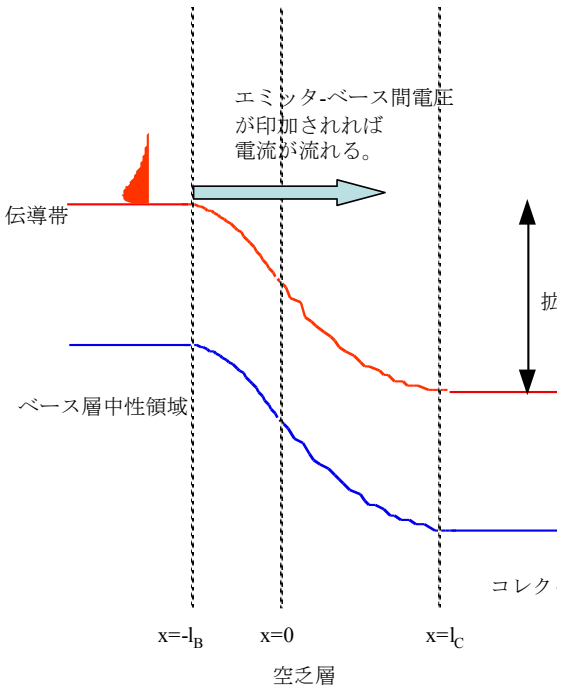
## 第５回　コレクタの設計

コレクタ pn 接合内の空乏層

いままでは、バイアスを変化させてもベース層の中性領域の幅であるＷは変化しないとした。しかし、実際は pn 接合に逆方向の高い電圧を印加すると空乏層幅はかわる。まず空乏層を計算しよう。ベース側に広がる空乏層幅を$l_B$、コレクタ側に広がる空乏層幅を$l_C$ とする。




ベースコレクタ間空乏層の模式図

まずポアソンの方程式を使う。$\frac{d^2\phi}{dx^2}=-\frac{\rho}{\varepsilon_s}$ ここで $\varepsilon_s$ は半導体の誘電率

$$\frac{d^2\phi}{dx^2}=\frac{qN_B}{\varepsilon_s}\ (-l_B<x<0),$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2}=-\frac{qN_C}{\varepsilon_s}\ (0<x<l_C)$$

積分した $-\frac{d\phi}{dx}$ は電界だが、中性領域には電界は存在しないことを考慮して定数を決めると

$$\frac{d\phi}{dx}=\frac{qN_B}{\varepsilon_s}(x+l_B)\ \ (-l_B<x<0)$$

$$\frac{d\phi}{dx}=\frac{qN_C}{\varepsilon_s}(-x+l_C)(0<x<l_C)$$

また x=0 で面電荷は存在せず、電界が不連続に跳んではいけないから、$N_Bl_B=N_Cl_C$。この式から、$l_B$と$l_C$の比は両者のキャリヤ濃度の比に等しいことが判る。従って電界は、境界で最もたかい山形の２本の直線で表される。ここでの電界は $\frac{qN_Cl_C}{\varepsilon_s}$ である。

電位を求めよう。x=0 で $\phi=0$ とすると

$$\phi=\frac{qN_B}{2\varepsilon_s}(x^2+2l_Bx)\ \ (-l_B<x<0)$$

$$\phi=\frac{qN_C}{2\varepsilon_s}(-x^2+2l_Cx)\ (0<x<l_C)$$

。（中性領域で

$$\phi=-\frac{qN_B}{2\varepsilon_s}l_B^2\ (x<-l_B)$$

$$\phi=\frac{qN_C}{2\varepsilon_s}l_C^2(l_C<x)$$

は一定の値）従って電位分布は二次関数であり、放物線の形になる。逆バイアス電圧がかかった状態ではこの両端での差の和が印加電圧＋拡散電位

$$\Phi_D+V=\frac{qN_B}{2\varepsilon_s}l_B^2+\frac{qN_C}{2\varepsilon_s}l_C^2$$

。ここで $N_Bl_B=N_Cl_C$ で$l_B$を消去し、分母を揃えると

$$\Phi_D+V=\frac{q(N_C+N_B)N_C}{2\varepsilon_sN_B}l_C^2$$

従って

$$l_C=\sqrt{\frac{2\varepsilon_sN_B(\Phi_D+V)}{qN_C(N_C+N_B)}}$$

、同様に

$$l_B=\sqrt{\frac{2\varepsilon_sN_C(\Phi_D+V)}{qN_B(N_C+N_B)}}$$

。普通キャリヤ濃度はどちらかが大きいという近似を置くので、大きいほうのキャリヤ濃度が分母分子で消し合ってキャリヤ濃度の低い側のみに広がる。例えば$N_B>>N_C$ならば$l_C$のみが大きくなりその値は

$$l_C=\sqrt{\frac{2\varepsilon_s(\Phi_D+V)}{qN_C}}$$

である。しかし、ベースのキャリヤ濃度が低かったり、逆方向電圧が大きいとベース側の空乏層が広くなり、ベース層を作っている p 型の領域のうちの中性領域と空乏層の占める割合が変わることが判る。

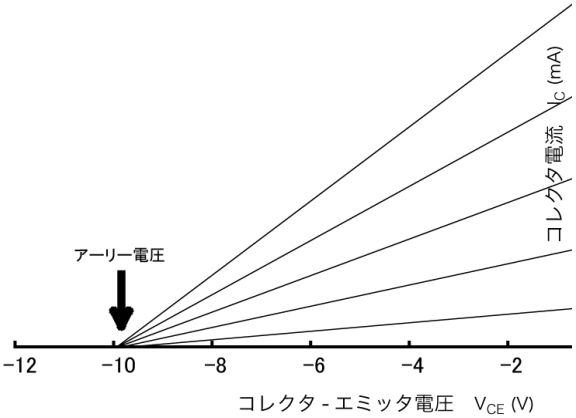
パンチスルー

印加電圧を大きくすると最後に中性領域が無くなる。このときベース電流によってコレクタ電流を制限することができなくなる。これは MOSFET と同様に突抜け(パンチスルー)と呼ばれる。パンチスルーが起こらないことは、バイポーラトランジスタ動作に必須であり、コレクタのキャリヤ濃度をベース濃度に

比較して低くする必要がある。

アーリー効果

電圧が印加されて、中性領域が狭くなると、コレクタ電流が増える。従って静特性において、一定のベース電流のコレクタ電圧-コレクタ電流特性をはかると正常活性領域においても傾きを持つことになる。MOSFET におけるチャネル長変調効果（チャネル長ではなくベース中性領域幅が変わる）にあたる効果であり、アーリー効果と呼ばれる。簡単な計算を行うと異なったベース電流の正常活性領域のコレクタ電圧-コレクタ電流特性を延長すると X 軸と一点で交わる。この電圧はアーリー電圧と呼ばれる。
(等価回路としてはガンメルプーンモデルではこの挙動を説明できる。)




()

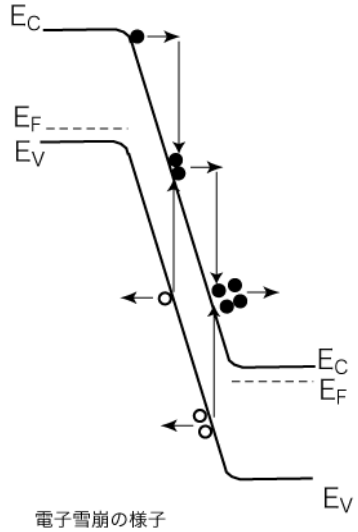
エミッタ接地特性とアーリー電圧の関係

降伏電圧

一方、パンチスルーが起こらない状態でも、正常活性領域で大きなコレクタエミッタ電圧が印加されると、ベース電流によってコレクタ電流が制御できなくなる現象は起こる。単純なベースコレクタ接合での降伏である。ここで降伏現象をおこす二つのメカニズム、電子雪崩効果とツェナー（トンネリング）効果に着目しよう。

電子雪崩現象

pn 接合だけとしてみたベース-コレクタ間のダイオードに流れる電流は、$I_0(\exp(qV_{BC}/kT)-1)$で表されるが、通常は逆方向に電圧をかけているので、$\exp(qV_{BC}/kT)$は非常に小さく電圧に依存しない$-I_0$のいわゆる逆方向飽和電流が流れる。しかし、コレクタ電圧が上がるとコレクタ空乏層の電界もあがり、電子は、エネルギーギャップ程度のエネルギーを持てる。散乱時に電子と正孔の組合せを作る。出来た電子が再び加速され散乱原因となる。このくり返しでキャリヤがどんどん増えていくのが電子雪崩（またはアバランシェ効果）と呼ばれる効果である。この現象は特に空乏層中の電界が高いと起こり、pn 接合ダイオードの逆耐圧を決める要因の一つである。トランジスタの pn 接合も、その接合に許される逆耐圧を越えることは出来ない。




電子雪崩の様子
（実際には正孔でも雪崩が起こることに注意）

pn 接合中の最大電界は、先に示したように接合面における $\frac{qN_C l_C}{\varepsilon_s}$ であり、$N_B >> N_C$を仮定すると $\sqrt{\frac{2(\Phi_D+V)qN_C}{\varepsilon_s}}$ となる。従って電界はキャリヤ濃度及び電圧の 1/2 乗に比例する。電子雪崩降伏は、キャリヤ濃度に弱く依存するが $10^5$V/cm 台の電界で起こり始める。もし、電子雪崩がおこる電界が一定($E_{crit}$)とすると、耐圧は $V \approx \frac{\varepsilon_S E_{crit}^2}{2qN_C}$ となる。従って耐圧をとりたいときには低いキャリヤ濃度が

望ましい。

このベースコレクタダイオードとしての耐圧がエミッタ開放コレクタベース耐圧 $BV_{CBO}$ である。

一方、エミッタ接地特性で大事になる特性は、ベース電流が 0 のときのコレクタエミッタ間の耐圧であり、これはベース開放コレクタエミッタ耐圧 $BV_{CEO}$ と呼ばれている。ベースコレクタ間に流れる電流がベースの電位を押し下げる為、$BV_{CBO} > BV_{CEO}$ である。

ツェナー降伏

高い不純物密度からなる pn 接合に逆バイアスを印加すると、電界が非常に高くなり、禁制帯幅程度の電圧降下がごく薄い厚さで起こるようになる。そのとき電子はトンネル効果によって価電子帯と伝導帯の間を通り抜けるようになる。このトンネル効果によって急激に電流が流れることによる降伏をツェナー降伏と呼ぶ。キャリヤ濃度が $10^{18}cm^{-3}$ 台で電界がおよそ $10^{6}V/cm$ を超えると起こる。通常ではコレクタでは電子雪崩が先に起こるが、エミッタベース接合では容易にトンネリングが起きる。

コレクタ効率

ベースコレクタ間の空乏層に入った電子は電子雪崩現象をおこして、電子の数が増大する。降伏が起こるとは通常完全に制御出来なくなる状態を指すが、その前でも若干電流が増える現象はあり、これをコレクタ効率が上がったと表す。コレクタ効率は 1 より大きい。