半導体デバイスの内部電位の説明

高田 育紀

平成 26 年 12 月 27 日

半導体デバイスの動作解析では “内部電位” が重要な役割を果たす。本文章では、半導体固有で他に馴染みのないこの概念の判り易い説明を試みる。

1 不純物濃度が異なる半導体領域の内部電位

例えば、半導体に導入されたリン原子濃度が高い n^+ 領域と低い n^- 領域が隣接する場所を考える。「自由電子」は、図 1 に示すように濃度の高い n^+ 領域から低い n^- 領域に移動しようとする。これは、個々の自由電子は熱運動エネルギー kT を有しているので、自由電子の総熱エネルギーが大きい n^+ 領域から n^- 領域に拡散しようとする現象である。

そして、「自由電子」• が n^+ 領域から n^- 領域に移動した後には、正電荷を有するリン原子イオンが残る。n^- 領域に入った「自由電子」は負電荷なので、「自由電子」の移動を押し戻す方向の電界が n^+ 領域と n^- 領域の境界に生じる (図 2)。外部から電圧を加えない状況では、発生した電界による移動速度が「自由電子」の密度差による拡散速度に等しくなるまで、この正負電荷の存在領域が拡大する。 こうしたバランスが取れた状態が熱平衡状態である。

また、他の例として、片側からリン原子を導入し n 領域を形成し、反対側から硼素原子を導入して p 領域を形成した半導体片 (いわゆる pn 接合) がある (図 3)。「自由電子」• と「正孔」∘ は、それぞれ密度の高い領域から低い領域に拡散しようとする。n 領域の「自由電子」が p 領域に移動すると正のリン原子イオンが残る。また「正孔」が n 領域へ移動する

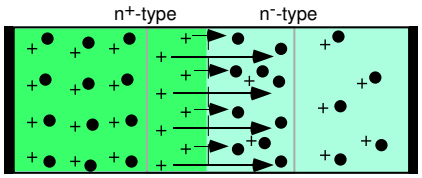

図 1: $n^+ - n^-$ 境界の不純物イオンと電気力線.
(•:自由電子, +:陽イオン)

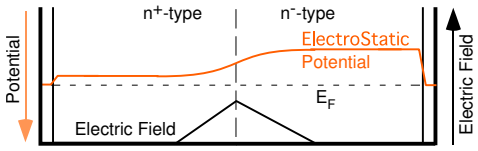

図 2: $n^+ - n^-$ 境界の電界強度と内部電位分布.

と負の硼素原子イオンが p 領域に取り残される。その結果、図 4 に示すように「自由電子」と「正孔」それぞれの移動を押し戻す方向に、p 領域と n 領域の境界に電界 (と電位) が生じる。

この半導体片に外部から電圧を加えない状況では、この正負のイオンが取り残される境界領域は、「自由電子」と「正孔」の電界による移動速度が密度差による移動速度と等しくなるまで拡大し、熱平衡状態として落ち着く。この pn 接合の図 4 と先の $n^+ - n^-$ 境界の図 2 は基本的に変わらず、ただ pn 接合の方が電界強度と電位差の値が大きい。

一方、理想気体分子とか電子にエネルギー差 (ΔE) が存在する領域があれば、熱平衡状態では密度に $\exp(-\Delta E/kT)$ 倍の違いが生じることが知られてい

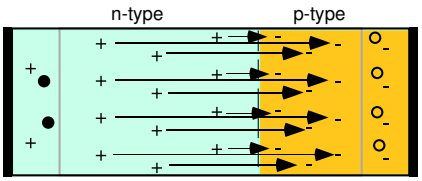

図 3: np 境界の不純物イオン分布と電気力線.
(•:自由電子, ○:正孔, +:陽イオン, -:陰イオン)

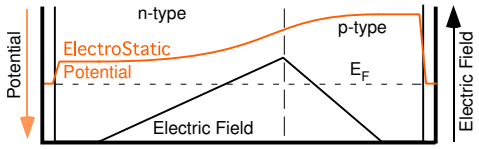

図 4: np 境界の電界強度と内部電位分布.

る[1](式 1)。

$$\exp\left(\frac{-\Delta E_{ab}}{kT}\right) = \frac{N_a}{N_b} \quad (1)$$

N_a, N_b : a 領域と b 領域の粒子密度

経験的に、半導体中の「正孔」と「自由電子」はそれぞれが種類の異なる理想気体と見なせるので、例えば「自由電子」の密度が異なる領域 (例えば n^- と n^+) では、「自由電子」のエネルギーが異なることになる。そして、良く知られた質量作用の法則 (式 2) から分かるように「正孔」密度は「自由電子」に反比例するので、「自由電子」のエネルギー差に負号が付いたものが「正孔」のエネルギー差となる。

$$n_h n_e = {n_i}^2 = C_{he}(T) \quad (2)$$

n_i : 真性電荷担体密度

$C_{he}(T)$: 温度で定まる定数

熱平衡状態では、互いに接続された全ての領域のそれぞれのエネルギー値 E_F(フェルミ準位[2]と呼ぶ) は等しくなっている。

[1]ボルツマン分布則の一形態。なお、ボルツマン分布則は理想気体分子に限られない。粒子が古典力学に従い，しかも相互作用をしないという状況で、一般的に有効である。

[2]電位も考慮した “化学ポテンシャル” に当たり、通常 E_F で示す。続いて述べる “フェルミ エネルギー” との違いに注意。

ところが、半導体では電荷担体がこの “フェルミ準位” から離れたエネルギー値にしか存在し得ない。このため、自由電子や正孔は、(熱平衡状態でも)“フェルミ準位” から離れた分だけ実質的な電位を感じる。これが図 2 や図 4 に示す電位 (Electrostatic Potential) に他ならない。これを “内部電位” と呼ぶ[3]。

なお、金属のフェルミ準位 E_F は、電子が (パウリの排他原理から) 占有できる一番高いエネルギー値[4]そのもので、一意に定まる。このため、図 2 や図 4 に示すように、熱平衡状態にあるダイオード (半導体デバイス) では、(電極が異なる金属であっても) 電極間に電位差は現れない。

さて、これらの内蔵電位の大きさは、(式 1) を変形し、自由電子密度 n_e あるいは正孔密度 n_h の関数として (式 3) で評価できる。q' は、自由電子を扱う場合には負、正孔を扱う場合には正 ($q' = q$) とする。V_{ab} は、b 領域を基準とした a 領域の電位を示す。

$$V_{ab} = \frac{\Delta E_{ab}}{q'} = \frac{-kT}{q'} \ln\left(\frac{n_a}{n_b}\right) \quad (3)$$

n_a : a 領域の電荷担体密度 (n_h or n_e)

n_b : b 領域の電荷担体密度 (n_h or n_e)

q' : 考慮する電荷担体の電荷量

例えば、n^+ 領域の不純物濃度が n^- 領域の 10^5 倍の場合には、自由電子密度も 10^5 倍となるので、n^+ 領域の電位は約 $0.3V$ 高くなる。

また、p 領域と n 領域の不純物濃度が各々N_A と N_D であるなら、n 領域に対する p 領域の内蔵電位 V_{pn} は、(式 4) で表される。正孔密度について p 領域では $n_a = N_A$ となり、 n 領域では (式 2) を使って $n_b = {n_i}^2/N_D$ となるからである。$N_A = 10^{18} cm^{-3}, N_D = 10^{14} cm^{-3}$ であれば $V_{pn} \approx -0.7V$ となり、p 領域は n 領域よりも約 $0.7V$ 低いことが判る。

$$V_{pn} \approx \frac{-kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{{n_i}^2/N_D}\right) \quad (4)$$

N_A : p 領域の不純物密度

[3]n^+ 領域は n 領域よりも “内部電位”$E_c - E_F$ 値が小さい。p 領域では、$E_v - E_F$ 値が “内部電位” となる。(E_c は伝導帯エネルギー, E_v は価電帯エネルギーを示す)

[4]紛らわしくも “フェルミ準位” と同じ E_F で表す。その速度はフェルミ速度 v_F と呼ばれる。$E_F = m{v_F}^2/2$。

N_D : n 領域の不純物密度

2　金属-半導体接触部の電位差

図 2 を見れば、金属-n^+ 接触部には電位差が存在して、それは金属-n^- 接触部ではより大きくなっていることが分かる。n 領域の内部電位は伝導帯とフェルミ準位の差 $(E_c - E_F)$ で表されるが、n 形の不純物濃度が低いほど E_F は E_c から離れるためである[5]。

互いに接触する 2 領域に電位差が存在すれば、一般的にその接触部を通る電流に整流特性が表れる。すなわち、一方への流れ方が他方と異なる特性を示す。半導体デバイスの電極接続部では、出来るだけ低い接触抵抗が求められるので、このような整流特性はあってはならない。

これを避けるためには、接触部の半導体が高不純物濃度であることが望ましいことが図 2 から窺える。実際、このことは古くから経験的に知られている[6]。

3　異種金属接合部の電位差

1 節で述べたように、互いに接触する領域が熱平衡状態である時、両領域のフェルミ準位は等しい。金属ではフェルミ準位はそのまま単に電位に対応するので、接触する金属が異なっていたもその間に電位差は存在しない。

熱電対として使用される金属の組み合わせで温度に応じた起電力が観測されるのは、両者の “熱電能” が異なるためである[7]。これは、導電性物質の電荷担体が高温側から低温側に移動することで、電荷担体の熱エネルギーも移動することで生じている。

[5] p 形半導体についても、不純物濃度について同じ傾向を示す。

[6] さらに、比較的低温の熱処理で電極金属と浅い合金を作ったり、接触表面を機械的に荒らす等の手法が併せて用いられて来た。

[7] 熱電能は、導電性物質に温度差をつけた時の $1K$ あたりの熱起電力と定義される (単位: V/K)。温度差のある金属に電流を流すと (Joule 熱以外に) 発熱または吸熱反応するという Thomson 効果と逆の現象に当たる。