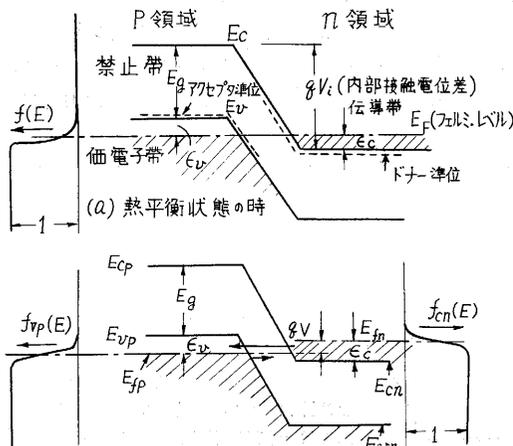
第1図 等価回路

筆者は先に負性抵抗領域 (F_N 領域) を中心に接合容量の基礎特性を発表^{2)~4)}したが、今回はその際測定した“Space charge narrowing effect”と呼ぶ新しい現象を主目的とし接合容量のバイアス特性の検討結果の1例(シリコン・エサキ接合)を総括的にあわせて報告したい。なおRX meter による測定結果以外は橋絡T型ブリッジを用い、10 mV 以下の微小交流を加えて測定したが、接合自体のアドミタンス $1/r + j\omega C$ への分離までの経過や式の誘導は文献³⁾を参照していただくことにした。

1. エサキ接合の容量

(1) 障壁容量 C_b と内部定数の決定

エサキ接合では不純物密度 N_a , N_d が $10^{25}/m^3$ 程度ドーパされ空間電荷層の幅 d も 100 \AA 以下になるので、第1次近似としては階段状の不純物分布で考える。

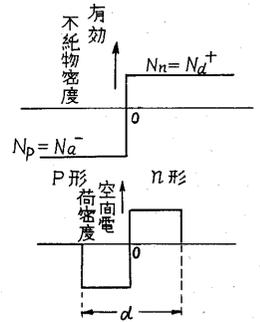


第2図 エネルギー図

$$\left. \begin{aligned} C_b &= dQ/dV = Se/d = S/kc \sqrt{V_i - V} \\ k_c &= \sqrt{2(1/N_a^- + 1/N_a^+) / \epsilon q} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

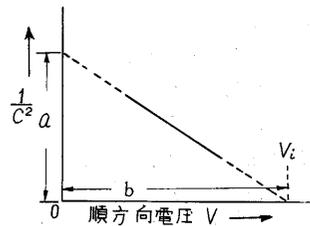
ϵ : 誘電率, S : 接合面積,

$N_a^-(N_a^+)$: 電離したアクセプタ(ドナー)密度したがって第4図のように $1/C^2$ と V の間に直線関係があれば、階段状接合と考えられ、測定値 C_b , S によって接合の厚さ d が推定できる。



第3図

1) p 側電離不純物密度 N_a^- の推定



第4図 $1/C^2$ の順方向電圧特性

$$\text{第4図において } b = V_i, \quad k_c^2 = S^2 a/b \quad (3)$$

$$(2) \text{より } N_a^- = 1/(\epsilon q k_c^2/2 - 1/N_a^+) \quad (4)$$

接合製作前の比抵抗 ρ_n から N_a^+ がわかっている ($N_a^+ \approx n = 1/q \mu_n \rho_n$) ので N_a^- がわかる。すなわち容量と基体半導体の比抵抗の測定から p, n 両領域の電離不純物密度がわかる。 N_a^- の方は比抵抗の測定を正確に行なうのは困難で、この方法によらねばならない。

2) ϵ_v, ϵ_c の推定

n 領域内の電子密度 n は

$$n = 2 n^* F_{1/2}(\epsilon_e^*) / \sqrt{\pi} \quad (5)$$

$$\text{ここに } \epsilon_e^* = \epsilon_0 kT, \quad n^* = 2(2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/2} \quad (6)$$

縮退しているので $F_{1/2}$ の近似式を用い、

$$\epsilon_e^* > 1.5 (300\text{K で } \epsilon_e > 39 \text{ mV}) \text{ のとき}$$

$$n = 4 n^* (1.645 + \epsilon_e^*)^{3/4} / 3\sqrt{\pi} \quad (7)$$

$$\therefore \epsilon_e^* = \sqrt{(3\sqrt{\pi} n/4 n^*)^{4/3} - 1.645} \quad (8)$$

$$\approx (3\sqrt{\pi} n/4 n^*)^{2/3} \dots \dots \epsilon_e^* > 6$$

(300K で $\epsilon_e > 155 \text{ mV}$) のとき

p 領域についても

$$\epsilon_v^* = \sqrt{(3\sqrt{\pi} p/4 p^*)^{4/3} - 1.645} \quad (9)$$

$$\text{ここに } p^* = 2(2\pi m_p^* kT/h^2)^{3/2}$$

(8), (9)によって, けっきよく Na^+ , Na^- がわかれば ϵ_0^* , ϵ_v^* も計算できる. 以上 C_b の測定によって d , Na^- , ϵ_v が推定できる.

(2) 拡散容量 C_d

順方向電圧 V_o 以上で p 領域から少数キャリアの拡散によって注入が起こり (第 7 図参照), 蓄積されたものが分布容量として眺められる. 縮退している場合でも少数キャリアに関しては, フェルミ分布関数はマクスウェル・ボルツマン分布関数で近似できる. V_o の時および接合部を出た n 領域の正孔密度を p_o , $p(T_n)$ とすれば順方向バイアス電圧 V では

$$p_o = p_{no} \exp(q V_o / kT),$$

$$p(T_n) = p_o \exp(-q V_o / kT) \exp\{q(V + v_1 e^{j\omega t}) / kT\} \quad (10)$$

直流電流 I は

$$I = q D_p p_o [\exp\{q(V - V_o) / kT\} - 1] \quad (11)$$

($\omega \tau_p$)² ≪ 1 のとき

$$G_a = q(I + I_{so}) / kT$$

$$= (q I_{so} / kT) \exp\{q(V - V_o) / kT\} \quad (12)$$

$$B_d = q(I + I_{so}) \omega \tau_p / 2 kT$$

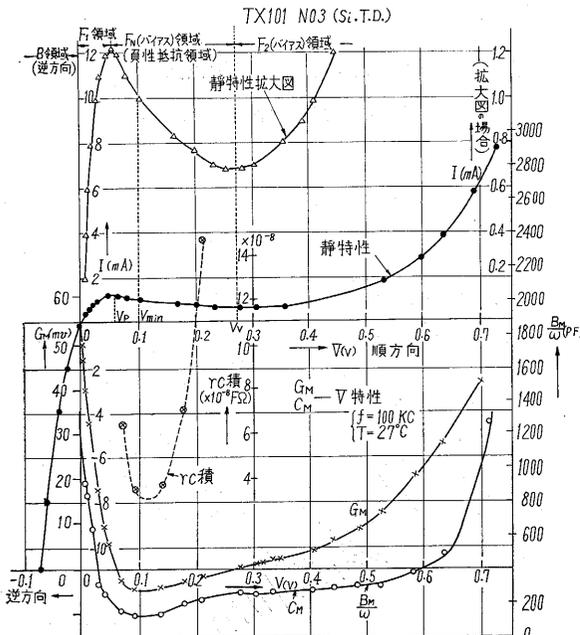
$$= (q I_{so} \omega \tau_p / 2 kT) \exp\{q(V - V_o) / kT\} \quad (13)$$

ここに $I_{so} = q D_p p_o / L_p$

(12), (13) によると, $\log G_a$, $\log C_d$ と V は直線関係でその傾斜は $q/2 \cdot 3026 kT$, 電流 I に関しては G_a , C_d がそのまま直線関係を示す.

2. 測定結果の検討

第 5 図にシリコンの場合の結果を示す. $R_s = 0.7 \Omega$

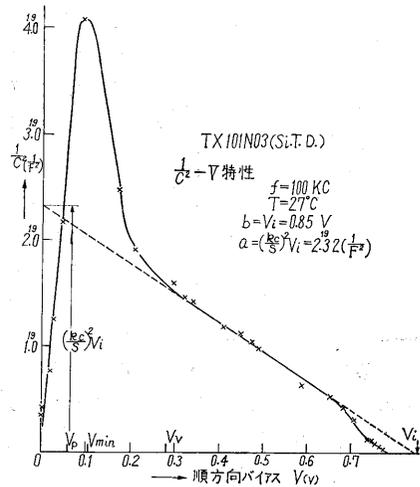


第 5 図 静特性と G_M , C_M のバイアス電圧特性

^{3), 4)} G_M が 28 mV 以下では (F_N 領域はもちろん含む) G_M , B_M/ω は $1/r$, C をそのまま示す. B 領域や 5 mA 以上の F_2 領域では R_s の補正が必要である³⁾.

F_N 領域の $|r|$ の最小値のバイアス電圧 V_{min} 付近で接合容量および rC 積は極小となる. V_{min} 近くにはバイアスを選べば周波数上限も利得帯域幅も大きくなって好都合である.

(1) 障壁容量としての解釈



$1/C^2$ と V の関係を第 6 図に示す. 0.2~0.65 V の V_o 前より F_2 領域まで直線関係を示し, 階段状接合の障壁容量が現われている. 1. により第 1 表の内部定数

第 1 表

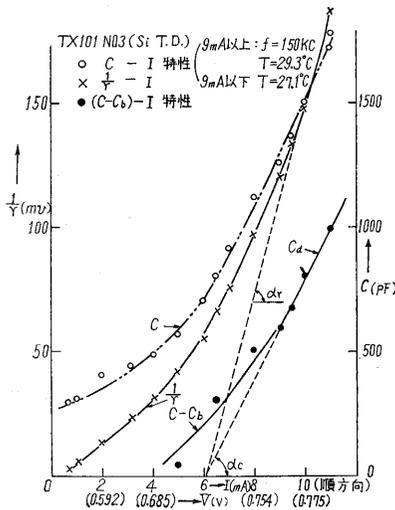
		$S(m^2)$	$D(mm^2)$
		1. ⁻⁸ 8	1. ⁻⁸ 0
		0.151	0.113
		$k_c^2 (m^4/F^2V)$	8. ⁸ 99
		2. ⁷ 6	
[A]	単位面積当たりの容量		
	$C_{b1} = \frac{1}{k_c \sqrt{V_i - V}} (mF/m^2)$	13.9	26.5
	接合の幅 $d = \frac{\epsilon S}{C_b} (\text{Å})$	71	39
	電界強度 $F_{max} = \frac{2(V_i - V)}{d} (V/m)$	1. ⁸ 45	2. ⁶ 64
[B]	$N_{a^-} (1/m^3)$	1. ²⁶ 66	1. ²⁶ 15
[C]	$\epsilon_v (eV)$	0.0294	0.157
	$\epsilon_c (eV)$	0.0488	0.0488
	$\epsilon_c + \epsilon_v (eV)$	0.0782	0.206
	$qV_i = E_0 + \epsilon_c + \epsilon_v (eV)$	1.184	1.312
格子定数 (Å)	Si 5.43	Ge 5.66	
誘電率	11.8	16.0	
実効質量 m_c^*	1.1 m_0	0.55 m_0	
m_b^*	0.59 m_0	0.37 m_0	
Energy gap $E_g (eV)$	1.153	0.75	
	0°k	300°k	
Drift mobility $\mu (cm^2/vsec)$	1350	480	
	at 300°k	μ_n	μ_p
		3900	1900

を算出した. 接合面積 S は公称値と, 同種試料の顕微鏡写真によって二種仮定した. また n 領域の比抵抗は 0.001

研究速報

Ωcm なので $N_a^+ = 7.250 (1/\text{m}^3)$ を用いた. いちおう妥当な値が出ている.

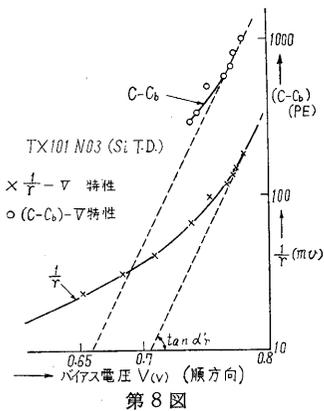
(2) F_2 領域での拡散容量の出現



第7図

(1/V), $q/kT = 38.4 (1/V)$, (12) の傾斜に一致している.

ここで第8図にバイアス電圧特性をとる. やはり直線部分が現われ, $\tan \alpha_r' = 1/0.059 (1/V) \approx q/2.3026 kT$,



第8図

バイアスの大きい所では拡散容量が影響してくると予想されるので, 障壁容量を差し引き $(C-C_b)$ と I との関係を示す. 9mA 以上で直線部分が現われる. $1/r$ の傾斜は $\tan \alpha_r = 186 (m\Omega) / 4.9 (mA) = 38$

$(C-C_b)$ の傾斜もそれに等しい. 第7図に戻って $\tan \alpha_c = 2.702 (1/V)$, (13) より寿命 $\tau_p = 4.707 kT/q = 1.205 (\mu\text{sec})$. 拡散容量が零になるバイアス 6mA に対応した静特性上の電圧が V_0 に相当する. 以上 9mA 以上で拡散容量が支配し

ている.

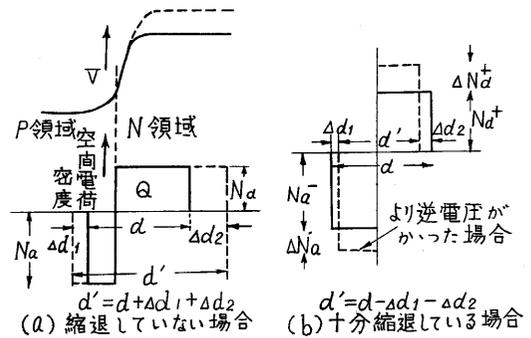
(3) Space charge narrowing effect

本測定において第6図でも明らかな新しい事実の第一は, F_1 領域から逆方向の B 領域へとバイアスが小さくなるにつれ, 非縮退 pn 接合の障壁容量(2)式の結論とは反対に接合容量が増大する点である. 第二は F_N 領域の Zener 電流が支配している V_{min} 付近では非縮退接合の障壁容量以上に減少する特性である. 両現象は Chynoweth 等のより広い接合¹⁾には見られぬことで, エサキ効果を起こすほど不純物が多く十分縮退して空乏層内の電界も大きいことに起因する現象である

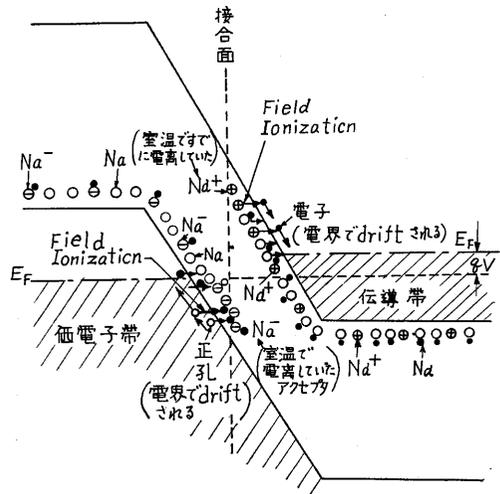
1) 前者について考える. さてトンネル効果自体で考えると, 電子が障壁の厚さ 100 \AA 程度を遷移するに要する時間は古典力学的に 10^{-13} 秒以下と早いので, 拡散現象と異なり電子自身の動きによる容量の問題でなく空間電荷の問題と考える.

したがって次に述べる推論から, 特異現象のうち容量が増大し始める現象は従来の "Space charge widening effect" と反対に "Space charge narrowing effect" と呼ぶべき現象である. すなわち, 従来の縮退しない接合では室温でほとんど電離して多数キャリアを生じているので, 第9図(a)のように逆電圧が高くなるとそれに相当して空間電荷二重層の電荷 Q が増すには d よりほかのいままて電気的中性条件を満足していた N_a , N_d が新しく空間電荷に加わらねばならなかった. したがって電荷層幅 d が広がった.

しかしエサキ接合では不純物密度が多く十分縮退しているので, 全部は電離していない. 順バイアス電圧が小さくなると接合部の障壁電圧が増し, 空乏層内高電界の



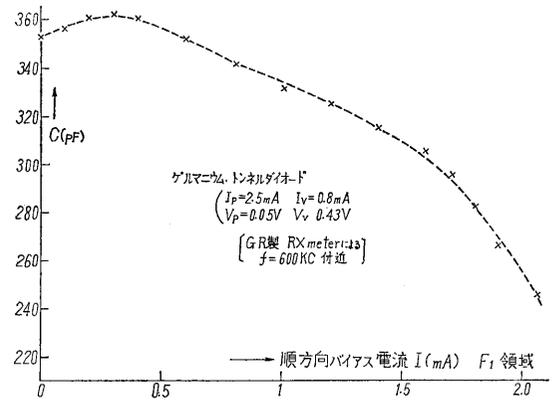
第9図 空間電荷層の模型図



第10図 Field Ionization の模型図

接合面近くから未電離の ($N_d - N_a^+$) が電界電離(Field ionization) を起こし始め、放出電子は n 領域側伝導帯にトンネル遷移して接合面近くは空間電荷が増加する(第 10 図参照)。伝導帯に達した自由電子は層内電界によって n 領域内に移動して空乏層の端を埋め電気的中性条件を満足させるので、空間電荷層の幅が Δd_2 だけ狭められる。またアクセプタについては p 領域側充満帯より接合面近くの未電離の N_a がトンネル遷移で電子を受け正孔を電界電離して、自身は空間電荷を増す。充満帯の正孔は層内電界で移動し、同じく p 領域側の空乏層の端を埋め電気的中性に戻すので電界(すなわち外部電圧)に応じて Δd_1 だけ空間電荷層の幅が狭められる。これが接合容量の増大となって現われたと解釈される。より逆方向に電圧が加わると空間電荷層内の不純物が全部電離して再び widening effect が作用してこよう。第 5, 6 図のシリコン接合ではまだそのバイアス領域は現われないが、ゲルマニウム接合では第 11 図の代表例のように 0.3~0.5mA 以下の F_1 領域ですでにこの傾向が見られる。

2) つぎに第 6 図のような V_{min} 前後から V_p にかけての障壁容量の異常な減少は、エネルギー準位図から考えて n 領域の伝導帯から多量の電子が p 領域価電子帯に直接トンネル効果で遷移するので、今まで電気的中性条件を保っていた空乏層のすぐ外側で多数キャリアが希薄となって空間電荷を生じ、層の幅 d が増大したためと



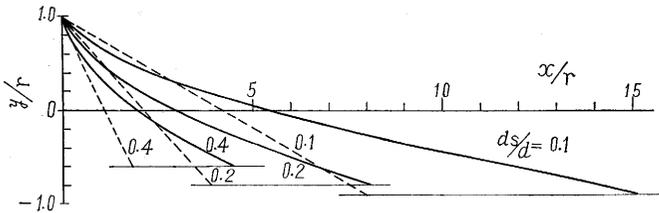
第 11 図 F_1 領域における C のバイアス電流特性

考える。しかし順バイアス電圧が小さくなるとともに層内電界が増し上記 narrowing effect も次第に作用し始めるとすれば、直接トンネル効果が順方向で最大になる V_p よりかえって V_{mi} 付近で空乏層の幅 d が極大値をとりうる。すなわち接合容量の極小値が現われる。

謝辞 つねにご指導いただく高木教授、安達・尾上両助教授に厚く感謝申し上げますとともに、資料をいただいたソニー(株)の岩田課長、福井初昭氏のご好意に深謝する。(1962年7月11日受理)

文献 1) A. G. Chynoweth et al: Phys. Rev. 118, 425 (1960-04)
 2) 後川: 昭和 35 年連大, 1451 (1960-07)
 3) " : 東大生研電気談話会報告, 11, 19 (1960-10)
 4) " : 昭 35 年信学大全, S9-21, (1960-11)

(9 ページよりつづく)



第 13 図 粒体の運動軌跡

運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{3}{4} \frac{C_{D0}}{d_s} \left\{ 1.00 + 0.36 \left(\frac{y}{r} \right)^2 \right\} \frac{\gamma}{\gamma_s - \gamma} \left(u_y \frac{\bar{u}'}{\bar{u}} - v_x \right) \left| u_y \frac{\bar{u}'}{\bar{u}} - v_x \right| \quad (6)$$

$$\frac{dv_y}{dt} = -g - \frac{3}{4} \frac{C_D}{d_s} \frac{\gamma}{\gamma_s - \gamma} v_y \left| v_y \right| \quad (7)$$

空気輸送の数値例を第 13 図に示す。ただし $Fr^2 = u_0^2/gr = 4 \times 10^3$, $Re_p = 2u_0r/\nu = 1 \times 10^5$, $(v_x)_{t=0} = (v_y)_{t=0} = 0$, $(y/r)_{t=0} = 1$, $u_y/u_0 = (1 - |y/r|)^{1/8}$, $\bar{u}/u_0 = 0.826$, $\gamma/(\gamma_s - \gamma) = 1 \times 10^{-3}$, $C_{D0} = C_{D\infty} = 0.45$ の場合であり、(7) 式右辺第 2 項を省略した。点線は (6) 式の代わりに (8)

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{3}{4} \frac{C_{D\infty}}{d_s} \frac{\gamma}{\gamma_s - \gamma} (\bar{u} - v_x) |\bar{u} - v_x| \quad (8)$$

式を用いたもので、従来よくおこなわれている。この例

は球を初速 0 で上側の管壁から落下させ、下側の管壁に衝突するまでの軌跡である。(6) 式と (8) 式との差が明らかで、このことは速度分布と直径比の影響を考慮しなければならないことを明確に示している。

結 び

管内乱流中に置かれた単一球の抵抗係数を $C_{Dy} = D/(\gamma/2g) u_y^2 (\bar{u}'/\bar{u})^2 (\pi/4) d_s^2$

で定義すると、 C_{Dy} は本実験の範囲で

$$C_{Dy} = C_{D\infty} \{ 1.00 + 0.36 (y/r)^2 \}$$

与えられる。ここに $C_{D\infty}$ は

$$R_{os} = u_y (\bar{u}'/\bar{u}) d_s / \nu$$

で定義される球レイノルズ数に対する値である。なお $\bar{u}'/\bar{u} = \{ 1 - (d_s/d)^2 \}^{-1}$

である。この結果を管内混相流の解析に用いるには、考慮すべき点が多数残っている。しかし単一球の抵抗係数が比較的簡単な関係で与えられることは、混相流の微視的な解析に役立つことと思われる。

終わりに終始ご指導いただいた本所、石原智男助教授に深く感謝する。(1962年5月21日受理)

文 献 1) 機械工学便覧(昭和 26 年版), 8-30.
 2) 菅, 粘度測定, 工業物理学講座 (F-3).
 3) 三雲, 水曜会誌, 8-2 (昭和 8 年), 263.