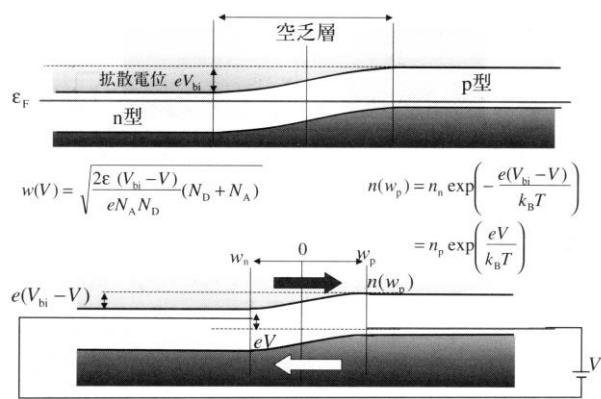


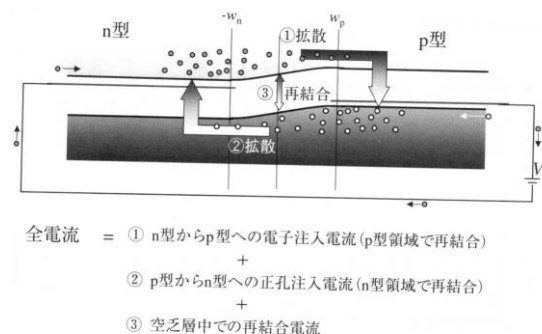
【電圧を加えた時のバンド図】



順バイアスを印加する前後のPN接合

領域へ流れる。一方 p 型半導体側でも、荷電子帯にホールが多数存在しているが、電位障壁が低くなるから、p 型半導体領域から n 型半導体領域へホールが流れる。このように、電子やホールが反対導電型の領域に流れ込むことを、**少数キャリア注入**という。これを「**順バイアス**」という。逆に、p 型半導体にマイナス電圧、あるいは n 半導体にプラス電圧を印加すると、拡散電位障壁は $V_D \Rightarrow V_D + V$ のように高くなる。電子やホールは益々流れなくなる。これを「**逆バイアス**」という。

【pn 接合に流れる電流】



全電流 = ① n 型から p 型への電子注入電流 (p 型領域で再結合)
+
② p 型から n 型への正孔注入電流 (n 型領域で再結合)
+
③ 空乏層中での再結合電流

キャリア密度(電子やホールの密度)は、ポテンシャルエネルギーの指数関数で与えられる。**ボルツマン分布近似**を用いる。まず初めに空乏層両端でのキャリア密度を求める。p 型および n 型領域では、キャリア密度分布は場所によらず一定。空乏層付近でだけ分布を持つ。空乏層の n 型領域の端では、ホール密度 p (少数キャリア密度)は p 型領域の多数キャリア密度 p_p より障壁高さ分だけ少ない。つまり、

$$p(x_n) = p_p \exp\left[-\frac{e(V_D - V)}{k_B T}\right] = p_p \exp\left(-\frac{eV_D}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \equiv p_n \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$$

同様に p 型領域の端では、電子密度(少数キャリア密度)は、

$$n(-x_p) = n_n \exp\left[-\frac{e(V_D - V)}{k_B T}\right] = n_n \exp\left(-\frac{eV_D}{k_B T}\right) \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \equiv n_p \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$$

となる。注入された少数キャリアは、密度

勾配があるので、拡散で流れる=**拡散電流**。n 型および p 型領域には電界が加わらないから**ドリフト電流はゼロ**。電子とホールの拡散電流は、 $J_e = eD_e \frac{\partial n}{\partial x}$ と $J_h = -eD_h \frac{\partial p}{\partial x}$ キャリアが流れる方向は逆だが、電流としては同

じ方向になるから、足し合わせになる。流れる電流は、少数キャリアの**再結合電流と拡散電流の和**になる。再結合とは、例えば p 領域から n 領域へ流れ込んだホールは、n 型領域の中では少数キャリアなので、n 型領域の電子と再結合して消滅する。ホール密度の時間的な変化率 $\frac{\partial p}{\partial t}$ は、注入されたホールの増分に比例して変化する分

と、密度差があるために拡散して流れ出していく分の和になる。注入されたホールの増分は $p - p_n$ であり、

再結合して消滅する速度は時定数 τ_p であるとする。これを **少数キャリア寿命** という。従って、

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_n}{\tau_p} - \frac{1}{e} \text{div} J_p = -\frac{p-p_n}{\tau_p} + D_h \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \text{ となる。これを定常状態 } \frac{\partial p}{\partial t} = 0 \text{ のとき、そして } x=\infty \text{ の } n \text{ 型領域}$$

域ではホール密度が n 型半導体中の少数キャリア p_n になり、 n 型半導体中の空乏層の端(x_n)ではホール密度が

$$p(x_n) = p_p \exp\left[-\frac{e(V_D - V)}{k_B T}\right] = p_n \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \text{ になるという境界条件で解くと、ホール密度の分布が得られる。}$$

$$p(x) = p_n \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\} \exp\left(-\frac{x-x_n}{L_h}\right) + p_n \text{ ここで } L_h \text{ は } n \text{ 型領域中の少数キャリアであるホールの } \textbf{拡散長}$$

$L_h = \sqrt{D_h \tau_p}$ で与えられる。つまり、 p 型領域から n 型領域へ注入されたホールが、消滅するまでに到達する

距離のこと。注入されたホールの分布が求まると、流れるホール電流は

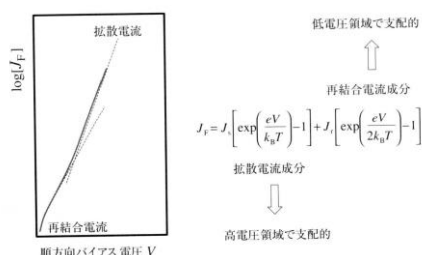
$$J_h = -eD_h \frac{\partial p}{\partial x} \text{ で与えられるから、} J_h = \frac{eD_h p_n}{L_h} \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\} \exp\left(-\frac{x-x_n}{L_h}\right) \text{ と求まる。} n \text{ 型領域から } p \text{ 型領域}$$

$$\text{域へ注入される電子による電流も同様に求められて、} J_e = \frac{eD_e n_p}{L_e} \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\} \exp\left(\frac{x+x_p}{L_e}\right) \text{ となる。ここ}$$

で $L_e = \sqrt{D_e \tau_n}$ は電子の **拡散長** である。全電流は、電子電流 J_e とホール電流 J_h の足し算になる。ここで、もっ

とも一般的な pn 接合ダイオードの場合の **近似を行う**。つまり、**空乏層の中では、電子もホールも再結合せず、再結合は n 及び p 領域の中性領域だけで行われる**。そうすると、電子電流とホール電流は空乏層の中では減らないから、空乏層の端での値を用いてよい。この時、全電流(密度)は

$$J = J_h(x_n) + J_e(-x_p) = e \left(\frac{D_h p_n}{L_h} + \frac{D_e n_p}{L_e} \right) \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\} \equiv J_s \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\}$$



が得られる。これは印加電圧に依存しない電流成分と印加電圧で変化する成分の掛け算の形になる。

印加電圧に依存しない部分を **J_s** とおき、これを **飽和電流密度** という。実際のダイオードでは、完全な結晶は存在しないから、空乏層の中で再結

合が生じる場合がある。その場合、実験的に

$$J = J_s \left\{ \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right\} \text{ の形の } JV \text{ 特性が得られる。この } n \text{ を理}$$

想因子 と言う。 n が 1 の時は、空乏層中で再結合電流がない場合。空乏層の中で再結合電流が主要である場合は n が 2 になる。飽和電流は少数キャリア寿命といった半導体の物性や品質と

密接な関係がある。

$$J_s = e \left(\frac{D_h p_n}{L_h} + \frac{D_e n_p}{L_e} \right) = e \left(\frac{D_h p_p}{L_h} + \frac{D_e n_n}{L_e} \right) \exp \left(-\frac{eV_D}{k_B T} \right)$$

$$\cong e \left(\frac{D_h N_A}{L_h} + \frac{D_e N_D}{L_e} \right) \exp \left(-\frac{eV_D}{k_B T} \right) = e \left(\frac{D_h N_A}{L_h} + \frac{D_e N_D}{L_e} \right) \frac{n_i^2}{N_A N_D}$$

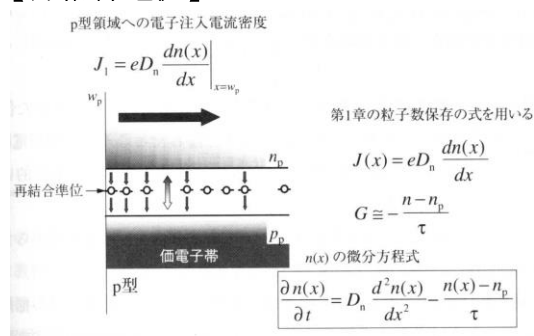
飽和電流密度は小さいほど

ダイオード特性がよいという。**逆方向バイス電圧**を印加しても、電流のもれが少ないということであるから、整流したときに完全な脈流が得られることになる。

これは飽和電流の式から、

1. 少数キャリア寿命が長いほど(つまり流れている途中で再結合しにくい)飽和電流が小さい。
2. 真性キャリア密度が小さいほど(つまり禁制帯幅が広いワイドギャップ)飽和電流が小さい。

【再結合電流】



空乏層内で電子とホールが再結合する場合。空乏層の中で再結合する原因は色々ある。空乏層内に再結合速度が速い欠陥がある場合。これは通常、浅い電氣的に室温くらいの熱エネルギーではイオン化するドナー不純物と違って、例えば伝導帯から測ったエネルギーが大きく、室温程度の熱エネルギーではイオン化しない不純物準位や、欠陥が作る準位などである。これを**深い準位(ディープレベル)**という。これがあると、これまでは無視していた再結合電流が拡散電流項に加わる。今は簡単のために、p型とn型

領域の中の少数キャリアの寿命は等しく $\tau_p = \tau_n = \tau_r$ であるとする。順バイスにおいて、空乏層の端 $x = x_n$ での

ホール密度と電子密度の積と、 $x = -x_p$ でのホール密度と電子密度の積は、ともに熱平衡状態(ゼロバイスの時)の

pn 積($p_{n0} n_{n0} = n_i^2$)より大きい。

$$p_n(x_n) n_n(x_n) = p_p(-x_p) n_p(-x_p) = n_i^2 \exp \left(\frac{eV_a}{k_B T} \right) \gg p_{n0} n_{n0} = n_i^2$$

となり、空乏層内で再結合するキャリアの消滅分

を外部から補うため、再結合電流が流れる。ここで、 $p_{n0} n_{n0}$ は、ゼロバイスの **pn 積** である。注入される少数キ

ャリアの時間的な変化率は、一般的には、 $\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} + G_p - R_p$ となる。つまり、注入される電流によって流れ込むキャリアと、空乏層内で生成されるキャリア(G)、そして再結合で減少するキャリア(R)である。ここで空乏層内ではキャリアの消滅だけがあり、生成することはないとすると、定常状態では $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$, $G_p = 0$ となる。 G_p はキ

ャリアの生成速度である。そうすると、 $-\frac{dJ_p}{dx} = eR_p$ だけとなる。 R_p は再結合速度である。再結合割合 U は

SRH 理論から(これは**ショックレー、リット、ホール**の三人で組み立てられた理論)

$$U = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}$$

で与えら

れる。ここで、 $n_i \equiv n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)$, $p_i \equiv p_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)$, $\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}$, $\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}$ である。 E_i は真

性フェルミ準位だから、禁制帯の中央にある。 E_t は再結合準位のエネルギー位置。ここで単純化のために、再結合中心のエネルギーが禁制帯の中央にあり(再結合速度が最大になる条件である)、かつ $n=p$ (n とする)であるとすると、

$$U = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)} = \frac{n^2 - n_i^2}{2\tau_r(n + n_i)} = \frac{n - n_i}{2\tau_r} \quad \text{ここで、} n \gg n_i \text{ つまり、流入する電子密度(あるいはホール密度)}$$

度)は、真性キャリア密度より圧倒的に高いから、

$$U = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + p_i)} = \frac{n^2 - n_i^2}{2\tau_r(n + n_i)} = \frac{n - n_i}{2\tau_r} \approx \frac{n}{2\tau_r} = \frac{n_i}{2\tau_r} \exp\left(\frac{eV_a}{2k_B T}\right) \text{ となる。ここで、} pn \text{ 積は}$$

$$p_n(x_n)n_n(x_n) = p_p(-x_p)n_p(-x_p) = n^2 = n_i^2 \exp\left(\frac{eV_a}{k_B T}\right) \text{ を用いて、} n = n_i \exp\left(\frac{eV_a}{2k_B T}\right) \text{ となることを用い}$$

た。再結合による電流 J_r の空乏層の中での変化率が $-\frac{dJ_p}{dx} = eR_p$ で表されているから、再結合電流は空乏

層内の再結合速度を、空乏層領域で積分して $J_r = \int_{-x_p}^{x_n} eR_p dx$ で求められる。

空乏層の n 型領域側の端 x_n では、注入される少数キャリアであるホールは n 型領域の多数キャリアである電子と再結合して消滅してゼロとなるから、再結合電流 J_r は空乏層の p 型領域側の端におけるホール電流成分だけになる、つまり、

$$J_r = J_p(-x_p) \text{ なので } J_r = J_p(-x_p) = \frac{e(x_p + x_n)n_i}{2\tau_r} \exp\left(\frac{eV_a}{2k_B T}\right) \equiv J_{r0} \exp\left(\frac{eV_a}{2k_B T}\right) \quad \text{ここで、} J_{r0} = \frac{e(x_p + x_n)n_i}{2\tau_r} \text{ であ}$$

る。順バイアス電圧時の実質的な再結合電流は、ゼロバイアスでの再結合電流を差し引いて

$$J_r \equiv J_r - J_r(V_a = 0) = J_{r0} \left[\exp\left(\frac{eV_a}{2k_B T}\right) - 1 \right] \quad \text{この場合は、理想因子 } n \text{ が } 2 \text{ となる。実デバイスでは理想因子が}$$

1(拡散電流のみ)と 2(再結合電流のみ)の間になる。理想因子 n は JV 特性を、片対数プロットの傾きから求められる。 pn 接合デバイスの IV 特性を測定すると、大体 3 つの特徴的な電圧領域に分類できる。低電圧領域では、少数キャリア注入がされていないので、再結合電流成分が主要で片対数プロットすると傾きが 2 に近い。電圧を上げていくと、少数キャリア注入が行われるので、拡散電流が主要となり、片対数プロットで傾きが 1 になる。さらに電圧を上げていくと、デバイスを流れる電流が大きくなり、これまで空乏層以外の中性領域では電圧降下がないことにしてきた前提が崩れ、中性領域にも電界がかかり、電圧降下(電圧降下は抵抗×電流)つまり抵抗成分が現れる。従って両対数プロットをすると、傾きが 1 の直列抵抗成分が現れる。

今回は、 pn 接合を二つ組み合わせた $nnpn$ バイポーラトランジスタについて説明します。