

3章 半導体素子

3-1 ダイオード

pn 接合ダイオードの接合部を流れる電流は、フェルミ順位から伝導バンドに励起されたキャリア（電子または正孔）が接合部のポテンシャル障壁 $E_0 = qV_0$ を越えて流れる拡散電流である。拡散理論より、図に示すように、ダイオードに流れる順方向電流を I 、そのときのダイオード両端の（順方向）電圧を V とすると、 I は次式（Shockley の整流公式）で与えられることが示される。

$$I = I_s(e^{qV/kT} - 1) \quad (3.1.1)$$

理論的には Si ダイオード、Ge ダイオード、セレン整流器等全ての方向性素子において成立する。実際においてもほぼ(3.1.1)に近い特性になっており、以下では(3.1.1)式を前提とする。

ここで k ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}$) はボルツマン定数、 T (K) は絶対温度、 q ($1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$) は電子電荷、 I_s は逆方向飽和電流である。

$$I_s = K_s T^2 e^{-E_g/kT} \quad (3.1.2)$$

$$E_g = \begin{cases} 0.67 \text{ eV} & (\text{Ge}) \\ 1.11 \text{ eV} & (\text{Si}) \end{cases}$$

$E_g = qV_g$ は束縛バンドと伝導バンド間のバンドギャップエネルギーである。 I_s は pn 接合部におけるキャリアの再結合で決まり、温度に大きく依存する（ 10°C の温度上昇毎に 2 倍となる）。 I を図示すると図 3-2 のようになり、指数関数的に立ち上がる曲線を外挿する直線と V 軸の交点は Ge ダイオードでは $0.2\text{--}0.3 \text{ V}$ 、Si ダイオードでは $0.6\text{--}0.7 \text{ V}$ である。

また、 $T = 298 \text{ K}$ (25°C) では

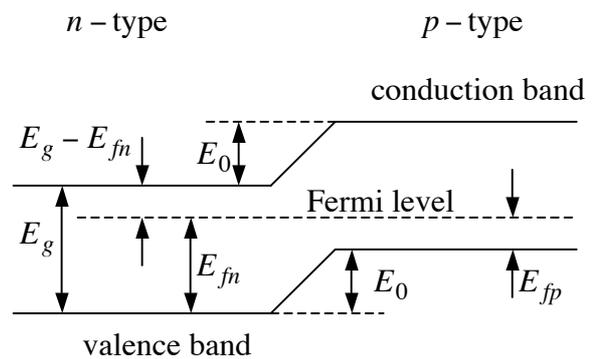


図 3-1 pn 接合のエネルギーバンド

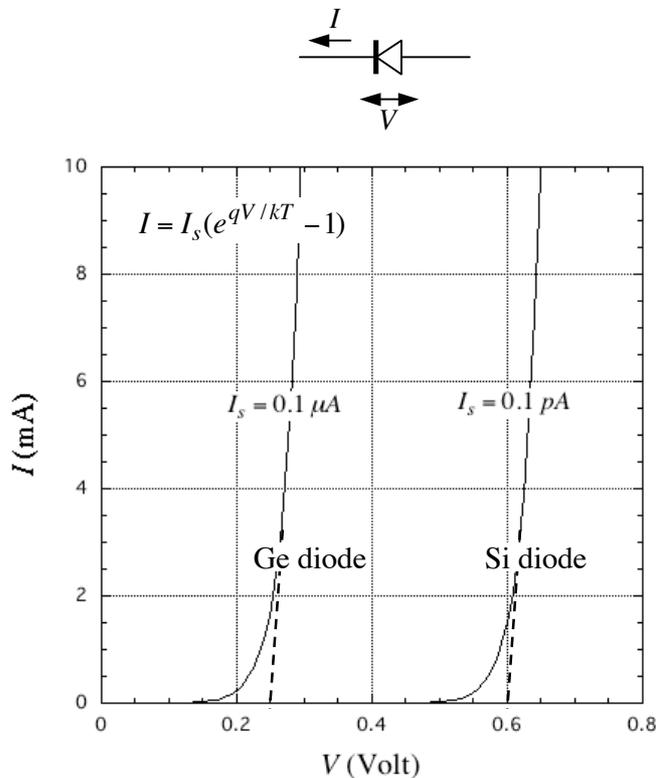


図 3-2 ダイオードの電流電圧特性

$$kT/q = 25.6mV \quad (3.1.3)$$

である。したがって $V \gg kT/q$ では $I = I_s e^{qV/kT}$ と近似できる。

ダイオードの小信号コンダクタンスは

$$g = \frac{\partial I}{\partial V} = \frac{qI}{kT} \left(1 - \frac{I_s}{I}\right) \quad (3.1.4)$$

で与えられ、 $V \gg kT/q$ では

$$g = \frac{q}{kT} I \quad (V \gg kT/q) \quad (3.1.5)$$

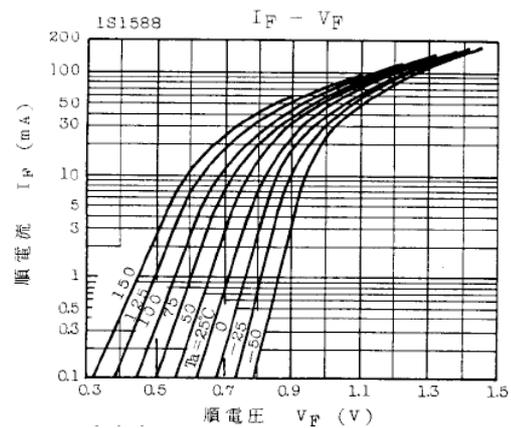
と近似される。例えば $T = 25^\circ C$ 、 $I = 1mA$ では、コンダクタンス及び順方向抵抗は

$$g = 39 mS \quad (3.1.6)$$

$$r = 1/g = 25.7\Omega \quad (3.1.7)$$

となる。

注：電流の大きな領域では半導体チャンネルのオーミック抵抗が無視できなくなるので、ショックレーの式 (3.1.1) からはずれてくる (右図参照)。



ダイオード (1S1588) の順方向電流特性 (TOSHIBA 半導体カタログより)

3-1-1 温度依存性

ショックレーの式でも分かるように、半導体素子の特性は接合温度により変化する。そこで、まず電流 I を一定に保ったときの電圧 V の温度 T による変化を考える。

ショックレーの式 (3.1.1) より、 $V = 0.6V$ として

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_I &= \frac{1}{T} \left(V - \frac{kT^2}{q} \frac{I}{I + I_s} \frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial T} \right) \cong \frac{1}{T} \left(V - \frac{kT^2}{q} \frac{1}{I_s} \frac{\partial I_s}{\partial T} \right) \\ &= \frac{1}{T} \left(V - V_g - \frac{2kT}{q} \right) \cong -1.8mV/^\circ C \quad (\text{for } T = 298K) \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

となるが、実際には

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_I \cong -2 \sim -2.5 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

程度である。

3-1-2 接合容量

蓄積容量

pn 接合ダイオードでは順方向電圧をかけると、p 型半導体及び n 型半導体には接合部を通して相手側から、それぞれ電子及びホールが注入され、キャリアの寿命で決まる時間の間蓄積される。この効果は静電容量と等価になり拡散容量または蓄積容量 C_f と呼ばれ、 $V \gg kT/q$ では順方向電流 I に比例する ($C_f \propto I$)。蓄積容量は数十 pF 以上となり（電源整流用ダイオードでは μF のオーダー）、ダイオードやトランジスタ回路における高周波特性を決定する大きな要因となる。後述するトランジスタの等価回路においては、 C_f の効果は遷移周波数 f_T として取り込まれる（3-2-8 節参照）。

障壁容量

pn 接合に逆方向電圧 $V = -V_r$ をかけると、接合部における電場によりキャリアが引き抜かれ、接合近傍にキャリアが存在しない空乏層ができる。このときの接合容量 C_r は空乏層の長さに逆比例し、障壁容量、遷移容量、空間電荷容量等と呼ばれる。一般に障壁容量は蓄積容量よりずっと小さい ($C_r \ll C_f$)。空乏層の広がり即ち遷移容量は V_r によって変わるので、電圧可変容量素子として利用される。そのような素子はバリキャップ、バラクタダイオード等と呼ばれる。障壁容量の V_r 依存性は、接合部における不純物濃度分布で決まり、以下の 3 種類に分類される。

- ・ 階段接合

接合部における不純物濃度分布が図 3-3(a) のように階段状になっている pn 接合を、階段接合と呼ぶ。階段接合における空乏層の広がり

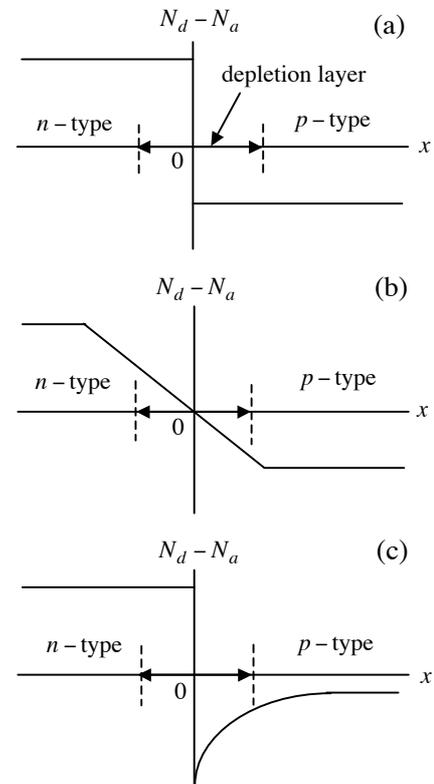


図 3-3 接合部の不純物濃度

分布は $(V_r + V_0)^{1/2}$ に比例し、接合容量は

$$C_r = K(V_r + V_0)^{-1/2} \quad (3.1.9)$$

となる。

- ・ 傾斜接合

接合部の不純物濃度分布が図 3-3(b)のように直線的に変化している接合を傾斜接合と云う。この場合の空乏層の広がり $(V_r + V_0)^{1/3}$ に比例し、接合容量の V_r 依存性は

$$C_r = K(V_r + V_0)^{-1/3} \quad (3.1.10)$$

で与えられる。

- ・ 超階段接合

LC 共振回路のCに電圧可変ダイオードを用いて周波数制御を行う場合、共振周波数 $f = 1/\sqrt{LC}$ を V_r に対して直線的に変えたい場合に、階段接合や傾斜接合では V_r 依存性が緩やかなので不都合である。そこで急峻な V_r 依存性を得るために図 3-3(c)のように p 型領域の不純物濃度を急峻に変えたものを、超階段接合と云う。

3-2 トランジスタ (transistor)

npn 型トランジスタの回路記号は図 3-4(a)で書かれるが、その構造は模式図(b)のように、n 型半導体から成るコレクター (C) とエミッター (E) が、p 型半導体から成るベース層 (B) を挿んで対向している。この npn 積層構造は、単一の Si や Ge 半導体結晶に、順次アクセプター、ドナー、アクセプター不純物をドーピングして製造される。したがって、(c)図のように2本のダイオードを逆向きに接続してそれぞれコレクター及びエミッターとし、接続点をベースとしたものと考えられる。単独のダイオード同士の接続と異なる点は、ベース層の厚さがキャリア (電子又はホール) の平均自由行程 (mean free path) より薄く作られていることである (1~30 μm)。p と n を入れ換えたものを pnp 型トランジスタと云う。トランジスタの動作を担う電荷はベース内少数キャリアであり、nnp 型トランジスタでは少数キャリアは電子であり、pnp 型トランジスタの少数キャリアは正孔 (ホール) である。以下 npn 型トランジスタを例にとって解説する。E または C からベース領域に注入されたキャリア (電子) はベース層を拡散して通り抜け、C または E に達する。これを等価回路で表すと図 3-5 のようになる。

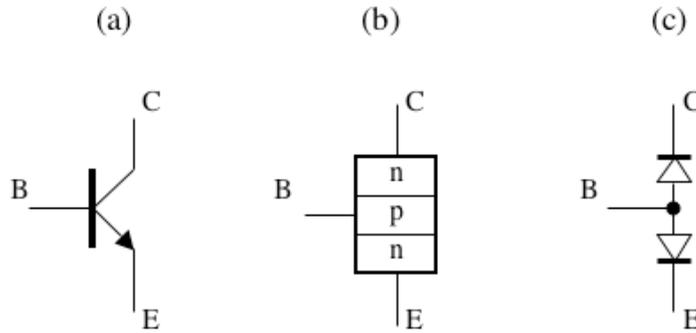


図 3-4 トランジスタの概念図

3-2-1 トランジスタモデル

エミッターに対するベース電圧を V_{BE} とすると、エミッター・ベース間接合を流れるダイオード電流は $I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1)$ で与えられる。また、ベースに対するコレクター電圧を V_{CB} とすると、 V_{CB} はベース・コレクター間接合に対して逆方向電圧となるので、コレクター・ベース間接合を流れるダイオード電流は $I_{CBS}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1)$ で与えられる。これらのダイオード電流に加えて、ベース層を拡散してエミッター及びコレクターからそれぞれコレクター及びエミッターに流れ込む拡散電流 $\alpha_N I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1)$ 及び $\alpha_I I_{CBS}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1)$ があるので、ダイオード電流とこれらの拡散電流を加えたものが、それぞれの全電流となる。

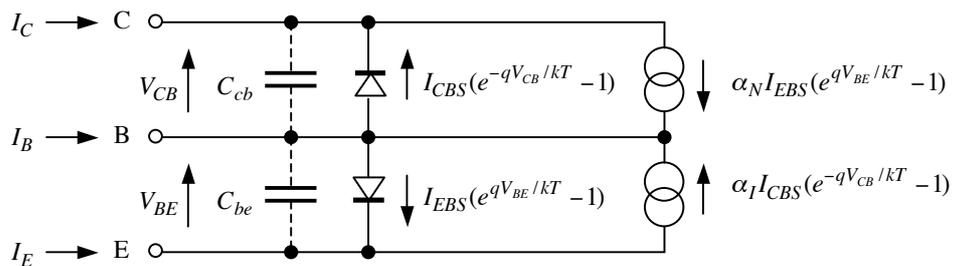


図 3-5 npn トランジスタの基本等価回路

α_N はエミッター側の接合を流れるダイオード電流 $I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1)$ が、ベース層を拡散してコレクターに到達する割合、すなわち順方向電流増幅率であり、 α_I はコレクター側の接合を流れるダイオード電流がエミッターに到達する割合、すなわち逆方向電流増幅率である。但し、 $\alpha_N < 1$ 、 $\alpha_I < 1$ である。以上を等価回路で表わすと図 3-5 のようになる。これが npn トランジスタの基本等価回路である。なお、ここでは静的な特性を考えているので、エミッター・ベース間接合容量 C_{be} 及びコレクター・

ベース間接合容量 C_{cb} は無視しているが、高周波領域ではこれらの接合容量の影響を考慮する必要がある。

等価回路より

$$\begin{aligned}
 I_E &= -I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1) + \alpha_I I_{CBS}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1) \\
 I_C &= \alpha_N I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1) - I_{CBS}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1) \\
 I_B &= -I_E - I_C \\
 &= (1 - \alpha_N) I_{EBS}(e^{qV_{BE}/kT} - 1) + (1 - \alpha_I) I_{CBS}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1)
 \end{aligned}
 \tag{3.2.1}$$

を得るので、これらを

$$\begin{aligned}
 I_E &= -\alpha_I I_C - I_{EB0}(e^{qV_{BE}/kT} - 1) \\
 I_C &= -\alpha_N I_E + I_{CB0}(e^{-qV_{CB}/kT} - 1) \\
 I_B &= -I_E - I_C \\
 I_{EB0} &= (1 - \alpha_I \alpha_N) I_{EBS} \\
 I_{CB0} &= (1 - \alpha_I \alpha_N) I_{CBS}
 \end{aligned}
 \tag{3.2.2}$$

と書き直すと、等価回路は図 3-6 のように書ける。なお、 C_{be} 、 C_{cb} が無視できない高周波領域では、接合容量を流れる電流 $j\omega C_{cb}v_{cb}$ 、 $-j\omega C_{be}v_{be}$ 、 $j\omega C_{be}v_{be} - j\omega C_{cb}v_{cb}$ をそれぞれ I_C 、 I_E 、 I_B に加える必要がある（小文字は小信号を表す）。

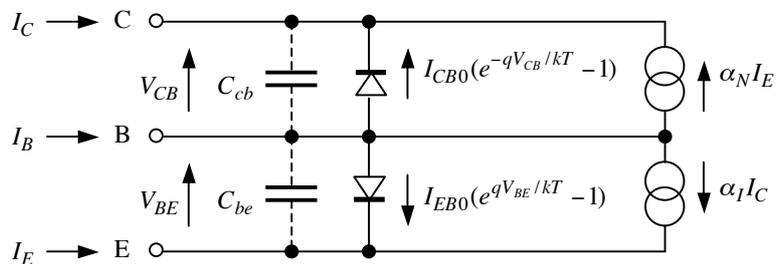


図 3-6 トランジスタの実用的等価回路

実際のトランジスタでは接合の不完全さにより、以上のモデルからはずれるが基本的な考え方は成立すると考えて良い。

3-2-2 ベース接地の静特性

(3.2.2)の第2式よりベース接地の静特性を描くことができる。例として順方向電流増幅率を $\alpha = 0.95$ (α_N は通常単に α と書かれる)、 $I_{CB0} = 10\mu\text{A}$ とすると図 3-7 のようになる。図において、 I_C がほぼ水平になっている領域を能動領域、急激に 0 から立ち上がっている領域を飽和領域と云う。ここで能動領域では

$$\left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}}\right)_{I_E} = -\frac{q}{kT} I_{CB0} e^{-qV_{CB}/kT} \quad (3.2.3)$$

は非常に小さく、 I_C はエミッター電流のみで決まりコレクター電圧にはほとんど影響されない。これはコレクターインピーダンスが極めて高いことを表わす。

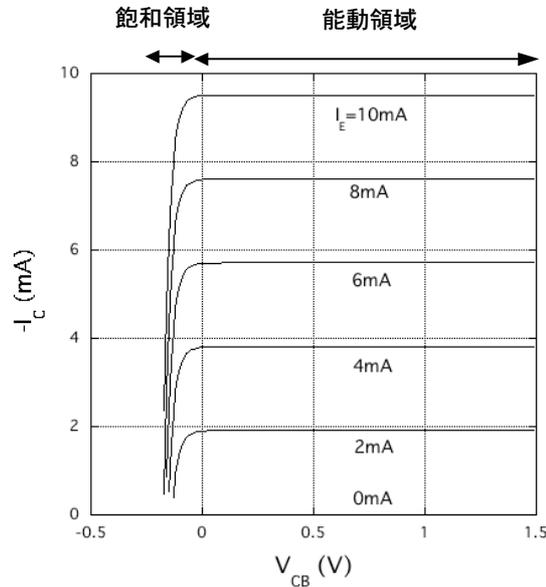


図 3-7 ベース接地の静特性

3-2-3 エミッター接地の静特性

(3.2.2)式より、コレクター電流は

$$I_C = \frac{(\alpha_N I_{EB0} + I_{CB0} e^{-qV_{CE}/kT}) I_B + I_{EB0} I_{CB0} (e^{-qV_{CE}/kT} - 1)}{(1 - \alpha_N) I_{EB0} - (1 - \alpha_I) I_{CB0} e^{-qV_{CE}/kT}}$$

となるが、能動領域では $V_{CE} \gg kT$ より

$$\begin{aligned} I_C &= \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N} (e^{-qV_{CE}/kT} - 1) \\ &= \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N} \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

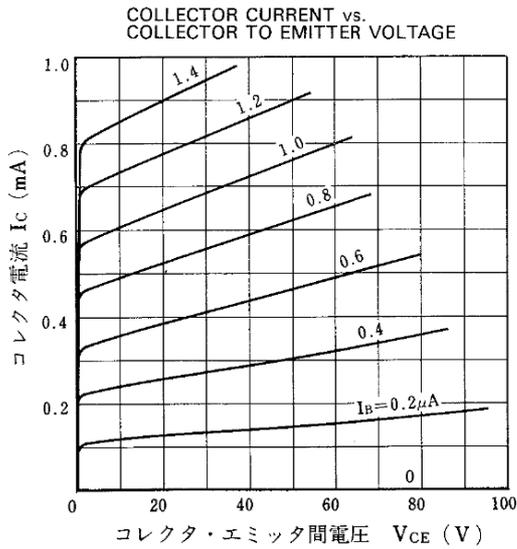
と近似できる。また

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}}\right)_{I_B} &= -\frac{q}{kT} \frac{\{(1 - \alpha_N \alpha_I) I_B + (1 - \alpha_N) I_{EB0}\} I_{EB0} I_{CB0} e^{-qV_{CE}/kT}}{\{(1 - \alpha_N) I_{EB0} - (1 - \alpha_I) I_{CB0} e^{-qV_{CE}/kT}\}^2} \\ &\cong -\frac{q}{kT} \left\{ \frac{1 - \alpha_N \alpha_I}{(1 - \alpha_N)^2} \frac{I_B}{I_{EB0}} + \frac{1}{1 - \alpha_N} \right\} I_{CB0} e^{-qV_{CE}/kT} \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

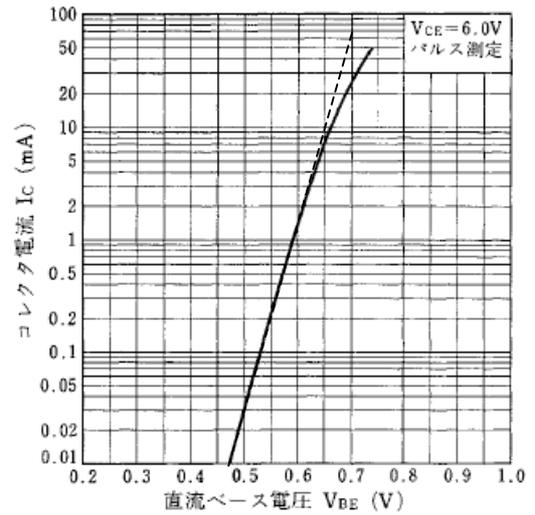
より

$$\left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CE}}\right)_{I_B} \gg \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}}\right)_{I_E} \quad (3.2.6)$$

であり、能動領域における I_C のコレクター電圧依存性 (図 3-8(a)) はエミッター接地の方がベース接地のそれよりずっと大きい ((3.2.45)式参照)。これはコレクターインピーダンスがエミッター接地より小さいことを表わす。



(a) 静特性



(b) I_C の V_{BE} 依存性

図 3-8 エミッター接地の静特性

(2SC1845 : NEC 電子デバイスカタログより)

なお図 3-8(b)に見られるように、コレクター I_C 電流が $0.1mA \sim 10mA$ の範囲ではベース・エミッター間電圧 V_{BE} は、ほぼ $0.55V \sim 0.65V$ 程度の範囲にあるので、通常の回路設計においては $V_{BE} \sim 0.6V$ としてバイアス設計してよい。図中の破線は $I_C = I_0 e^{qV_{BE}/kT}$ と仮定した場合の I_C である。

3-2-4 トランジスタの動特性 (直流小信号)

電流の向きを図 3-9(a)のように定義し

$$V_{CB} \gg kT/q, \quad V_{BE} \gg kT/q \quad (3.2.7)$$

の条件のもとで能動領域で考える。この場合図 3-9(a) の等価回路は図(b)のように近似される。図(b) の等価回路より

$$\left. \begin{aligned} I_C &= \alpha_N I_E + I_{CB0} \\ I_E &= \alpha_I I_C + I_{EB0} e^{qV_{BE}/kT} \\ I_B &= I_E - I_C \end{aligned} \right\} \quad (3.2.8)$$

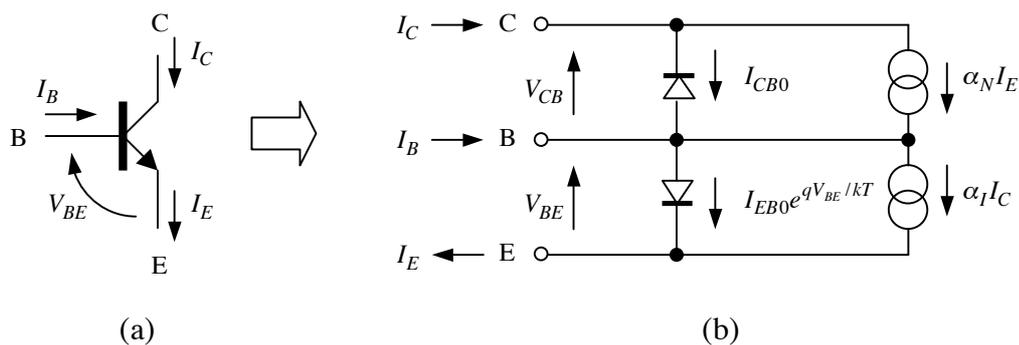


図 3-9 能動領域における直流等価回路

したがって

$$\left. \begin{aligned}
 I_C &= \frac{\alpha_N}{1-\alpha_N} I_B + \frac{1}{1-\alpha_N} I_{CB0} \\
 I_E &= \frac{1}{1-\alpha_N} I_B + \frac{1}{1-\alpha_N} I_{CB0} \\
 I_B &= \frac{1-\alpha_N}{1-\alpha_I \alpha_N} I_{EB0} e^{qV_{BE}/kT} - \frac{1-\alpha_I}{1-\alpha_I \alpha_N} I_{CB0}
 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.9)$$

となる。これより

$$h_{FE} = \frac{\alpha_N}{1-\alpha_N} \quad (\equiv \beta) \quad (3.2.10)$$

を用いて、コレクター電流に対するよく知られた式

$$I_C = h_{FE} I_B + (h_{FE} + 1) I_{CB0} \quad (3.2.11)$$

を得る。さらに、能動領域では I_C 、 I_B における I_{CB0} の項は十分小さいので、これを無視して

$$\left. \begin{aligned}
 I_B &= \frac{1-\alpha_N}{1-\alpha_I \alpha_N} I_{EB0} e^{qV_{BE}/kT} \\
 I_C &= h_{FE} I_B \\
 I_E &= I_C + I_B
 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.12)$$

と近似できる。なお、 h_{FE} は β とも書かれる。

上式より、エミッター接地における理想トランジスタの伝達コンダクタンス

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} = \frac{q}{kT} I_C \quad (3.2.13)$$

B-E 間入力コンダクタンス

$$y_{ie} = \frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} = \frac{g_m}{h_{FE}} \quad (3.2.14)$$

小信号電流増幅率

$$h_{fe} = \frac{\partial I_C}{\partial I_B} = h_{FE} \quad (\text{実際には } h_{fe} \geq h_{FE}) \quad (3.2.15)$$

が得られる。実際のトランジスタではこれらが近似的に成立している。

3-2-5 バイアス回路と温度特性

トランジスタ回路では、ダイオード電流及び I_{CB0} の温度依存性により、動作点が温度依存性を持つ。そこで、コレクタ電流 I_C の温度による変動を考察しておく。 I_C の温度変動は V_{BE} 、 I_{CB0} 、 h_{FE} 等の温度依存性によるものである。一般に Ge トランジスタでは、ダイオードの項で述べたように接合の逆方向飽和電流が大きいため、 I_{CB0} による温度変動が主な原因となり、Si トランジスタでは I_{CB0} が極めて小さいことから、 V_{BE} の温度依存性が主な原因となる。なお、 h_{FE} の温度変動は小さいので以下では無視することにする。

注：Si トランジスタの h_{fe} の温度依存性

$$\text{アロイ型、メサ型} \quad \frac{1}{h_{fe}} \frac{\partial h_{fe}}{\partial T} \approx 0.5\% / ^\circ\text{C}$$

$$\text{プレーナー型} \quad \frac{1}{h_{fe}} \frac{\partial h_{fe}}{\partial T} \approx 1\% / ^\circ\text{C}$$

歴史的には、初期のトランジスタは Ge であったため、 I_{CB0} による I_C の温度変動が大きな問題であった。 I_{CB0} による I_C の変化を安定指数

$$S = \frac{\partial I_C}{\partial I_{CB0}}$$

と定義し、いかにして S を小さく抑えるかが回路設計の命題の一つであったが、Si トランジスタの時代になるとともに安定指数はほとんど意味を成さなくなり、顧みられることがなくなった。ちなみに、 I_{CB0} 自体の温度依存性は大きく

$$\text{Ge transistor: } \frac{1}{I_{CB0}} \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \approx 0.1 / ^\circ\text{C}$$

$$\text{Si transistor: } \frac{1}{I_{CB0}} \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \approx 0.14 / ^\circ\text{C}$$

程度である。したがって温度 T が 10°C 上昇すると

$$\text{Ge transistor : } I_{CB0}(T+10^\circ\text{C}) \approx 2.7I_{CB0}(T)$$

$$\text{Si transistor : } I_{CB0}(T+10^\circ\text{C}) \approx 4.1I_{CB0}(T)$$

と云う大きな変化を示す。 I_{CB0} 自体の温度依存性は Ge トランジスタより Si トランジスタの方が大きい、 I_{CB0} そのものが小さいので、 I_C に対する影響は無視できるほど小さい。

(a) ダイオード

図 3-10 に示すようなダイオード回路を考えると

$$RI + V = E \quad (3.2.16)$$

より

$$R \frac{\partial I}{\partial T} + \left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)_T \frac{\partial I}{\partial T} + \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_I = 0$$

ここで

$$\left(\frac{\partial V}{\partial I} \right)_T \cong \frac{kT}{q} \frac{1}{I}, \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_I \approx -2 \text{ mV}/^\circ\text{C} \quad (3.2.17)$$

したがって

$$\frac{\partial I}{\partial T} \cong - \frac{1}{R + (kT/q)/I} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_I \quad (3.2.18)$$

もし

$$IR \gg kT/q (= 25.6 \text{ mV}) \quad (3.2.19)$$

ならば

$$\frac{\partial I}{\partial T} \cong - \frac{1}{R} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_I \quad (3.2.20)$$

となる。例として、 $I = 1 \text{ mA}$ 、 $R = 10 \text{ k}\Omega$ とすると

$$\frac{\partial I}{\partial T} \cong \frac{2 \text{ mV}}{10 \text{ k}\Omega} = 0.2 \text{ }\mu\text{A}/^\circ\text{C} \quad (3.2.21)$$

である。

(b) トランジスタ

h_{fe} の温度変化は小さい

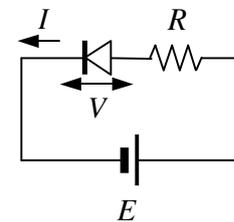


図 3-10 ダイオード回路

$$\frac{1}{h_{fe}} \frac{\partial h_{fe}}{\partial T} < 1\% / ^\circ C \quad (3.2.22)$$

ので無視することにする。また、能動領域では I_B における I_{CB0} の項は無視できる。

$$I_B \cong \frac{1 - \alpha_N}{1 - \alpha_I \alpha_N} I_{EB0} e^{qV_{BE}/kT} \quad (3.2.23)$$

したがって V_{BE} の温度変化はダイオードの場合と同じになる。

$$\left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} \cong -2 \text{ mV} / ^\circ C \quad (3.2.24)$$

次に、図 3-11 の回路を考えると

$$(I_C + I_B)R_E + V_{BE} + I_B R = V_{BB} \quad (3.2.25)$$

である。したがって

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} + \left(1 + \frac{R}{R_E} \right) \frac{\partial I_B}{\partial T} = - \frac{1}{R_E} \frac{\partial V_{BE}}{\partial T}$$

ここで、 $I_C = h_{FE} I_B + (h_{FE} + 1) I_{CB0}$ より

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} = h_{fe} \frac{\partial I_B}{\partial T} + (h_{fe} + 1) \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T}$$

でなければならないことから

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} = - \frac{h_{fe}}{(h_{fe} + 1)R_E + R} \frac{\partial V_{BE}}{\partial T} + \frac{(h_{fe} + 1)(R_E + R)}{(h_{fe} + 1)R_E + R} \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \quad (3.2.26)$$

となる。さらに

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_{BE}}{\partial T} &= \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} + \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial I_B} \right)_T \frac{\partial I_B}{\partial T} \\ \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial I_B} \right)_T &= h_{ie}, \quad \frac{\partial I_B}{\partial T} = \frac{1}{h_{fe}} \frac{\partial I_C}{\partial T} - \left(1 + \frac{1}{h_{fe}} \right) \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \end{aligned}$$

より

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_C}{\partial T} &= - \frac{h_{fe}}{(h_{fe} + 1)R_E + R + h_{ie}} \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} + \frac{(h_{fe} + 1)(R_E + R + h_{ie})}{(h_{fe} + 1)R_E + R + h_{ie}} \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \\ &\quad + \frac{(R_E + R + h_{ie})(I_B + I_{CB0})}{(h_{fe} + 1)R_E + R + h_{ie}} \frac{\partial h_{fe}}{\partial T} \end{aligned} \quad (3.2.27)$$

を得る。ここで右辺第3項は小さいので無視することができる。以下に具体的な例により、回路方式によってバイアスの温度依存性は大きく変わることを示す。

例1 : $R_E = 0$ の場合

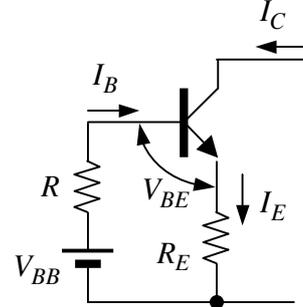


図 3-11 バイアス回路

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} = -\frac{h_{fe}}{R + h_{ie}} \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} + (h_{fe} + 1) \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \quad (3.2.28)$$

Si トランジスタを仮定して、 $h_{fe} = 100$ 、 $I_C = 1 \text{ mA}$ 、 $I_{CB0} = 0.1 \text{ } \mu\text{A}$ 、 $R = 10 \text{ k}\Omega$ とすると

$$\left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} \cong -2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$$

$$h_{ie} = h_{fe} \frac{kT}{qI_C} \cong 2.5 \text{ k}\Omega, \quad \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \cong 0.14 I_{CB0} = 0.014 \text{ } \mu\text{A}/^\circ\text{C}$$

より

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} \cong 16 \text{ } \mu\text{A}/^\circ\text{C} + 1.4 \text{ } \mu\text{A}/^\circ\text{C}$$

第1項は V_{BE} の温度変化による項、第2項は I_{CB0} による項である。

例2 : $h_{fe} R_E \gg R$, h_{ie} の場合

$h_{fe} \gg 1$ として

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} = -\frac{1}{R_E} \left(\frac{\partial V_{BE}}{\partial T} \right)_{I_B} + \frac{R_E + R + h_{ie}}{R_E} \frac{\partial I_{CB0}}{\partial T} \quad (3.2.29)$$

したがって $h_{fe} = 100$ 、 $I_C = 1 \text{ mA}$ 、 $I_{CB0} = 0.1 \text{ } \mu\text{A}$ 、 $R = 10 \text{ k}\Omega$ 、 $R_E = 1 \text{ k}\Omega$ では

$$\frac{\partial I_C}{\partial T} \cong 2 \text{ } \mu\text{A}/^\circ\text{C} + 0.19 \text{ } \mu\text{A}/^\circ\text{C}$$

この場合は V_{BE} 及び I_{CB0} の温度変化による I_C の変化は、例1の場合に比べて1桁近く改善される。このように、バイアスの温度依存性はエミッター抵抗 R_E によって大きく改善されることが分かる。

3-2-6 トランジスタの等価回路

トランジスタを表現する等価回路には、T型等価回路、ハイブリッド π 型等価回路、四端子等価回路等がある。四端子等価回路には、hパラメーター表示、yパラメーター表示（アドミッタンス表示）、sパラメーター表示がある。トランジスタではhパラメーター表示が多く使われ、電界効果トランジスタ（FET）ではyパラメーター表示がよく用いられる。sパラメーター表示は高周波領域での表現に用いられ、マイクロ波領域で使用されるトランジスタによく用いられる。sパラメーターとは反射係数及び透過係数による表現である。

(a) 四端子等価回路

(a-1) ハイブリッド・パラメーター (hパラメーター) 表示

ハイブリッド・パラメーター表示による四端子回路は

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= h_i i_1 + h_r v_2 \\ i_2 &= h_f i_1 + h_o v_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.30)$$

で定義され (図 3-12)、hパラメーター表示の等価回路は図 3-13 のように描ける。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial v_1}{\partial i_1} \right)_{v_2} &= h_i, & \left(\frac{\partial v_1}{\partial i_1} \right)_{i_2} &= h_i - \frac{h_r h_f}{h_o} \\ \left(\frac{\partial i_2}{\partial i_1} \right)_{v_2} &= h_f, & \left(\frac{\partial i_2}{\partial i_1} \right)_{v_1} &= h_f - \frac{h_o h_i}{h_r} \\ \left(\frac{\partial i_2}{\partial v_2} \right)_{i_1} &= h_o, & \left(\frac{\partial i_2}{\partial v_2} \right)_{v_1} &= h_o - \frac{h_r}{h_i} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.31)$$

より、 h_i は出力短絡 ($v_2 = 0$) における入力インピーダンス、 h_f は同じく電流増幅率を表すことが分かる。 h_o は入力開放 ($i_1 = 0$) での出力コンダクタンスを、また h_r は出力電圧の入力電圧への帰還率を表す。

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial v_1}{\partial v_2} \right)_{i_1} &= h_r \\ \left(\frac{\partial v_1}{\partial v_2} \right)_{i_2} &= h_r - \frac{h_i h_o}{h_f} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.32)$$

更に、出力短絡における相互コンダクタンスは

$$\left(\frac{\partial i_2}{\partial v_1} \right)_{v_2} = \frac{h_f}{h_i} \equiv g_m \quad (3.2.33)$$

で表され、図 3-13 における電流源 $h_f i_1$ は $g_m v_1$ なる電流源に置き換えてもよい (図 3-14)。以上の hパラメーター表示は直感的に分かり易く、増幅素子を表現するのに適している。

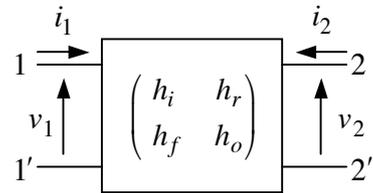


図 3-12 hパラメーター表示

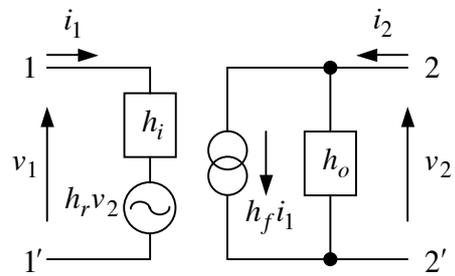


図 3-13 hパラメーター表示の等価回路

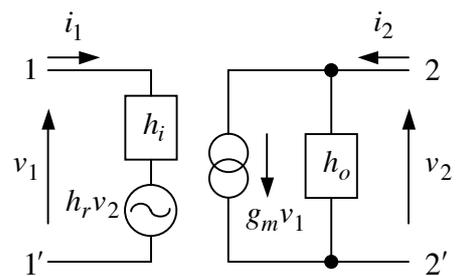


図 3-14 電流源を $g_m v_1$ に置き換えた等価回路

(a-2) y パラメーター表示 (アドミッタンス行列表示)

アドミッタンス行列で表現される四端子回路は

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= y_i v_1 + y_r v_2 \\ i_2 &= y_f v_1 + y_o v_2 \end{aligned} \right\} \quad (3.2.34)$$

で定義され、この等価回路は図 3-15 のように描ける。 y_i は出力短絡における入力コンダクタンス ($=1/h_i$)、 y_o は入力短絡における出力コンダクタンス ($=h_o$)を表す。 y_f は相互コンダクタンス (g_m)、 y_r は出力電圧から入力電流への帰還コンダクタンスである。y パラメーター表示は FET の表現によく用いられる。

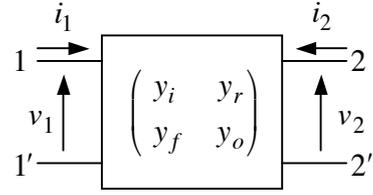


図 3-15 y パラメーター表示

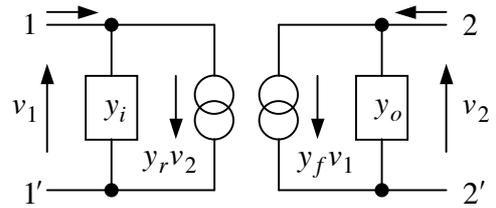


図 3-16 y パラメーター表示の等価回路

(b) トランジスタの等価回路 (低周波領域)

3-2-4 節で議論した等価回路より T 型等価回路を導き、回路設計に便利なハイブリッド π 型等価回路に変換することを考える。 I_E の向きを図 3-9 のように定義し、 V 及び I の微小信号振幅を $v = \Delta V$ 、 $i = \Delta I$ と書くと、微小信号に対する応答は

$$\left. \begin{aligned} i_e &= \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} v_{be} + \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} v_{cb} \\ i_c &= \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} v_{be} + \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} v_{cb} \\ i_b &= \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} v_{be} + \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} v_{cb} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.35)$$

となる。ここで基本方程式(3.2.1)において $I_E \rightarrow -I_E$ とすると

$$\left. \begin{aligned} I_E &= \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} (e^{qV_{BE}/kT} - 1) - \frac{\alpha_I I_{CB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} (e^{-qV_{CB}/kT} - 1) \\ I_C &= \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} (e^{qV_{BE}/kT} - 1) - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} (e^{-qV_{CB}/kT} - 1) \\ I_B &= I_E - I_C \end{aligned} \right\} \quad (3.2.36)$$

を得るので、(3.2.35)式の微係数は次のようになる。

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} &= \frac{q}{kT} \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} e^{qV_{BE}/kT} = \frac{q}{kT} \left\{ I_E + \frac{I_{EB0} + \alpha_I I_{CB0} (e^{-qV_{CB}/kT} - 1)}{1 - \alpha_I \alpha_N} \right\} \\ &\cong \frac{q}{kT} I_E \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} &= \frac{q}{kT} \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} e^{qV_{BE}/kT} = \frac{q}{kT} \left\{ I_C + \frac{\alpha_N I_{EB0} + I_{CB0} (e^{-qV_{CB}/kT} - 1)}{1 - \alpha_I \alpha_N} \right\} \\ &\cong \frac{q}{kT} I_C \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} &= \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} - \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}} \\ &= \frac{q}{kT} \left\{ I_E - I_C + \frac{(1 - \alpha_N) I_{EB0} - (1 - \alpha_I) I_{CB0} (e^{-qV_{CB}/kT} - 1)}{1 - \alpha_I \alpha_N} \right\} \\ &\cong \frac{q}{kT} (I_E - I_C) \cong \frac{q}{kT} \frac{I_C}{h_{FE}} \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} = \frac{q}{kT} \frac{\alpha_I I_{CB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} e^{-qV_{CB}/kT}$$

$$\left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} = \frac{q}{kT} \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_I \alpha_N} e^{-qV_{CB}/kT}$$

$$\left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} = \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} - \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} = -\frac{q}{kT} \frac{1 - \alpha_I}{1 - \alpha_I \alpha_N} I_{CB0} e^{-qV_{CB}/kT}$$

エミッター抵抗 r_e 及びコレクター抵抗 r_c を

$$\left. \begin{aligned} r_e &= \left(\frac{\partial I_E}{\partial V_{BE}} \right)_{V_{CB}}^{-1} = \frac{\alpha_N}{g_m} \\ r_c &= \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}}^{-1} = \frac{1 - \alpha_I \alpha_N}{g_m} \frac{I_C}{I_{CB0}} e^{qV_{CB}/kT} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.37)$$

によって定義すると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I_B}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} &= -(1 - \alpha_I) \left(\frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} \right)_{V_{BE}} \\ &= -\frac{1 - \alpha_I}{r_c} \end{aligned} \quad (3.2.38)$$

より、小信号についての関係式を

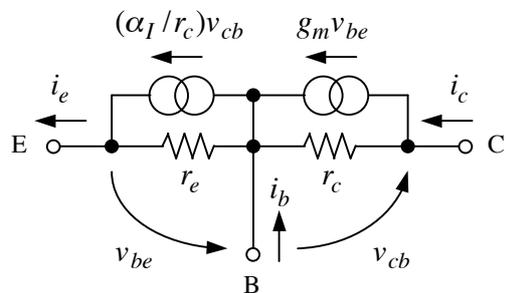


図 3-17 T型等価回路

$$\left. \begin{aligned} i_c &= g_m v_{be} + \frac{v_{cb}}{r_c} \\ i_e &= \frac{v_{be}}{r_e} + \frac{\alpha_I}{r_c} v_{cb} \\ i_b &= i_e - i_c \end{aligned} \right\} \quad (3.2.39)$$

と書くことができ、図 3-17 の T 型等価回路が成立する。 r_e は出力短絡 ($v_{ce} = 0$) における入力抵抗であり、 r_c は入力短絡 ($v_{be} = 0$) における出力抵抗である。

以上ではベース端子 B をベースと考えてきたが、実際には端子 B とベースとして動作する領域の間にはチャンネル抵抗が存在する。そこでベースとして動作する領域を、実効的に仮想ベース点 B' で表すものとして、BB' 間の抵抗を $r_{bb'}$ と書く。 $r_{bb'}$ をベース拡がり抵抗と呼び、20 ~ 100 Ω 程度の大きさである。 $r_{bb'}$ を考慮すると T 型等価回路は図 3-19 のように描かれるが、 $r_{bb'}$ は小さいので以降では無視する (注参照)。

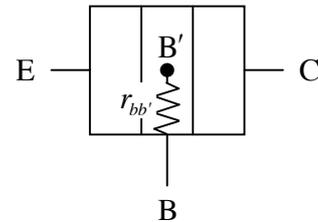


図 3-18 ベース拡がり抵抗

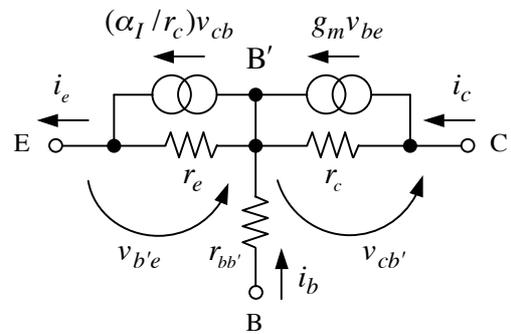


図 3-19 $r_{bb'}$ を考慮した T 型等価回路

注：後述のように B'-E 間には並列に C_{be} が入るので $r_{bb'} = 100\Omega$ 、 $C_{be} = 50pF$ とすると、 $r_{bb'}$ と C_{be} による遮断周波数は

$$1/C_{be}r_{bb'} = 2\pi \times 32MHz$$

となり、概略 30MHz 以下では $r_{bb'}$ を無視することができる。

ベース接地回路の場合は図 3-17 の等価回路でよいが、エミッター接地回路の場合は、コレクター電流によりベースに帰還がかかるので、取り扱いに不便である。そこでエミッター接地回路での取り扱いが便利なハイブリッド π 型等価回路を導く。ベース接地では、h パラメーター表示での四端子回路の電圧、電流との対応は

$$(v_1, i_1) \leftrightarrow (-v_{be}, -i_e), \quad (v_2, i_2) \leftrightarrow (v_{cb}, i_c)$$

であり、h パラメーターは

$$\left. \begin{aligned} -v_{be} &= -h_{ib}i_e + h_{rb}v_{cb} \\ i_c &= -h_{fb}i_e + h_{ob}v_{cb} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.40)$$

で定義される。一方 (3.2.39) 式より

$$-v_{be} = -r_e i_e + \frac{\alpha_I r_e}{r_c} v_{cb}, \quad i_c = g_m r_e i_e + \frac{1 - \alpha_I \alpha_N}{r_c} v_{cb}$$

であることから

$$\left. \begin{aligned} h_{ib} &= r_e = \frac{\alpha_N}{g_m}, & h_{rb} &= \frac{\alpha_I r_e}{r_c} = \frac{\alpha_I \alpha_N}{r_c g_m} \\ h_{fb} &= -g_m r_e = -\alpha_N, & h_{ob} &= \frac{1 - \alpha_I \alpha_N}{r_c} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.41)$$

となる。一方、エミッター接地では

$$(v_1, i_1) \leftrightarrow (v_{be}, i_b), \quad (v_2, i_2) \leftrightarrow (v_{ce}, i_c)$$

より

$$\left. \begin{aligned} v_{be} &= h_{ie} i_b + h_{re} v_{ce} \\ i_c &= h_{fe} i_b + h_{oe} v_{ce} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.42)$$

で h パラメーターが定義される。(3.2.35)、(3.2.37)式より

$$\left. \begin{aligned} v_{be} &= \frac{h_{FE} r_c}{r_c g_m + h_{FE}(1 - \alpha_I)} i_b + \frac{h_{FE}(1 - \alpha_I)}{r_c g_m + h_{FE}(1 - \alpha_I)} v_{ce} \\ i_c &= \frac{h_{FE}(r_c g_m - 1)}{r_c g_m + h_{FE}(1 - \alpha_I)} i_b + \frac{1 + h_{FE}(1 - \alpha_I)}{r_c g_m + h_{FE}(1 - \alpha_I)} g_m v_{ce} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.43)$$

であるから、h パラメーターは

$$\left. \begin{aligned} h_{ie} &= \frac{h_{FE}/g_m}{1 + (1 - \alpha_I)h_{FE}/g_m r_c}, & h_{re} &= \frac{(1 - \alpha_I)h_{FE}/g_m r_c}{1 + (1 - \alpha_I)h_{FE}/g_m r_c} \\ h_{fe} &= \frac{h_{FE}(1 - 1/r_c g_m)}{1 + (1 - \alpha_I)h_{FE}/g_m r_c}, & h_{oe} &= \frac{\{1 + (1 - \alpha_I)h_{FE}\}/r_c}{1 + (1 - \alpha_I)h_{FE}/g_m r_c} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.44)$$

で与えられるが、 $g_m r_c \gg (1 - \alpha_I)h_{FE} \gg 1$ より

$$\left. \begin{aligned} h_{ie} &= \frac{h_{FE}}{g_m} = \frac{h_{FE}}{\alpha_N} h_{ib}, & h_{re} &= \frac{(1 - \alpha_I)h_{FE}}{g_m r_c} = \frac{(1 - \alpha_I)h_{FE}}{\alpha_I \alpha_N} h_{rb} \\ h_{fe} &= h_{FE} = \frac{|h_{fb}|}{1 - |h_{fb}|}, & h_{oe} &= \frac{(1 - \alpha_I)h_{FE}}{1 - \alpha_I \alpha_N} h_{ob} \cong h_{FE} h_{ob} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.45)$$

と近似され、 $(h_{ie}, h_{re}, h_{fe}, h_{oe})$ は $(h_{ib}, h_{rb}, h_{fb}, h_{ob})$ のほぼ h_{fe} 倍になることが分かる。このようにして得られた、エミッター接地におけるハイブリッドπ型等価回路を図 3-20 に示す。図 3-21 は $r_{bb'}$ を考慮したときの等価回路である。なお、通常は

$$r_{bb'} \ll h_{ie} = h_{FE}r_e / \alpha_N (\equiv r_b)$$

であるので、特別な場合を除いて $r_{bb'}$ は無視してもよい。

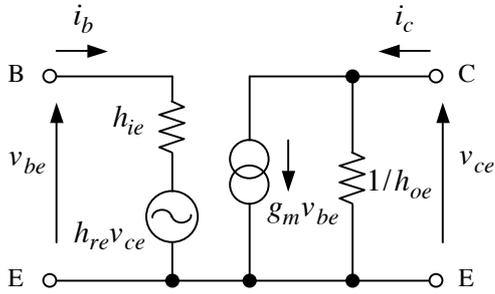


図 3-20 ハイブリッド π 型等価回路

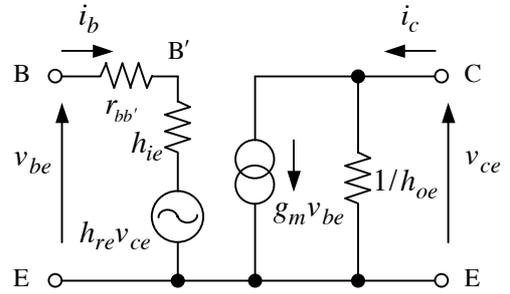


図 3-21 $r_{bb'}$ を考慮した等価回路

3-2-7 電流増幅率 α 及び h_{fe} の周波数特性

周波数特性を議論するためには、直
流等価回路では無視したエミッター・
ベース間接合容量 C_{be} 、及びベース・
コレクター間接合容量 C_{cb} を考慮しな
ければならない。ここで C_{be} は 3-1-3 節
で述べた、順方向にバイアスされたエ
ミッター・ベース間ダイオード接合に
おける蓄積容量であり、逆方向バイア
スされたベース・コレクター接合の障壁容量 C_{cb} に比べてはるかに大きい。そこで α
及び h_{fe} を考える場合には出力短絡条件 ($v_{cb} = 0$ 又は $v_{ce} = 0$) で考えるので、小さ
な C_{cb} は無視することにする。

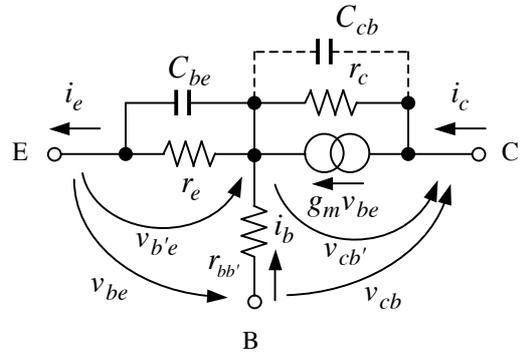


図 3-22 T 型等価回路

前節の (3.2.39) 式において $r_{bb'}$ を考慮すると

$$\left. \begin{aligned} i_c &= g_m v_{b'e} + \frac{v_{cb'}}{r_c}, & i_e &= \frac{v_{b'e}}{r_e} + \frac{\alpha_I v_{cb'}}{r_c}, & i_b &= i_e - i_c \\ v_{be} &= v_{b'e} + r_{bb'} i_b, & v_{cb} &= v_{cb'} - r_{bb'} i_b \end{aligned} \right\} \quad (3.2.39')$$

となる。ここで C_{be} を考慮すると i_e は

$$i_e = \left(\frac{1}{r_e} + j\omega C_{be} \right) v_{b'e} + \frac{\alpha_I v_{cb'}}{r_c} \quad (3.2.46)$$

としなければならない。これを用いると $r_e = \alpha_0 / g_m$ と置いて

$$i_c = \frac{\{\alpha_0 + (1 - \alpha_I \alpha_0) r_{bb'} / r_c + j\omega C_{be} r_e r_{bb'} / r_c\} i_e + (1 - \alpha_I \alpha_0 + j\omega C_{be} r_e) v_{cb} / r_c}{1 + (1 - \alpha_I \alpha_0) r_{bb'} / r_c + j\omega C_{be} r_e (1 + r_{bb'} / r_c)}$$

となるが、 $r_{bb'}/r_c \ll 1$ より

$$i_c = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega C_{be}r_e} i_e + \frac{1 - \alpha_1 \alpha_0 + j\omega C_{be}r_e v_{cb}}{1 + j\omega C_{be}r_e} \frac{v_{cb}}{r_c} \quad (3.2.47)$$

と近似できる。これより i_e に対する i_c の電流増幅率 α は

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega C_{be}r_e} \quad (3.2.48)$$

となる。(3.2.47)式で分かるように $r_{bb'}$ は α の遮断周波数には影響しない。ここで α_0 は直流小信号電流増幅率、理想トランジスタでは $\alpha_0 = \alpha_N$ である。すなわちベース設置電流増幅率

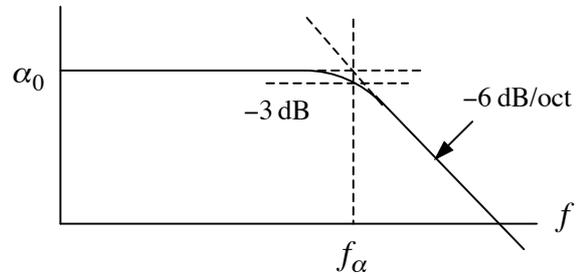


図 3-23 α の周波数特性

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j(f/f_\alpha)} \quad (3.2.49)$$

の遮断周波数 f_α は

$$f_\alpha = \frac{1}{2\pi C_{be}r_e} = \frac{g_m}{2\pi\alpha_0 C_{be}} \quad (3.2.50)$$

で与えられる (注参照)。これより h_{fe} は

$$\begin{aligned} h_{fe} &= \frac{\alpha}{1 - \alpha} \\ &= \frac{h_{fe}(0)}{1 + j(f/f_\beta)} \end{aligned} \quad (3.2.51)$$

となる。ここで

$$h_{fe}(0) = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad (3.2.52)$$

である。 h_{fe} の遮断周波数は

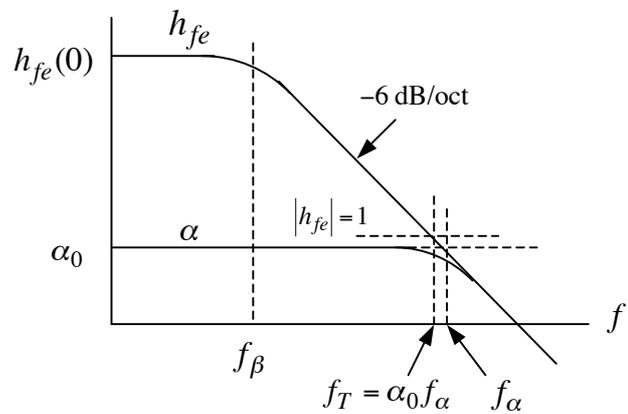


図 3-24 α と h_{fe} の周波数特性

$$\begin{aligned} f_\beta &= (1 - \alpha_0)f_\alpha \\ &= \frac{1}{2\pi C_{be}r_b} = \frac{\alpha_0}{h_{fe}(0)} f_\alpha \\ &\cong \frac{f_\alpha}{h_{fe}(0)} \quad (\because \alpha_0 \cong 1) \end{aligned} \quad (3.2.53)$$

で与えられ、 f_β は f_α の $1/h_{fe}(0)$ となることが分かる。遷移周波数 f_T (transition

frequency) は $|h_{fe}|=1$ となる周波数で定義される。したがって

$$\frac{h_{fe}(0)}{|1 + j(f_T/f_\beta)|} = 1 \quad (3.2.54)$$

より、 $f_T \gg f_\beta$ として

$$f_T = h_{fe}(0)f_\beta = \alpha_0 f_\alpha \quad (\because h_{fe}(0) \gg 1) \quad (3.2.55)$$

となる。

注：実際には

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j(f/f_\alpha)} \exp\left(j \frac{k-1}{k} \frac{f}{f_\alpha}\right)$$

$$k \cong \begin{cases} 0.5 - 0.7 & \text{拡散接合} \\ 0.8 & \text{合金接合} \end{cases}$$

ハイブリッド π 型等価回路を用いても同じ結果を得る。まず、ハイブリッド π 型等価回路における入力側の等価回路を決めるために C_{be} を考慮して v_{be} を求めると

$$r_b = h_{ie} = h_{fe}(0)r_e/\alpha_0 \quad (3.2.56)$$

と置いて

$$v_{be} = \frac{r_b}{1 + j\omega C_{be}r_b} i_b + \frac{(1 - \alpha_I)r_b/r_c}{1 + j\omega C_{be}r_b} v_{ce} \quad (3.2.57)$$

となり、図 3-22 の T 型等価回路に対応するハイブリッド π 型等価回路は図 3-25 のように描ける（注参照）。これを $i_c = g_m v_{be}$ に代入し、 $v_{ce} = 0$ と置くことで

$$h_{fe} = \left(\frac{i_c}{i_b}\right)_{v_{ce}=0} = \frac{\alpha_0 h_{fe}(0)}{1 + j\omega C_{be}r_b} \quad (3.2.58)$$

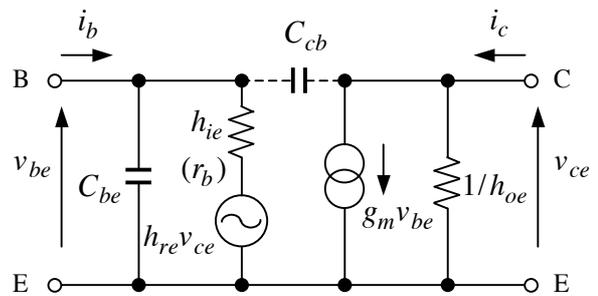


図 3-25 C_{be} を考慮した π 型等価回路

を得る。これより h_{fe} の遮断周波数 f_β は

$$f_\beta = \frac{1}{2\pi C_{be}r_b} \quad (3.2.59)$$

となることが分かる。したがって、 $|h_{fe}|_{f=f_T} = 1$ より

$$f_T = \frac{\alpha_0 h_{fe}(0)}{2\pi C_{be}r_b} = \frac{\alpha_0}{2\pi C_{be}r_e} = \alpha_0 f_\alpha \quad (3.2.60)$$

を得る。ここで、(3.2.60) 式の C_{be} は (3.2.48) 式の C_{be} と同じものである。すなわち、図 3-22 から図 3-25 への変換において、 r_e は $r_b = h_{fe}(0)r_e/\alpha_0$ に変わっているが、 C_{be} は変わらないことに注意。また $r_e = \alpha_0/g_m$ はコレクターバイアス電流 I_C の増加とともに I_C^{-1} に比例して減少することに注意

以上で分かるように、 f_T はコレクターバイアス電流 I_C と C_{be} のみで決定される、すなわち f_T は C_{be} の別表現と考えて良い。例えば、 $C_{be} \approx 50$ pF とすると、 $I_C = 1$ mA では $f_T \approx 120$ MHz となる。なお一般には $C_{cb} \ll C_{be}$ であるが、 C_{cb} が無視できないときは

$$f_T = \frac{\alpha_0 h_{fe}(0)}{2\pi(C_{be} + C_{cb})r_b} = \frac{g_m}{2\pi(C_{be} + C_{cb})} \quad (3.2.61)$$

となる。ハイブリッド π 型等価回路において C_{cb} を考慮すると図 3-25 中の破線に示すようになり、 C_{cb} によって出力電圧が入力に帰還されるので、高周波で影響が大きい。

なお、信号源のインピーダンスが低い場合には、 $v_{b'e}$ がカットオフ周波数 $1/(2\pi C_{be} r_{bb'})$ を持つことになるので、これより高い周波数においては $r_{bb'}$ の影響を考慮しなければならない。また、 f_T は図 3-26 に示すように、コレクターバイアス電流 I_C の増加とともに r_e が小さくなるため $I_C^{1/2} \sim I_C^{2/3}$ に比例して上昇するが、ある程度大きな I_C で飽和する。そのため高周波増幅回路では大きめのコレクターバイアス電流 I_C を流して、 f_T を高い周波数へ伸ばしている。一方低雑音増幅回路では、ベースバイアス電流のショット雑音による電流性雑音を低減するために、 $I_C < 100 \mu\text{A}$ 程度の小さなコレクターバイアス電流で動作させることが多い。そのため f_T が下がるので、フィードバック増幅回路ではループの安定性の設計に注意が必要になることがある。なお、図 3-26 では $I_C = 1$ mA では $f_T \approx 110$ MHz より $C_{be} = g_m/2\pi f_T \approx 56$ pF となる。

注：コレクター・ベース間接合は逆バイアスされているので、接合容量 C_{cb} は通常の静電容量であるが、エミッター・ベース間接合は順方向にバイアスされているため、 C_{be} は通常の静電容量ではない。順方向にバイアスされた接合容量は

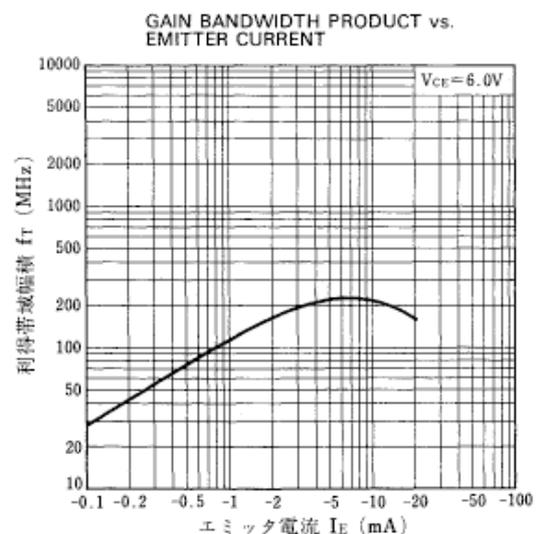


図 3-26 遷移周波数 f_T のバイアス電流依存性 (2SC1845) (NEC 半導体デバイスカタログより)

拡散容量と呼ばれる。ベース内のキャリアの拡散速度は遅いので、ベース・エミッター間電圧 v_{be} の変化に対して拡散電流の応答は時間遅れを生ずる。これを実効的な静電容量で近似したものが C_{be} である。

3-3 電界効果トランジスタ (Field Effect Transistor, FET)

本節では接合型 FET を考える。図 3-27 に示すように、接合型 FET は n (p) 型半導体から成るチャンネルを、横方向から p (n) 型半導体から成るゲート層で挟んだ構造をしており、ゲート (G) とチャンネル間に逆バイアスをかけて使用される。チャンネルの両端をそれぞれドレイン (D)、ソース (S) と呼び、ドレイン・ソース間に電圧をかけ、チャンネルを流れる電流をゲート電圧で制御する。チャンネルの型により、それぞれ n チャンネル FET、p チャンネル FET と呼ばれる。

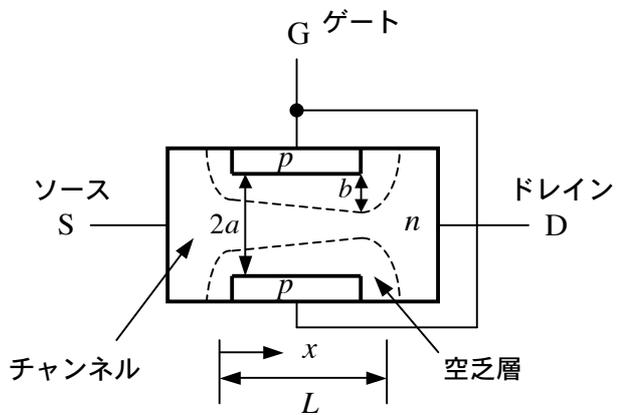


図 3-27 接合型 FET の構造

2つのゲートで挟まれたチャンネルの幅を $2a$ とする。ゲートとチャンネル間は逆バイアスされているので、接合部にはキャリアのない空乏層

ができ、ゲート電位に対してチャンネル電位が高くなるほど空乏層の幅 w は広がり、ついには $w = a$ に達してチャンネルが空乏層で閉じられてしまう。これをピンチオフと云う。n チャンネル FET ではソースに対してドレイン電位を高くして使用される。したがってゲート・チャンネル間の逆バイアスはドレインに近い方が大きくなるので、図 3-27 に示すように、ドレイン側の空乏層の広がりが大きく、ドレイン側でピンチオフが起きる。増幅作用を行う能動領域はピンチオフ状態で動作する。 $N_d \ll N_a$ として、ソースを基準にしたゲート電圧を V_{GS} 、 x におけるチャンネル電圧を $V(x)$ とすると、空乏層の幅 $b(x)$ は

$$b(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d}(V_0 - V_{GS} + V(x))} \quad (3.3.1)$$

で与えられる。 ϵ はチャンネルの誘電率、 N_d はチャンネルの不純物 (ドナー) 濃度 (m^{-3})、 V_0 は接合のポテンシャル障壁電圧である。 L を実効的なゲートの長さとして $V(L)$ はドレイン電圧 V_{DS} に等しいものとする、ゲート電圧 V_{GS} が与えられているときのピンチオフが起きるドレイン電圧は

$$V_{DSP} = \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} - V_0 + V_{GS} \quad (3.3.2)$$

となる。また、 V_{DS} が与えられているときのピンチオフが起きるゲート電圧は

$$V_{GSP} = V_0 + V_{DS} - \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} = V_{DS} - V_{DSP}^{(0)} \quad (3.3.3)$$

となる。ここで

$$V_{DSP}^{(0)} = \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} - V_0 \quad (3.3.4)$$

は $V_{GS} = 0$ のときのピンチオフ電圧である。ドレイン電圧 V_{DS} が $V_{DS} \leq V_{DSP}$ ではドレイン電流は

$$I_D = \frac{2Wa}{\rho L} \left[V_{DS} - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d a^2}} \left\{ (V_0 - V_{GS} + V_{DS})^{3/2} - (V_0 - V_{GS})^{3/2} \right\} \right] \quad (3.3.5)$$

で与えられ、この領域を飽和領域と呼ぶ。ここで ρ はチャンネルの抵抗率、 W はチャンネルの横幅（図3-27において紙面に垂直方向の幅）である。

ドレイン電圧 V_{DS} が十分小さくて、 $V_{DS} \ll V_0 - V_{GS}$ である場合には(3.3.5)式よりドレイン電流は

$$I_D = \frac{2Wa}{\rho L} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_0 - V_{GS}}{V_0 + V_{DSP}^{(0)}}} \right\} V_{DS} \quad (3.3.6)$$

となる（図3-28）。これは、

$$\begin{aligned} w &= 2a - 2b \\ &= 2a \left\{ 1 - \sqrt{(2\epsilon/qN_d a^2)(V_0 - V_{GS})} \right\} \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

なる幅のチャンネル抵抗 R_{DS} を流れる電流を表している。またゲート電圧が

$$V_{GS} = V_{GSP} = V_0 - \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} \quad (3.3.8)$$

に達すると、ドレイン電流はカットオフ（ $I_D = 0$ ）する。 $V_{GSP}^{(0)}$ は $V_{DS} = 0$ のときのゲート・ピンチオフ電圧（負値）である。

$V_{DS} > V_{DSP}$ ではチャンネルがピンチオフされており、通常、増幅作用を行うのはこの領域であって、能動領域（active

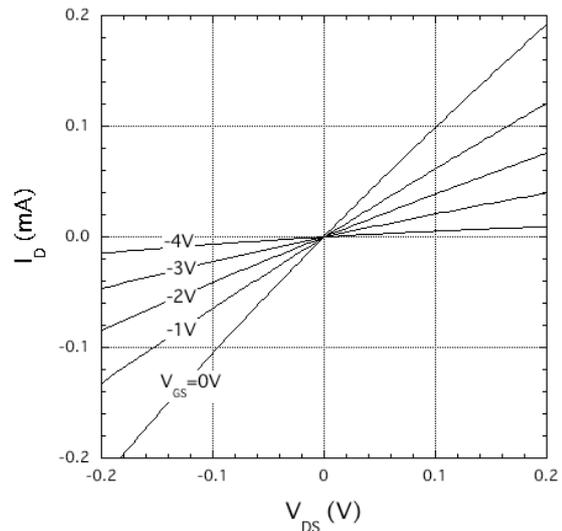


図3-28 $|V_{DS}| \ll V_{DSP}$ における $I_D - V_{DS}$ 特性（抵抗性）

region) と呼ばれる。能動領域では V_{DS} が上昇すると、接合の逆バイアス電圧 $V_{DS} - V_{GS}$ が上昇することにより、ピンチオフ領域の長さが増加するために、 I_D の増加が抑えられ、 V_{DS} によって I_D はほとんど変化しないので、 $V_{DS} = V_{DSP}$ を (3.3.5) 式に代入して I_D を求めることができる。

$$I_D = \frac{2Wa}{\rho L} \left\{ V_{DSP} - \frac{2}{3} \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} + \frac{2}{3} \left(\frac{2\epsilon}{qN_d a^2} \right)^{1/2} (V_0 - V_{GS})^{3/2} \right\}$$

$$\cong \frac{2Wa}{3\rho L} (V_0 + V_{DSP}^{(0)}) \left\{ 1 - 3 \frac{V_0 - V_{GS}}{V_0 + V_{DSP}^{(0)}} + 2 \frac{(V_0 - V_{GS})^{3/2}}{(V_0 + V_{DSP}^{(0)})^{3/2}} \right\} \quad (3.3.9)$$

このように、能動領域では I_D はゲート電圧 V_{GS} によって制御される定電流源と見なすことができる。実際には、ピンチオフ領域でも I_D は V_{DS} とともに徐々に増加し、ドレイン抵抗は $\Delta V_{DS} / \Delta I_D \sim 100 \text{ k}\Omega$ 程度が普通である。なお、能動領域ではチャンネルはピンチオフされており、ドレイン電流はピンチオフされた無限に狭い領域を流れるので、電流密度は無限大になっていることを注意しておく。

(3.3.5) 式及び (3.3.9) 式より求めた特性曲線を図 3-29 に示す。(a)はいくつかの V_{DS} における I_D の V_{GS} 依存性、(b)は種々の V_{GS} に対する $I_D - V_{DS}$ 特性である。 V_{DS} が 4 V 以下では V_{DS} とともに I_D は増加するが、 V_{DS} が 4 V 以上ではそれ以上 I_D は増加しなくなり、 I_D は V_{GS} のみによって決定される。これがピンチオフ領域、すなわち能動領域である。ピンチオフ領域における $V_{GS} = 0$ 時の I_D を飽和ドレイン電流 I_{DSS} と云う。

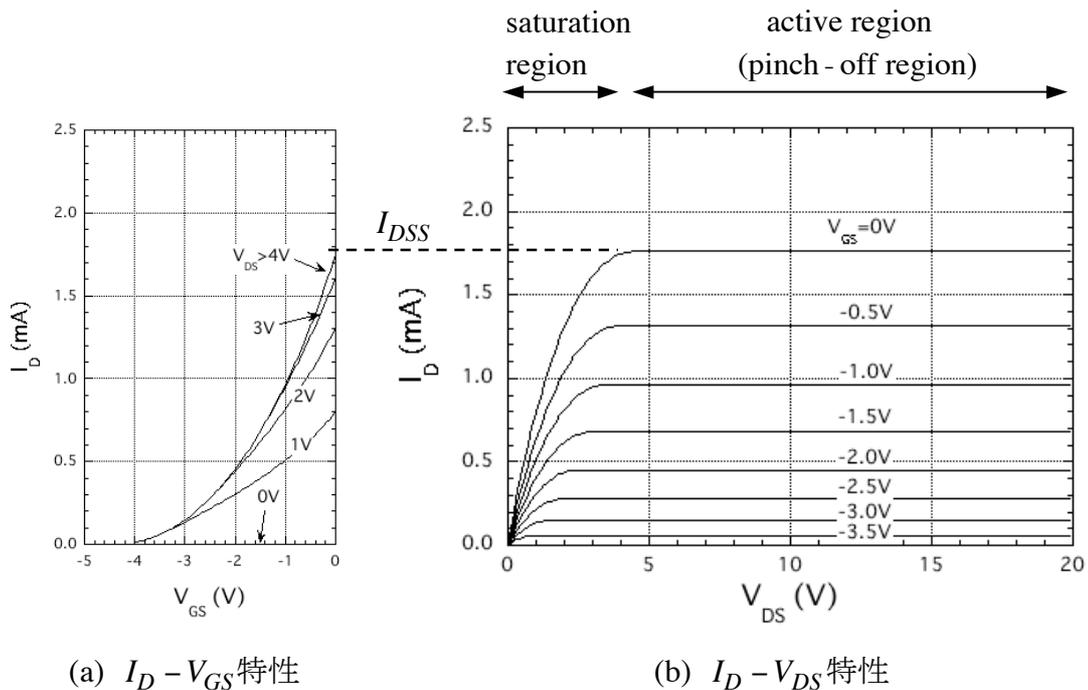


図 3-29 FET の特性例 ($V_0 = 0.2V$, $qN_d a^2 / 2\epsilon = 4.6V$, $2aW / \rho L = 1.3mS$)

$$I_{DSS} \approx \frac{2Wa}{3\rho L} \frac{qN_d a^2}{2\epsilon} \quad (qN_d a^2 / 2\epsilon \gg V_0) \quad (3.3.10)$$

また、 $|V_{DS}|$ がピンチオフ電圧より十分小さいときの $I_D - V_{DS}$ は抵抗性となり、 V_{GS} で可変の電圧制御可変抵抗として、増幅器のゲイン可変用抵抗や発振回路の振幅安定用抵抗等としてよく利用される。但し、振幅が大きいと線形性が悪くなるので、概略100 mV程度以下の振幅で使用されるため、使用に当たっては S/N に十分注意を払う必要がある。

FETの相互コンダクタンスは(3.3.9)式より

$$\begin{aligned} g_m &= \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} = \frac{2Wa}{\rho L} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_0 - V_{GS}}{V_a}} \right\} \\ &\cong g_{m0} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_0 - V_{GS}}{V_a}} \right\} \end{aligned} \quad (3.3.11)$$

となる。ここで

$$V_a = \frac{qN_d a^2}{2\epsilon}, \quad g_{m0} = 3 \frac{I_{DSS}}{V_a} \quad (3.3.12)$$

である。 g_m は $\sqrt{|V_{GS}|}$ に依存し、ゲートバイアス $|V_{GS}|$ が浅いほど大きくなる。

例：図3-29で仮定したFETはどのようなFETかを考察してみる。Si中の誘電率及び電子移動度を

$$\epsilon/\epsilon_0 = 11.8 \text{ (Si)}, \quad \mu_e = 1.5 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{sec} \text{ (electron mobility in Si)}$$

と仮定する。図3-29では

$$V_a = qN_d a^2 / 2\epsilon = 4.6 \text{ V}$$

を仮定した。ここでチャンネルの幅を

$$2a = 4.5 \mu\text{m}$$

とすると

$$N_d = 2\epsilon V_a / qa^2 = 1.19 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

$$\rho = 1/(qN_d \mu_e) = 0.0350 \Omega \cdot \text{m}$$

$L = 0.2 \text{ mm}$, $W = 2 \text{ mm}$ ($W/L = 10$)にすると

$$2aW / \rho L = 4\epsilon \mu_e V_a W / aL = 1.28 \text{ mS}$$

$$I_{DSS} \sim (2aW / 3\rho L) V_a = 1.96 \text{ mA}$$

$$g_{m0} \approx 5.9 \text{ mS}$$

となり、実際のFETに近いパラメーターを得る。