

半導体物理学 第 9 回

勝本信吾

東京大学物性研究所

2011 年 6 月 10 日

2.3 少数キャリアの注入

非平衡状態を扱う上で大変便利な概念，準フェルミ準位 (quasi Fermi level) を導入しておこう．質量作用の法則 (7.11) は，ドーピングのあるなし，pn ホモ接合による電場のあるなしによらず，平衡状態であれば成立するが，接合の両側に電圧を印加すると，これによって少数キャリア濃度は変化し成立しなくなる．そこで，式 (7.9)，(7.10) と同型の

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_i}{k_B T}\right), \quad p = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (7.28)$$

で，準フェルミ準位 E_{Fn} ， E_{Fp} を定義する．すなわち，

$$E_{Fn} \equiv E_i + k_B T \ln\left(\frac{n}{n_i}\right), \quad E_{Fp} \equiv E_i - k_B T \ln\left(\frac{p}{n_i}\right). \quad (7.29)$$

このように書ける，ということは，我々は「非平衡状態」に対して同電荷符号のキャリア同士の間相互作用 (散乱) は極めて速やかで，接合に平行な面でカットした各断面においてはキャリア

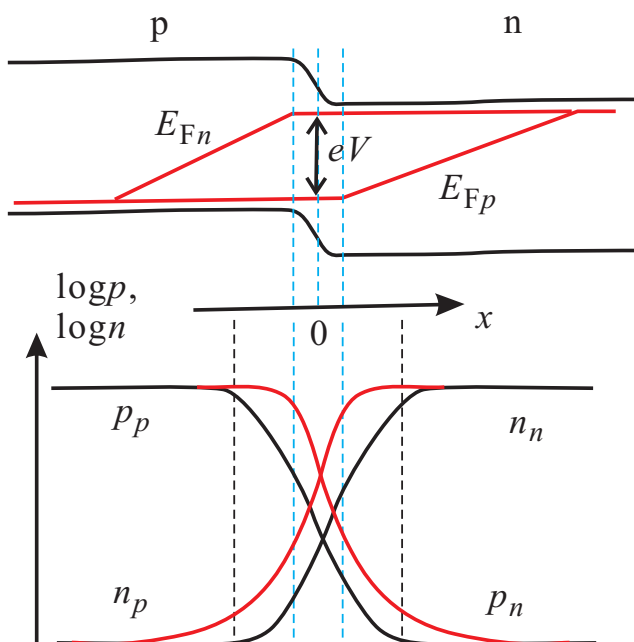


図 1 順方向電圧 V が加わった場合の pn 接合面付近の準フェルミ準位の様子を模式的に描いたもの．下は， V がある時とない時でのキャリア濃度を模式的に描いたもの．縦軸は対数的に取っている (少数キャリアと多数キャリアとでは濃度の桁が異なるため)．対数軸のため強調してはいないが，多数キャリア濃度は注入された少数キャリアの電荷を中和するため空乏層境界付近でやや高くなっている．

内で擬似的な熱平衡分布が生じていると仮定していることを意味する．これは，高速分光などの測定結果から多くの場合良い近似であることが知られている*1．

仮定により，p 型 n 型それぞれの領域での接合から遠い領域では熱平衡近似が成立し， E_{Fn} ， E_{Fp} は一致する．これらを領域内で E_F としても良いが，接合に加わっている電圧 V に対してこれらの E_F の間には eV だけの差がある．定義より質量作用の法則（半導体方程式）は

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{k_B T}\right) \quad (7.30)$$

と変化する．pn 接合に順方向（電流が流れる方向，p 型に，より高い電圧）のバイアスが加わっているとこれは $E_{Fn} > E_{Fp}$ を意味するから， $pn > n_i^2$ ，逆方向ではこれと逆の不等号となる．

接合に順方向電圧 V が加わると，小電流の仮定の下では n 領域，p 領域では E_{Fn} ， E_{Fp} はそれぞれ一定で，空乏層内でもキャリア再結合がないとするとキャリアは総エネルギー（運動エネルギー + ポテンシャルエネルギー）を変化させることなく移動するのでやはり一定である．従って空乏層内で $E_{Fn} - E_{Fp} = eV$ で，空乏層の端では少数キャリアの濃度が平衡時に比べて増大する．これを pn 接合順方向電圧による少数キャリア注入という．

注入された少数キャリアは，p，n それぞれの領域内では電場がかかっていないので，拡散でのみ流れ，様々なプロセスを経て多数キャリアと再結合して本来のバルクの濃度まで緩和する．これは確率過程であり，少数キャリア濃度は指数関数的に緩和する．緩和の特徴的長さを少数キャリア拡散長と呼ぶ．この緩和領域においてはバンド端位置 (E_c ， E_v) は電場を無視できることから空間変化しないので，準フェルミ準位は（分布の裾がエネルギーに対して指数関数的であることから）ほぼ線形に変化して各領域でバルクの値に合流する（図 1 下）．

2.4 太陽電池

太陽電池についてはすでに秋山先生の講義で触れられているが，少数キャリア注入の良い例であるため簡単に復習しよう．

太陽電池 (solar cell, photovoltaic cell) は，太陽光を照射することで発電をする 2 端子素子である．現在使用されている太陽電池は（バイオマス等を太陽電池と呼ばないことにすれば）ほとんどすべて pn 接合型である．地球上に降り注ぐ太陽光は，太陽表面の温度を反映して図 2 に示したように，ほぼ 6000°C の黒体輻射と類似のスペクトルを持っている．このように太陽光をフォトンの集合体と考えた場合，簡単な図式として 6000°C のフォトン熱浴と室温のキャリア集合体との間で動作する熱機関というものを直ちに想起するかもしれない．実際，太陽電池初期に熱力学的効率の極限を計算した有名な論文 [1] でもほぼこのような線に沿って考えている．しかし，もちろん，ほぼ平行光線である地上の太陽光は熱平衡にはない．この非平衡性を使用したのが縦に pn 接合を 2 つ以上積層したタンデム型太陽電池であり 40% を超える効率が報告されて

*1 このように部分系を考えて準熱平衡が達成されているとして各部分系に化学ポテンシャルを付与する方法は，非一様系の電気伝導にしばしば現れる．例えばスピントロニクスで非平衡スピン注入を考える場合，磁化方向スピンと反平行スピンの各キャリアに別の化学ポテンシャルを付与する．

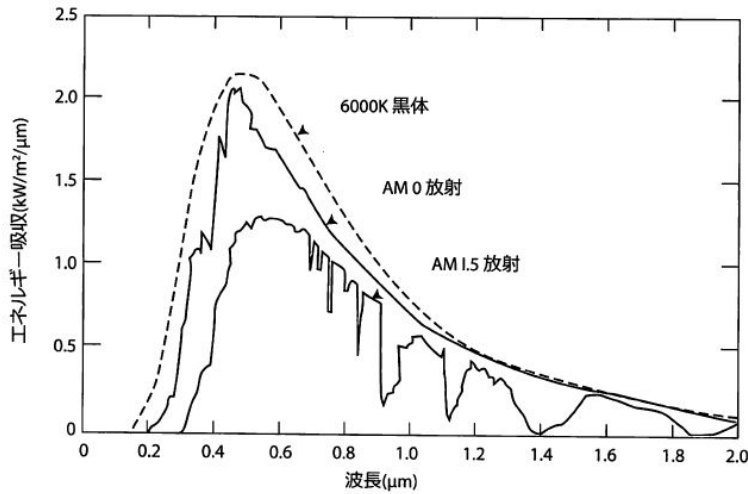


図2 太陽光のエネルギースペクトル．地球近くの宇宙空間のもの (AM0)，地表標準 (AM1.5，天頂からの傾き角約 48°) と 6000°C の黒体輻射スペクトルを示している．ただし，地表標準は制定団体などによって色々である．

いる．

pn 接合に，バンドギャップよりもエネルギーの大きな光を照射することを考える．ここでは簡単のため，光吸収によって光強度が一定とはならない効果を見捨て，pn 接合を含む領域で光吸収による一様な少数キャリア生成があるとする．その割合を G と置くと，n 領域中の正孔に関する拡散方程式は

$$D_h \frac{d^2 p_n}{dx^2} = \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_h} - G, \quad \therefore D_h \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{\tau_h} - G \quad (\Delta p \equiv p_n - p_{n0}) \quad (7.31)$$

となる． D_h, τ_h はそれぞれ正孔の拡散係数，少数キャリア緩和時間であり，拡散長 L_h は $\sqrt{D_h \tau_h}$ で定義される．(7.31) の一般解は， A, B を定数として

$$\Delta p = G\tau_h + A \exp\left(\frac{x}{L_h}\right) + B \exp\left(-\frac{x}{L_h}\right) \quad (7.32)$$

と求められる．まず， $x \rightarrow \infty$ で発散しないために $A = 0$ である．便宜上 x 軸の $x = 0$ の点を空乏領域の端に取り直すと， $G = 0, x = 0$ に対する境界条件として

$$p_n(0) = p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right)$$

であるから，解は

$$p_n(x) = p_{n0} + G\tau_h + \left[p_{n0} \left(\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right) - G\tau_h \right] \exp\left(-\frac{x}{L_h}\right) \quad (7.33)$$

と与えられる． $V = 0$ に対するこの解の様子を図 3(a) に示している．

n 領域での正孔の拡散速度は $v_p = L_h / \tau_h = D_h / L_h$ と書けるので，正孔の拡散電流 $-eD_h dp/dx$ は

$$J_h(x) = \frac{eD_h p_{n0}}{L_h} \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_h}\right) - eGL_h \exp\left(-\frac{x}{L_h}\right) \quad (7.34)$$

と書くことができる． $J_h(0)$ からわかるように，これは暗状態の特性 (7.27) に光による $-eGL_h$ を加えたのと同型である．電子電流，また空乏層内での光によるキャリア生成を入れても関数型

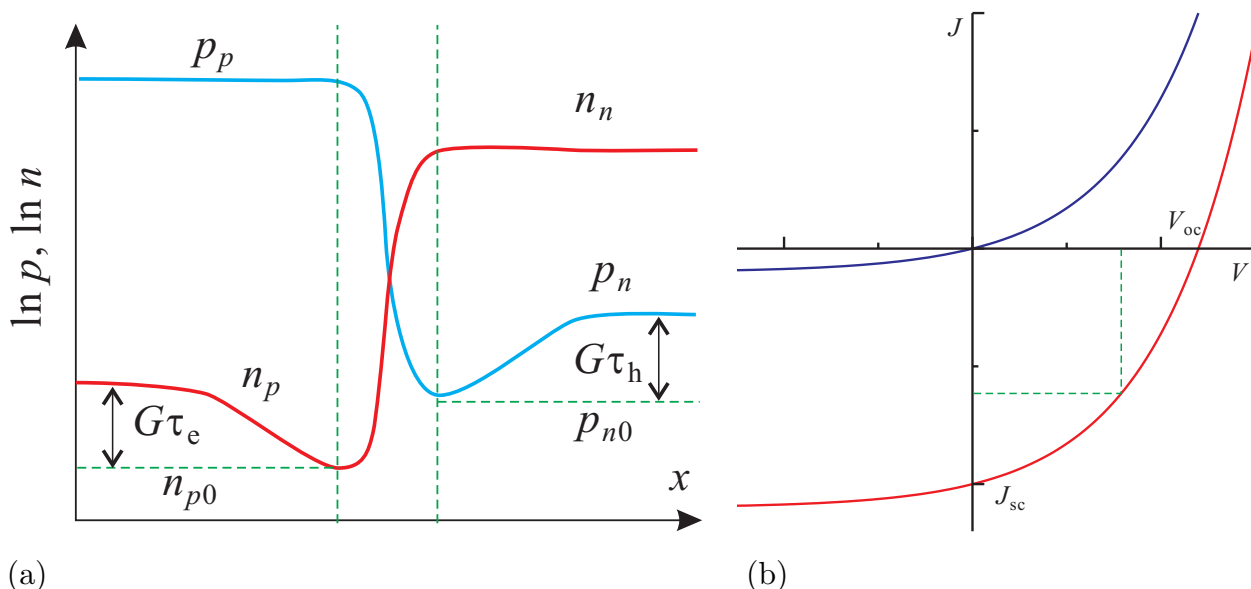


図3 (a) 光照射により少数キャリア生成 G がある場合の pn 接合付近のキャリア濃度分布を模式的に示した．垂直の破線で挟んだ領域が空乏層．バイアス条件はほぼ短絡 $V = 0$ としている．(b) 暗状態と光照射下での pn 接合の IV 特性を模式的に示したもの．

は変化しない．すなわち，光照射下では，pn 接合の IV 特性は図 3(b) のように，暗状態の特性を短絡光電流 J_{sc} 分だけ負電流側にシフトしたものになっている．

太陽電池の電気エネルギー生成特性は結局 IV 特性で第 4 象限の振舞いによって決まる．短絡したときの光電流 J_{sc} ，両端を開放したときの電圧開放端電圧 V_{oc} は重要なパラメータとなる．また，IV 特性の形状により現実の動作点はこれらの内側で電流電圧積の大きさが最大になる点を選ぶ．この時動作点の電流電圧積の $|J_{sc}V_{oc}|$ に対する比を充填率 (Filling Factor, FF) と呼ぶ．

3 接合型トランジスタ

接合型トランジスタ (Transistor, Transfer と Resistor を合成した造語) は現在でも広く使用されている極めて息の長い技術であり，何と云っても半導体物理学・エレクトロニクスの扉を開けることで，人間世界をすっかり塗り替える現代の魔法の巻物の紐を解いた点では，20 世紀最大の発明の少なくとも一つである．1947 年のクリスマス少し前 (12/16 と云われる．特許出願は 23 日) にベル研でバーディーン，ブラッテンが半ば偶然に発見した点接触トランジスタの動作を見た，同研究グループのリーダー，ショックレーが接合型トランジスタに関する天才的閃きを得たのは同年大晦日と言われる．翌年の 1/23 には早くも理論を完成させ，1 年後には実験的実現に漕ぎ着けている．「構造敏感」と言われた半導体の性質を利用し，人工的な構造を固体中に作り出すことで新しい機能を生み出し，また，新しい物理学の舞台を創造する，半導体物理学の輝かしい夜明けである．

今回はその動作原理を理解することを目標とする．

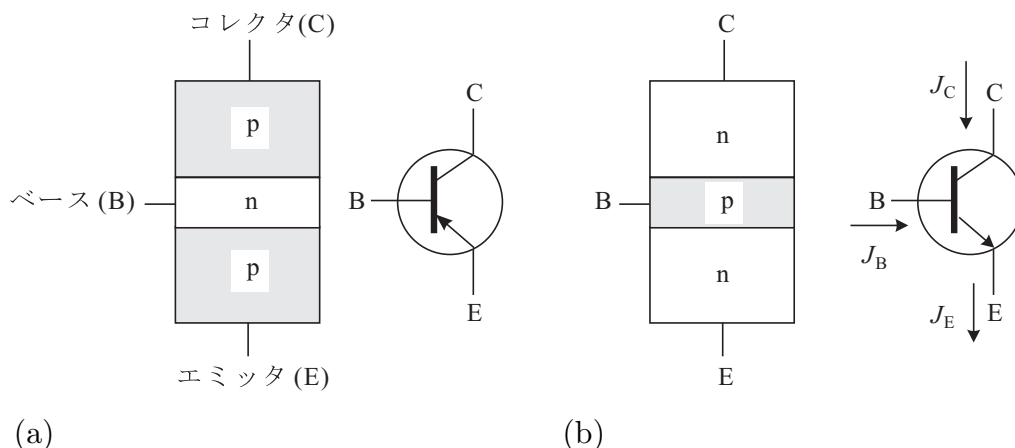


図4 (a)pnp型トランジスタの構造と回路図．端子名．(b)nnp型トランジスタの構造と回路図．

3.1 接合型トランジスタの構造

最も基本的な接合型トランジスタ (バイポーラトランジスタとも呼ばれる．Bipolar Junction Transistor, BTJ) は図4のようにpn接合を近接させて2つ並べた構造をしており，nnp型とpnp型の2種類がある．中央の層からも電極を引き出すため，端子が3つある3端子素子である．両端の電極をコレクタ (Collector, C)，エミッタ (Emitter, E) と呼び，中央電極をベース (Base, B) と呼ぶ．ごく初期にはベースとなる基材の両面から，基材のドーパントの逆となるドーパント金属を合金化することで作製していた．やがてリソグラフィーと熱拡散，あるいはイオン打ち込みを組み合わせるようになってきたが，ベースという名称はそのまま使われている．

トランジスタとしての動作をさせるには，ベースは非常に薄く作る必要がある．少なくとも前節で見た少数キャリア拡散長より薄く作らなければならない．実際には μm を切る厚さのものが使用されている．

回路図は図4のように「ベース」に2つの電極が接続されている様子を象形的に描いたものである．丸囲いは省略する場合も多い．pnpとnnpは矢印の向きで区別する．以下ではnnp型を考えることとし，各端子の電流の向きを図のように決めておくことにする．

3.2 接合型トランジスタの電流増幅特性

まず，B-Cに定電圧電源をつないでコレクタに流れる電流 J_C を見ると (都合上符号を反転した)，B-Cだけ取り上げればpnダイオードであるから，既に見てきたような整流特性を示している ($J_E = 0$ の場合)．ここへ，エミッタに定電流電源を接続し，電流を流し出す (電子を押し込む) と図5(a)のように， $V_{BC} - J_C$ 曲線は，負電流側へシフトする．これは太陽電池の特性図3とそっくりである点に注意しよう．見た目が似ているというだけでなく，物理的にほぼ同じ状況が作り出されている．すなわち，太陽電池では光照射によって少数キャリアを生成し，その拡散流によって電荷が運ばれるのに対して，トランジスタのこの構成では，ベース-コレクタのpn接

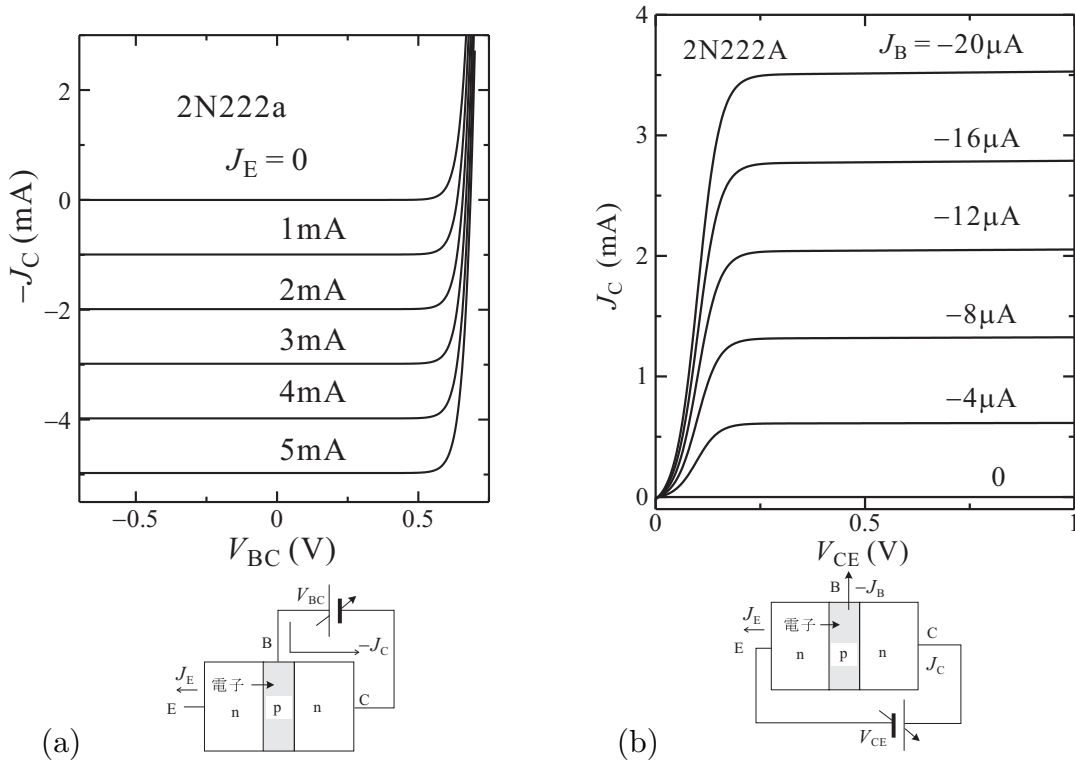


図5 (a) 下図に示したような実験回路で、 V_{BC} を変化させてコレクタに流れる電流 (の符号を反転したものを) を測定した。ベース-コレクタのダイオード特性。エミッタからベースへ電子を注入するに従い、太陽電池の光起電力に類似の特性となる。(b) コレクタ-エミッタに電圧 V_{CE} を加えても、接合の片側が逆方向バイアスとなるため電流はほとんど流れない。が、ベースを電流バイアスすると、電流値に応じてコレクタ電流が飽和する形で電流が流れる。

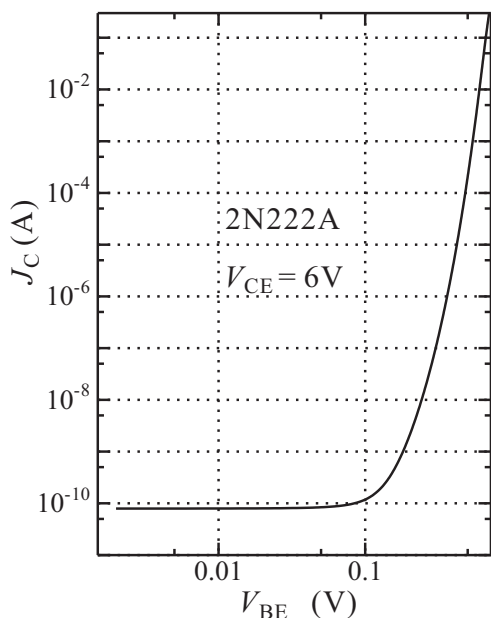
合に対して、もうひとつの pn 接合、エミッタ-コレクタを通して少数キャリアが注入されている。

以上の物理現象を使って、トランジスタによる信号増幅の手立てを考えよう。図 6(c) のようにコレクタ-エミッタ間を電圧でバイアスする。ベース-エミッタ間の電圧 V_{BE} がゼロの時は少数キャリア注入が生じていないため、コレクタ電流は流れない。 V_{BE} を順方向にバイアスしていくと、エミッタからベースに少数キャリアが注入されるようになる。この注入キャリアは拡散流によって運ばれるため、ほとんどは遠方にあるベース電極ではなく、直ぐ目の前にあるベース-コレクタの pn 接合に注入される。従って、 J_C は V_{BE} に対して図 6(a) のように非常に鋭敏に変化する。ただし、このままでは非線形性が極めて強く、信号増幅素子としてはほとんど使い物にならない。

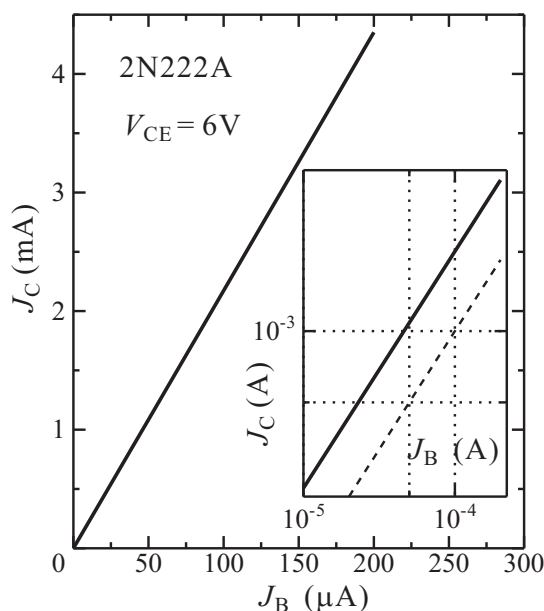
しかしここでうまい手があり、注入キャリアの一部は再結合によって多数キャリア電流になり、一部はコレクタに吸収されずにベース電極に流れ出るから、ベース電流 J_B は V_{BE} に対して J_C と係数が異なるが同じ特性で変化するはずである。すなわち、 J_C は J_B に比例し、

$$J_C = h_{FE} J_B \quad (7.35)$$

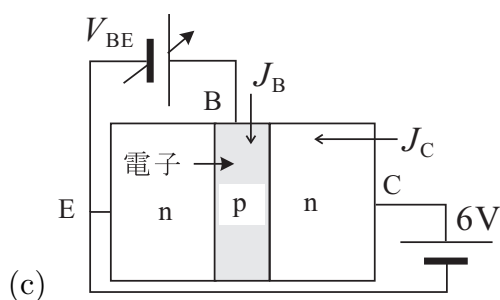
と書けると考えられる。実際、測定してみると、図 6(b) のように、極めて良い直線性を示していることがわかる。 h_{FE} は電流増幅率と呼ばれ、また、このことから「バイポーラトランジスタは電流増幅デバイス」という言い方がなされる。実際、そのように扱って回路上は問題にならな



(a)



(b)



(c)

図6 (c) のような実験回路で測定したトランジスタの特性．(a) コレクタ-エミッタをバイアスして、ベース-エミッタ間を順方向にバイアスしていくと、 V_{BE} に対して非常に敏感に J_C が変化する．(b) これを J_B と J_C 間の関係と考えると、(同一ダイオードの特性を見ているのと同じであるから) 非常に線形性が良くなる．挿入図は両対数プロットで、破線は傾き 1 を表している．

いが、物理的には以上のような意味であるので、「小さな電流が大きな電流を引き込む」というような因果関係はない．小さな電流をモニタしながら電圧を通して大きな電流を制御している、と見る方が物理的には実際に近い．

電気回路的に重要なことは、電流増幅デバイスであるため、電圧バイアスは入力インピーダンスが低くなる領域にセットされるといこうことである．特に高周波回路では伝送路の特性インピーダンスとのマッチングに注意を要する．また、バイアスの取り方にもよるが、増幅器として使用する場合は、ベース-エミッタ間の電圧は注入電流を制御しやすいダイオードの閾値付近に来ることになる．

3.3 エミッタ接地増幅回路

(講義なし)

この節は、実験家の方のためのトランジスタ回路入門編である．講義では触れない．実際にトランジスタをどのように使用するか、回路とその動作を見てみよう．図7はエミッタ接地増幅回路と呼ばれるものである．入力信号はベースに伝えられ、コレクタに挿入された抵抗の端に増幅さ

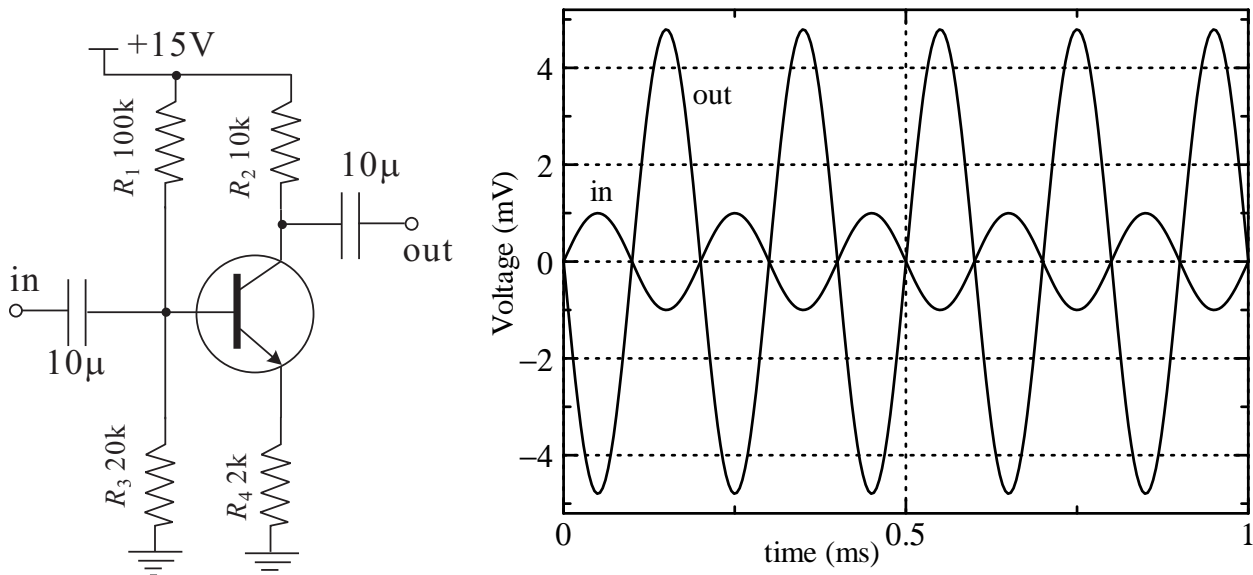


図7 左：最も一般的なエミッタ接地増幅回路．右：左図の回路でトランジスタを2N222Aとして50kHz 振幅1mVの入力を加えたときの入力と出力電圧波形．

れて出てくるようになっている．入出力がコンデンサで切られているが，これは直流的な動作点を周辺抵抗で決定し，コンデンサを通して交流入力による微小な変化を増幅してやはり直流バイアス回路とは切れた状態で交流信号として出力するためである．

図7の右図を見ると，この回路は信号電圧振幅を約5倍していることがわかる．このような増幅回路はOPアンプほど正確ではないが，OPアンプの帰還による「仮想接地」(virtual ground,あるいは「仮想短絡」virtual short)と類似の方法によって解析できる．

すなわち，図6(a)のように V_{BE} に対して閾値付近(2N222Aの場合Siトランジスタなので0.6V付近)で J_C が極めて急激に立ち上がる．また， h_{FE} が十分大きいとすると，電流連続により $J_C \approx J_E$ である．このため， J_E と R_4 によって決まるエミッタの電位は，ベースより閾値分だけ低い位置に来るはずである．

従ってベースに交流電圧 ΔV が加わったとすると，これはそのままエミッタ電位の変化に現れる．すなわち， $\Delta V_E = \Delta V$ 従ってこの時のコレクタ電位の交流振幅 ΔV_C は

$$\Delta V_C = R_2 \Delta J_C \approx R_2 \Delta J_E = R_2 \frac{\Delta V_E}{R_4} = \frac{R_2}{R_4} \Delta V$$

であるから，増幅率は R_2/R_4 で5倍になることがすぐにわかる．

3.4 簡単な物理モデル

(講義なし)

簡単なモデルとして接合部分ではキャリア再結合がない，と仮定する．すると，少数キャリアは空乏層外では減衰のない1次元的拡散流となり，面垂直方向に直線的に変化する．図1で空乏層が終わった付近の指数関数を線形近似していることに相当する．この簡単なモデルを図で表すと図8のようになる．

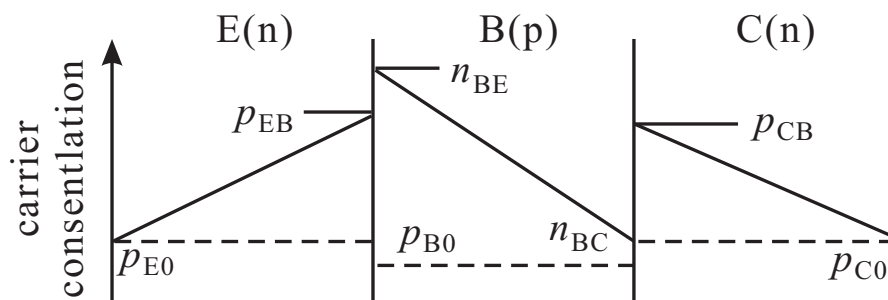


図8 少数キャリア再結合が考えている領域でないとした簡単なモデル (Ebars-Moll モデルと呼ばれる) を図で示したもの。

2つの接合について，それぞれ

$$\frac{n_{BE}}{n_{B0}} = \exp\left(\frac{eV_{BE}}{k_B T}\right) = \frac{p_{EB}}{p_{E0}} \quad (7.36)$$

$$\frac{n_{BC}}{n_{B0}} = \exp\left(\frac{eV_{BC}}{k_B T}\right) = \frac{p_{BC}}{p_{C0}} \quad (7.37)$$

である。

ベースの電子による電流はすべて拡散流であり，ベースの厚さを L_B として，

$$J_{Bn} = e \frac{D_e}{L_B} (n_{BE} - n_{BC}). \quad (7.38)$$

同様に

$$\begin{aligned} J_{Ep} &= eD_e(p_{EB} - p_{E0})/L_E, \\ J_{Cp} &= eD_e(p_{BC} - p_{C0})/L_C. \end{aligned} \quad (7.39)$$

また，キルヒホッフの法則は

$$J_E = J_C + J_B \quad (7.40)$$

と書かれる。

以上から，トランジスタの基本的特性を導くことができる。慣用法に習い，次の3つの量を定義する。

$$E = eD_h p_{E0}/L_E, \quad B = eD_e n_{B0}/L_B, \quad C = eD_h p_{C0}/L_C.$$

これらを使って J_E , J_C は

$$J_E = E \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{k_B T}\right) - 1 \right] + B \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{eV_{BC}}{k_B T}\right) \right], \quad (7.41)$$

$$J_C = C \left[\exp\left(\frac{eV_{BC}}{k_B T}\right) - 1 \right] - B \left[\exp\left(\frac{eV_{BE}}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{eV_{BC}}{k_B T}\right) \right] \quad (7.42)$$

と表される。

すでに述べたように，電流を電圧で制御する形になっているが，指数関数になっている上に温度が指数に入っており，回路素子としてはこのままでは大変使いにくいことがわかる。これを先に述べた処方箋を用いて，電流増幅素子の形に作り直す作業が必要であるが，やや回路論に深入りしてしまうので，本講義ではここまでとする。

4 電場効果トランジスタ I

電場効果トランジスタ (Field Effect Transistor, FET) は, BJT と比べても極めて広範囲で使用されており, 半導体デバイスの中でも主力と呼べるものである. 動作原理は BJT と比べても簡単であり, 概念的な発明は BJT よりも先であるが, FET の動作のためには BJT よりも更に高度な半導体テクノロジーを要したため, その実現は BJT よりも遅れることとなった. また, 現在の中心的な構造は, 金属-酸化物-半導体 (Metal-Oxide-Semiconductor, MOS) 型であるが, pn 接合を使用した接合型 FET (Junction FET, JFET) が先に実用化された.

4.1 pn 接合と空乏層

JFET の動作を理解するには, pn 接合にかかる逆方向電圧と空乏領域との関係を見ておく必要がある. pn 接合を図 9 のように置き, x 座標に依存する電位を $\phi(x)$ とする. ポワソン方程式は

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -aq(x) \quad (a \equiv (\epsilon\epsilon_0)^{-1}) \quad (7.43)$$

と書くことができる. 空乏領域の電荷分布に関して第 3 節と同じ簡単な仮定をすると,

$$\begin{cases} q = -eN_A & (-w_p \leq x \leq 0), \\ q = eN_D & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (7.44)$$

である. $\phi(-\infty) = 0$ としよう. 接合に外部から逆方向電圧 V がかかっているとすると空乏層の端での境界条件は

$$\begin{aligned} \phi(-w_p) &= 0, & \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{-w_p} &= 0, \\ \phi(w_n) &= V + V_{bi}, & \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{w_n} &= 0 \end{aligned} \quad (7.45)$$

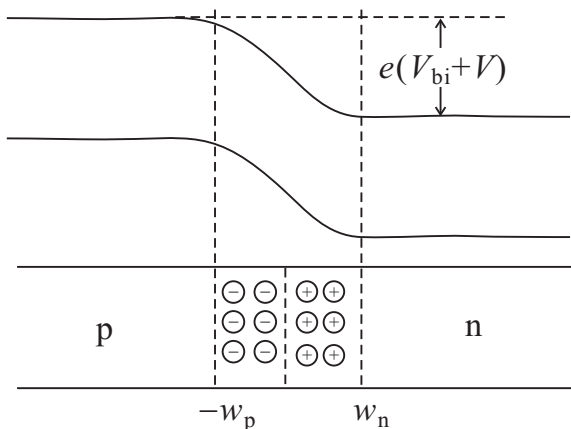


図 9 pn 接合の簡単なモデル

である．積分すると

$$\phi(x) = \begin{cases} (aeN_A/2)(x + w_p)^2 & (-w_p \leq x \leq 0), \\ V + V_{bi} - (aeN_D/2)(x - w_n)^2 & (0 \leq x \leq w_n) \end{cases} \quad (7.46)$$

である． $x = 0$ での接続の境界条件

$$\lim_{x \rightarrow +0} \phi = \lim_{x \rightarrow -0} \phi, \quad \lim_{x \rightarrow +0} (d\phi/dx) = \lim_{x \rightarrow -0} (d\phi/dx) \quad (7.47)$$

より，空乏領域の幅 w_p ， w_n は次のように求められる．

$$w_p = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_A} \cdot \frac{N_D}{N_D + N_A} \right]^{1/2}, \quad w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \cdot \frac{N_A}{N_D + N_A} \right]^{1/2} \quad (7.48)$$

$$w_d = w_p + w_n = \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{e} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right]^{1/2}. \quad (7.49)$$

p^+n 構造，すなわち $N_A \gg N_D$ であれば次のように近似される．

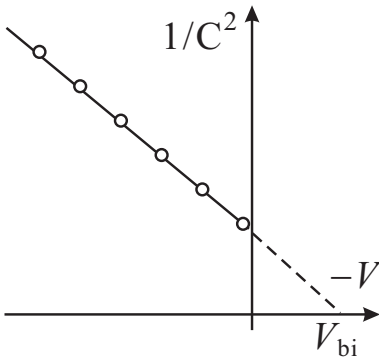
$$w_d \approx \left[\frac{2\epsilon_0\epsilon(V + V_{bi})}{eN_D} \right]^{1/2} \approx w_n. \quad (7.50)$$

すなわち，空乏領域は加えた逆方向電圧に造り付けポテンシャルを加えた量の平方根に比例する形で広がる．

この時，空乏層内に蓄積された（両領域で相殺するので片側領域の）電荷は，単位面積当たり $Q = eN_D w_d$ であるから，有効静電容量（微分静電容量）は

$$\frac{dQ}{dV} = eN_D \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon}{eN_D}} \frac{1}{2\sqrt{V + V_{bi}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0\epsilon e N_D}{2}} (V + V_{bi})^{-1/2} \quad (7.51)$$

である．



この関係式は，pn 接合の評価に良く使用される．すなわち，逆方向電圧 V を加えながら小振幅の高周波を pn 接合に加えて位相遅れから微分静電容量 $C(V)$ を測定して左図のようにプロットする（図では便宜のため横軸を $-V$ とした）と， N_D が空間的に一様であるとするデータは直線上に並ぶ． $C \rightarrow \infty$ は当然実験的には実現しないが，逆方向側のデータを外挿することで $1/C^2 = 0$ の点を求めると，これより V_{bi} を求めることができる．

更に， N_D が空間的に一様でない場合，深い準位が存在する場合など，このプロットを微分することで空間分布に関する情報を得ることができる．また， V をパルス状に加えてパルス後の過渡的応答を調べたり，光照射下で調べることで非常に多くの情報を得ることができる [4]．

4.2 接合型電場効果トランジスタ

（講義では簡単に見るだけ）

図 10 に JFET の構造模式図を示した．図は n チャネルのもので，チャネル両端にソース

(Source, S), ドレイン (Drain, D) と呼ばれる電極が取り付けられている．チャンネルはゲート (Gate, G) と呼ばれる p^+ 領域で挟み付けられている．動作原理は見てわかるように極めて簡単で，白く描いた空乏領域を，逆方向電圧をゲートに加えることで式 (7.49) に従って広げ，伝導に有効なチャンネル幅を狭めて伝導度を制御しようというものである．BJT が回路的には電流制御デバイスと言っても差し支えなかったのに対して，こちらは明らかに電圧制御デバイスであり，入力抵抗も pn 接合の逆方向抵抗となるので高入力インピーダンス素子ということになる．

簡単な物理モデルを示しておこう．これまでの pn 接合の扱いにならって，空乏層-伝導チャンネルの境目は急激であるとする．ゲート長を L , JFET の厚さを $2w_t$ とする．チャンネルに沿った方向を y 軸に取る．空乏層幅 w_d は

$$w_d = \sqrt{2aV(y)/eN_D} \quad (7.52)$$

である． $V(y)$ は y 位置に接合を通して生じている電位 (差) で， V_{bi} と逆バイアス電圧 V_{inv} を合わせたものである．今は，少数キャリアの注入はなく，多数キャリアのドリフト電流を考慮すれば良い． y 方向電場は dV/dy であり，チャンネルを流れるドリフト電流は，チャンネルの深さ方向幅を W として

$$J_{ch} = eN_D\mu_n \frac{dV}{dy} \cdot 2(a - w_d)W \quad (7.53)$$

J_{ch} をチャンネル長 L について積分すると， J_{ch} 自体は一様で $J_{ch}L$ になるはずであるから，

$$J_{ch}L = \int_0^L J_{ch} dy = 2eN_D\mu_n W \int_0^L (a - w_d) \frac{dV}{dy} dy = 2aeN_D\mu_n W \int_{V_0}^{V_L} \left(1 - \frac{w_d}{a}\right) dV. \quad (7.54)$$

$w_d = a$ となって $J_{ch} = 0$ となる V を V_c と置くと， $V_c = eN_D a^2 / 2\epsilon\epsilon_0$ であり，これを使って， $w_d/a = \sqrt{V/V_c}$ と書き， J_{ch} を次のように表すことができる．

$$J_{ch} = \frac{2N_D e \mu_n W a}{L} \left(V_L - V_0 + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_0^3 - V_L^3}{V_c}} \right). \quad (7.55)$$

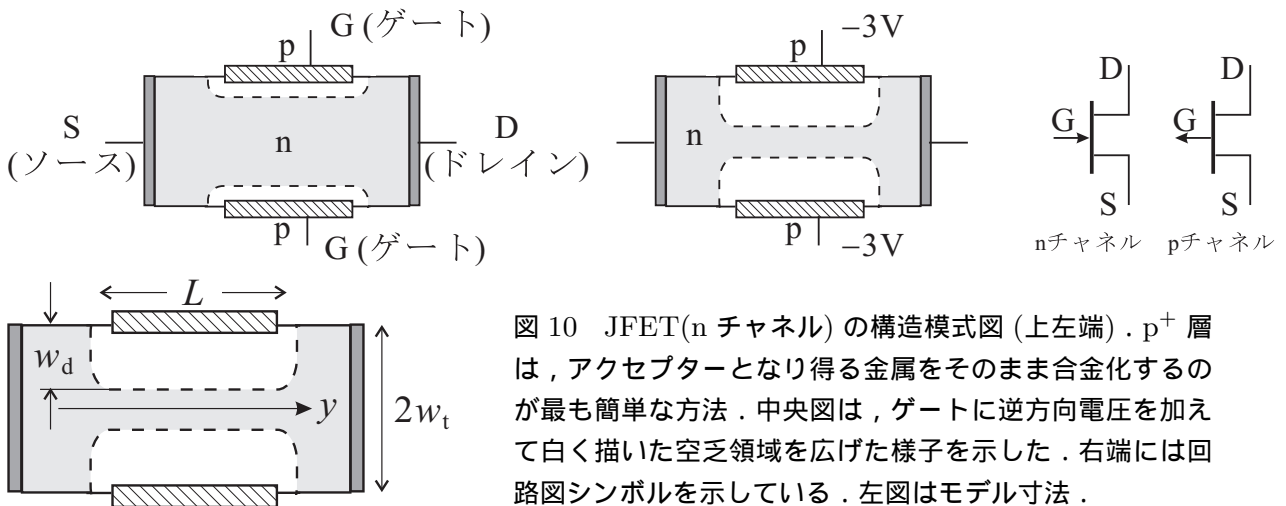


図 10 JFET(n チャンネル) の構造模式図 (上左端)． p^+ 層は，アクセプターとなり得る金属をそのまま合金化するのが最も簡単な方法．中央図は，ゲートに逆方向電圧を加えて白く描いた空乏領域を広げた様子を示した．右端には回路図シンボルを示している．左図はモデル寸法．

5 電場効果トランジスタ II

引き続き FET の動作を調べよう。ただし，pn 接合から離れて表面や界面を使用してトランジスタ動作をさせる FET を見ていくことにする。pn 接合はドーピングにより空間的一様性を破るものであるが，特にホモ接合の場合，ドーピングで接合面が決まっており，「界面」という意識が薄くまた，バルク中にできるものなので表面の影響は余り受けない。Schockley 達が，当時の工業技術で作製が容易で（とは言え，超高純度結晶の成長技術や，精密なドーピング技術など当時としては飛び抜けて困難な技術を要した）安定で再現性が高い素子作製法として pn 接合を主役に据えた理由の 1 つもこの点である。これに対して，半導体技術，素子作製技術が飛躍的に高くなると，これまで厄介者扱いであった表面や界面を制御下に置いて素子動作をさせようという動きも広がり，やがて表面・界面はバルクを圧倒していくようになる。本節はこれら「現代の主役たち」を紹介する。

5.1 Schottky 障壁 (接合)

これまで半導体のホモ接合を考えてきた。いきなり，ではあるが，半導体と金属の接合を考えよう。接合の様子を考えるとときに（安易であるが）便利な抛り所は

1. 硬いバンド近似 (rigid band approximation)
2. 接合より遠方でのバルク状態への復帰
3. 平衡状態で E_F (μ) が空間的に一定

であった。金属と半導体の接合の場合，2.，3. は良いとして，1. をどう考えるかが問題になる。

半導体表面には状態密度の高い表面準位が存在することが多く，金属=半導体接合はその影響を強く受ける。しかし，ここでは次のように考えよう。「硬いバンド」の基準となるのは，金属と半導体とで電子が抵抗なく行き来できる「バンド」の端を揃えることである。が，金属と半導体とでは通常結晶構成もまるで異なり，このようなバンドは見出すことが困難である。そこで，電子を真空準位まで引き出すことを考える。これに必要なエネルギーはいわゆる仕事関数である。半導体，金属の仕事関数をそれぞれ $e\phi_S$ ， $e\phi_M$ とする。一般に $e\phi_M \neq e\phi_S$ である。一方，接合の条件 2. より，接合より遠方ではバルクの E_F が一致し，3. よりそれは接合付近でも一定である。

以下の手続きはもちろん物理的な過程ではなく人間が頭の中で辻褄を合わせていく様子であるが，最終的な結果は実際の接合でも同じになると考えられる（もちろん，これも大いに理想化されており，本当の現実の接合では更に状況は複雑である）。

$e\phi_M$ が $e\phi_S$ よりも大きいとする。まず，真空準位を一致させて，界面までバルクの状態を伸ばしたとすると，図 11 のように半導体のフェルミ準位が金属よりも高い位置に来る。これは，半導体 金属へのキャリアの流出を生じる。流出により半導体表面付近は帯電し，面垂直方向に電場が生じる。金属側も半導体からのキャリア流入に伴い帯電するが，金属側は自由電子の濃度が桁違いに高く，遮蔽長は 1 原子層以下の長さである。従って半導体からのキャリア流入に伴う

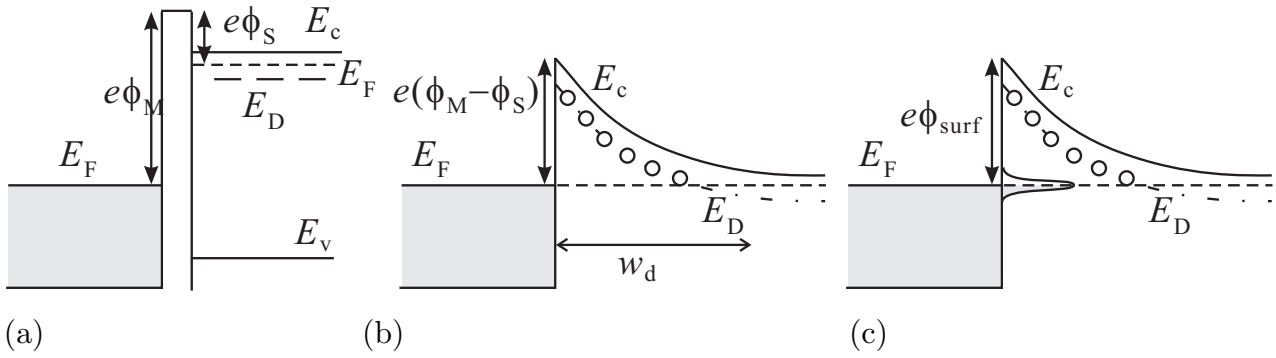


図 11 (a) 金属と半導体を、真空準位が一致するように接合した、と考える仮想的なバンドアラインメント．(b) 半導体表面準位がない、理想的な界面が形成された、とした場合のショットキー接合のバンド図．(c) 表面準位によるフェルミ準位のピン止めの様子を模式的に示したもの．伝導帯端 E_c からのフェルミ準位の位置は、表面準位位置 $-e\phi_{\text{surf}}$ に固定される．

バンドの傾きは無視できる．今、半導体側は n 型にドーブされており、ドナー濃度が N_D であるとする．金属表面に蓄積している全電荷面密度を $-Q$ とすると、表面 ($x = 0$) より x の距離での電場は $(eN_Dx - Q)/\epsilon\epsilon_0$ であり、これによる $0 - x_d$ 間の電位差は

$$\phi(x_d) = \int_0^{x_d} (eN_Dx - Q)/\epsilon\epsilon_0 dx = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{eN_D}{2} x_d^2 - Qx_d \right) \quad (7.56)$$

である．電荷が蓄積している空乏層の厚さを w_d とすると、空乏層外で電場がゼロになる条件から、 $w_d = Q/eN_D$ である．条件 $e\phi(w_d) = \phi_M - \phi_s$ より Q を決めることができ、

$$Q = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 N_D e (\phi_M - \phi_s)}, \quad \therefore w_d = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\phi_M - \phi_s)}{eN_D}} \equiv \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 V_s}{eN_D}}. \quad (7.57)$$

$eV_s \equiv \phi_M - \phi_s$ とした．以上によって金属-半導体界面には、電子 (p 型の場合は正孔) にとって図 11(b) のような障壁が生じる．これをショットキー障壁 (Schottky barrier) と呼ぶ．

半導体側に V の電圧を加えたとしても、 V はほとんど半導体側にかかると考えてよいから、半導体が見た障壁高さは $e(V_s - V)$ に変化し、金属側から見た高さは eV_s のままである．半導体側はフェルミ縮退していないので本来は運動エネルギー分布を考えて障壁を乗り越える電子数を数えるべきであるが、ここでは簡単のため運動エネルギーが均一であるとする、金属に対する熱電子放出式を使用して

$$J = AT^2 \left[\exp\left(\frac{e(V - V_s)}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{-eV_s}{k_B T}\right) \right] = eAT^2 \exp\left(\frac{-eV_s}{k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right]. \quad (7.58)$$

ここで、 A はリチャードソン係数と呼ばれる．1 項目は半導体側からの電流、2 項目は金属側からの電流である．結局、電流電圧特性は pn 接合と類似で閾値電圧がショットキー障壁高さで決まっていることになる．

以上は半導体表面を大変に理想化した場合であったが、現実の金属-半導体接合では、やはり (7.58) と類似の電流電圧特性が得られる．ただし、(7.58) では金属を取り替えれば障壁高さが変

化するはずであるが、現実には (通常の場合) 全くそのようにはならず、金属によらずほとんど常に一定の障壁高さが得られる。これは、半導体表面にエネルギー幅が狭く、非常に状態密度の高い表面準位が存在し、この状態がちょうど理想的金属-半導体界面を考えたときの金属の役割を果たして表面付近にもともと空乏層が存在するためである。このような表面に金属を接触させても、表面準位が金属の効果を遮蔽して半導体側の空乏層の様子は変化しない。この時、フェルミ準位は表面準位の位置に貼り付いた状態になる。これをフェルミ準位のピン止めという。

このように、表面準位がフェルミ準位をピン止めしてしまうと、半導体によってバンドの曲がり方が決まるため、 n 型でショットキー接合ができる半導体では p 型ではできず、逆も片方しかできないことになる。実際、GaAs では p 型のショットキー接合を作ることは困難、InP では逆に n 型のショットキー接合を作ることが難しい。このような場合でも、例えば p 型の半導体のバンドを強く押し下げて n 型のチャンネルを形成する反転層が作れると両性のデバイスができるが、ショットキー接合の場合これも困難である。

参考文献

- [1] W. Shockley and H. J. Queisser, *Journal of Applied Physics* **32**, 510–519 (1961).
- [2] S. M. Sze, K. K. Ng, “*Physics of semiconductor devices*”, (Wiley-Blackwell, 2007).
- [3] 丸善 実験物理学講座 3 「基礎技術 III」測定技術 (1999) 第 2 章 (著者は勝本なので、実は我田引水である)。
- [4] 国府田隆夫, 柊元宏 「光物性測定技術」(東大出版会, 1983)
- [5] G. Bastard, “*Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*” (John Wiley and Sons, New York, 1990).