

# pin ダイオードとバイポーラ トランジスタの動作原理

高田 育紀

2013/11/04

## 概要

半導体デバイスに馴染みのない初心者を対象に、バイポーラ トランジスタの動作のあらましを説明します<sup>1</sup>。大学で学ぶ固体物理学の理論は全く使いません。高校の化学と、ボルツマン分布則を知っておれば理解できるはずです。

なお、“バイポーラ トランジスタ<sup>2</sup>”というのは、トランジスタには IC に広く使われている MOSFET(Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor) も含まれるためです。IC が流布する前は、単に“トランジスタ”と言われてました。本文でも“トランジスタ”と呼びます。

## 1 はじめに

二十世紀最大の発明とも言われるトランジスタが、図1のような構造をしていることや、創業から間がないソニーが世界企業に躍進する切っ掛けになったのがトランジスタ ラジオで成功したことは良く知られています。当時、ソニーだけが、ラジオに使える高周波トランジスタを作ることができたのです。

そのトランジスタの蓋の中は図2(a) のようになってました。中央の棒がゲルマニウム結晶で、その内部の様子が図2(b) です。 $n^+$  の箇所にはリン P<sup>3</sup>、 $n$  の箇所にはアンチモン Sb を少量溶かしてました。そ

<sup>1</sup>本文は文献 [1] と [2] の内容を要約したものです。

<sup>2</sup>正確には、接合形バイポーラ トランジスタ (BJT: Bipolar Junction Transistor) と言うべきです。ごく初期には、点接触形バイポーラ トランジスタもありました。

<sup>3</sup>この場所にリンを使ったのがソニーの秘密でした。他社は、アンチモンを使ってました。

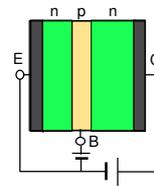


図 1: 低耐圧トランジスタ

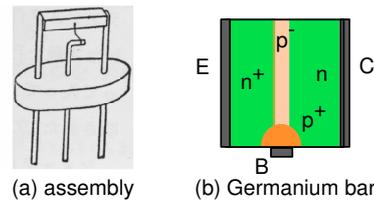


図 2: ゲルマニウム成長形トランジスタ

して、 $p^-$  と  $p^+$  の箇所には、それぞれ硼素 B とガリウム Ga を少量溶かしてました。+ と - は溶けている量の大小を示します。

E, B, C は、それぞれ emitter(放射部), base(基盤), collector(収集部) の頭文字です<sup>4</sup>。E と C は、そのままリード線と半田付けされてます。B は、20 $\mu\text{m}$  径の金線で中央のリード線と巧妙な方法で接続します。ゲルマニウム結晶は同じ色をしてるので  $p^-$  の箇所は見えません。ところが、E と C に負の電圧を掛けて、金線で結晶の電位を順に測定して行くと、 $p^-$  の場所になると電位が低下します。その電位の最小点で、金線に正電圧を掛けてパルス電流を流してゲルマニウムに溶接するのです。

<sup>4</sup>“base” とは奇妙ですが、最初の点接触形トランジスタでは、正にその上に“emitter”と“collector”の針が載ってました。

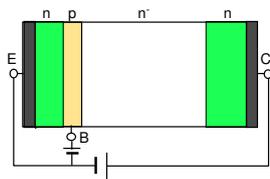


図 3: 高耐圧トランジスタ

ところが、 $p^-$  の幅は  $20 \sim 30 \mu\text{m}$  しかありません。溶接をすると金が溶けた箇所が、 $p^-$  の幅を超えてゲルマニウムに拡がります。金線にはガリウムを溶かしているの、金と共にガリウムも拡がります。その箇所が、図 2(b) の  $p^+$  なのです。

さて、このようにして出来たトランジスタは、20V 程度の電圧でしか使えません。ラジオには使えますが、エアコンのモーターを回すことは出来ません。1980 年代の始め、急速に普及したインバータ エアコンを動かしたトランジスタは、図 1 に倣って単純化して描けば、図 3 のような構造をしてました。ゲルマニウムの代わりにシリコンを使い、コレクタ側に長い  $n^-$  領域を設けることで、1,000V 程の電圧にも使えるようになったのです。 $(n^-)$  は、溶けているリンの量がごく僅かであることを表しています

ところで、色々な本でトランジスタの動作が説明されていますが、それらはどれも図 1 についてのもので、図 2(b) や図 3 には当てはまりません。

## 2 $pin$ ダイオードの内部状態

これら実際のトランジスタの動作を説明する鍵となるのが、ダイオードの動作です。 $p$  と  $n$  が隣り合わせになるとダイオード<sup>5</sup>となることは知っているでしょうが、 $p$  と  $n$  の間に  $n^-$  が挟まれているダイオード<sup>6</sup>が問題になります。例えば、図 3 では、B と E が  $pn$  ダイオードになって、B と C が  $pin$  ダイオードになっています。

$pin$  ダイオードの一例を示すと、各領域の正孔密

度  $n_h$  は、 $p^+$  では  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $n^-$  では  $10^6 \text{cm}^{-3}$ 、そして  $n^+$  では  $10^2 \text{cm}^{-3}$  というような値です。不思議なことに、どの領域の自由電子密度  $n_e$  も、これら正孔密度  $n_h$  で  $1.2 \times 10^{20} \text{cm}^{-6}$  を除した値となっています<sup>7</sup>。すなわち、(式 1) が一般的に成り立っています。

$$n_h n_e = 1.16 \times 10^{20} \text{cm}^{-6} \equiv n_i^2 \quad (1)$$

実は、これに似た関係が、水溶液中の水素イオン濃度  $[H^+]$  と水酸イオン濃度  $[OH^-]$  の間に存在します。すなわち、酸性やアルカリ性の程度に関係なく、(式 2) が成り立っています<sup>8</sup>。

$$[H^+][OH^-] = 10^{-14} (\text{mol}/\ell)^2 \quad (2)$$

例えば正孔の密度が大きく変わる境界では、正孔は高濃度側から低濃度側に拡散しようとします。しかしながら、正孔が移動すると、その分だけの負電荷(硼素原子イオン)が残って、正孔を引き戻そうとする方向に電界が現れます。結局、両方の動きがバランスした状況が出現します。

すなわち、 $p$  と  $n^-$  の境界には、 $n^-$  から  $p$  に向かう電界が存在する狭い領域が生じてます。それは、 $n^-$  の方が  $p$  よりも高電位であることを意味します。同様に、 $n^- - n$  境界では、 $n$  から  $n^-$  に向かう電界が存在し、 $n$  の方が  $n^-$  よりも高電位となっています。

このため、 $p < n^- < n$  の順に内部の電位が高くなっているのです。

奇妙に思えるでしょうが、各々の物質はそれぞれ異なる内部電位を有することは一般的な特質です<sup>9</sup>。

<sup>7</sup>実際には、 $n$  領域の  $n_e$  はほぼリン濃度になり、 $p$  領域の  $n_h$  はほぼ硼素濃度になります。それを基に、 $n$  領域の  $n_h$  と  $p$  領域の  $n_e$  が自動的に決まります。 $n_i$  は、“真性電荷密度”と呼ばれています。

<sup>8</sup>中性溶液では  $pH = 7$  となるのは、 $pH \equiv -\log[H^+]$  と定義されているからです。(式 1) と (式 2) のどちらも、同じ原理に則っており“質量作用の法則”と呼ばれています。

<sup>9</sup>内部電位は、“化学エネルギー”と言われることもあります。そのため、異なる金属を接触させると“接触電位差”が現れます。この“接触電位差”に温度依存性があることを利用したものが、熱電対です。また、異種金属の間に水があると急速に腐食が進む電池作用も、“接触電位差”のために起こります。

<sup>5</sup> $pn$  ダイオードと呼ばれます。

<sup>6</sup> $pn^-n$  ダイオードではなく、 $pin$  ダイオードと言います。

さて、正の電荷  $q$  を持っている正孔は、内部電位が低い領域ほど存在し易いはずですが、正孔がボルツマン分布則に従うなら、 $n^-$  に対する  $p$  の内部電位差を  $V_{pn^-}$  とすれば<sup>10</sup>、 $p$  内の正孔密度  $n_{hp}$  と  $n^-$  内の正孔密度  $n_{hn^-}$  の間には次の関係が成り立ちます<sup>11</sup>。

$$\frac{n_{hp}}{n_{hn^-}} = \exp\left(\frac{-qV_{pn^-}}{kT}\right) \quad (3)$$

それに対して、自由電子は、 $-q$  の電荷を持つので、同じ箇所の密度比が正孔の場合の逆数となります。

$$\frac{n_{ep}}{n_{en^-}} = \exp\left(\frac{qV_{pn^-}}{kT}\right) \quad (4)$$

(式 3) と (式 4) を辺々掛け合わせれば、次の (式 5) が導かれます。このことから、“正孔や自由電子が、各々ボルツマン分布則に従う” ならば、正孔と自由電子の密度積  $n_h n_e$  がどの領域でも等しいことが判ります。この隣り合う領域 A, B 中の正孔や自由電子の密度積  $n_h n_e$  が等しい関係を一般的に表した (式 6) が、“質量作用の法則” の本来の形です<sup>12</sup>。

$$\frac{n_{hp}}{n_{hn^-}} \frac{n_{ep}}{n_{en^-}} = 1 \quad (5)$$

$$(n_h n_e)_A = (n_h n_e)_B \quad (6)$$

ところで、“ボルツマン分布則は熱平衡状態でこそ成り立つ” ものです。その時、例えば内部電位が異なる隣り合う領域に存在する電荷担体 (正孔または自由電子) を考えれば、内部電位差で発生した電界に沿うドリフト運動<sup>13</sup>と領域間の電荷担体密度差による拡散運動が拮抗して釣り合っている状況となっています。領域の間に外部電圧が加わると釣り合いが崩れて、電荷担体はどちらかに移動しようとし、このため、外部電圧が加わると熱平衡は崩れます。

シリコンに入った硼素原子やリン原子は、それぞれイオンと+イオンの形で存在しています。これらイオンの電荷のために、 $p$  部は  $n$  部よりも低い内部電位となっているのです。

<sup>10</sup>  $V_{ab}$  は、 $b$  部を基準にした  $a$  部の電位を示すことにしています。

<sup>11</sup> 例えば、正孔密度  $n_h$  が  $p$  で  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $n^-$  で  $10^6 \text{ cm}^{-3}$  であったなら、 $n^-$  を基準にした  $p$  の内部電位は  $V_{pn^-} = -\frac{kT}{q} \ln \frac{n_{hp}}{n_{hn^-}} \approx -0.026 \text{ eV} \ln \frac{10^{18}}{10^6} = -0.72 \text{ eV}$  となります。

<sup>12</sup> 実は (式 5) の関係は極めて一般性がある、ボルツマン分布則を想定せずとも統計力学や熱力学から導くことが出来ます。それに対して  $n_h n_e = n_i^2$  (式 1) は熱平衡状態に限られます。

<sup>13</sup> 電荷  $q$  の粒子が、電界  $EF$  から  $qEF$  の力を受ける運動。

しかしながら、電荷担体の正味の移動量が熱平衡時のドリフト運動量 (= 拡散運動量) よりもごく小さい状況では、ボルツマン分布則が成り立っていると見なせます。パワーデバイスで通常使う数百  $A/\text{cm}^2$  程度の電流密度の動作は、幸いにもそのような範囲に収まっています<sup>14</sup>。

このため、半導体デバイスの動作を解析する際は一見難しそうに思える  $pn$  接合を始めとする異種領域の接合部で、正孔と自由電子の各々が多くの場合にボルツマン分布則に則っていると見なし得ます<sup>15</sup>。

なお、上記の例では隣接する領域を跨ぐ電荷担体の振る舞いを考えましたが、同じ領域内で内部電位や電荷担体密度が (連続的に) 変化する状況も存在し得ます。その際、ある電荷担体のドリフト運動と拡散運動が釣り合っておれば、その電荷担体についてボルツマン分布則が成り立ち、領域内の任意の2点間で (式 3) または (式 4) の関係が言えます。その時には、その電荷担体の密度は内部電位で一意的に定まることになります。

次に、電極を未だ設けてない  $pin$  ダイオードの  $p$  側に+電圧 (順方向電圧) を加えた場合<sup>16</sup> を考えます。すると、 $p-n^-$  境界部と  $n^- - n$  境界部で成立していた正孔や自由電子の釣り合いが崩れます。

もともと  $p$  の内部電位は低かったので、+電圧を加えると  $p-n^-$  境界部と  $n^- - n$  境界部の内部電位差が縮まり、濃度差による移動 (拡散作用) が優勢になります。すなわち、 $p-n^-$  境界部では正孔が  $p$  から  $n^-$  に入り、逆に自由電子は  $n^-$  から  $p$  に入ります。さらに、 $n^- - n$  境界部でも同じ原理が働いて、正孔は  $n^-$  から  $n$  に移動し、自由電子は  $n$  から  $n^-$  に移動します。

結局、順方向電圧を加えると、正孔は  $p \rightarrow n^- \rightarrow n$  と移動し始め、自由電子は全く逆の経路を辿り始め

<sup>14</sup> 熱平衡時の  $p-i$  接合とか  $i-n$  接合では、数万  $A/\text{cm}^2$  もの互いに逆方向のドリフト電流と拡散電流が釣り合っていることを、デバイスシミュレータで確認できます。

<sup>15</sup> 正孔と自由電子は、電荷を有すること以外は、あたかも種類の異なる理想気体のように振る舞っていると見なせます。なお、ボルツマン分布則が適用できない状況の例として、接合に逆方向電圧が加わっている場合があります。

<sup>16</sup> 例えば、 $p$  領域に+イオンを照射すれば実現できるでしょう。

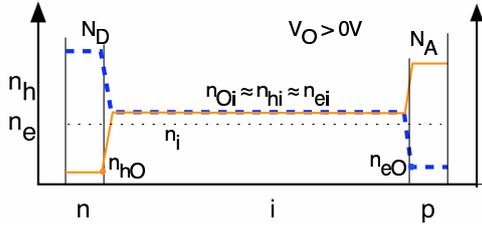


図 4: *pin* ダイオードの電荷担体分布  
(電極無しで順方向電位が増大した場合)

ます<sup>17</sup>。そして、新しい安定な状態に移行して、*n* 領域、*i* 領域、*p* 領域の正孔密度  $n_h$  と自由電子密度  $n_e$  は、図 4 のように、それぞれで新たな一定値となります<sup>18</sup>。外部から加わった電圧は、元々内部電位差があった  $p-n^-$  境界と  $n^- - n$  境界で分担されます。

以後、説明を簡単にするために、 $n^-$  領域の元々の正孔密度  $n_h$  と自由電子密度  $n_e$  が等しく、どちらも  $10^{10} \text{cm}^{-3}$  であると近似します<sup>19</sup>。また、*p* 部の正孔密度を  $N_A$  で表し、*n* 部の自由電子密度を  $N_D$  で表すことにします<sup>20</sup>(図 4)。

そして、*p* 部に加えた順方向電圧  $V_F$  が、 $p-i$  境界で  $V_{Fa}$  に、 $i-n$  境界で  $V_{Fk}$  に分担されるとします ( $V_F = V_{Fa} + V_{Fk}$ )。そうすれば、*n* 部から *p* 部に向かって、まず  $n-i$  境界を挟んで ( $V_F$  が加わっていない時には)  $\exp(qV_{n-n^-}/kT)$  倍であった自由電子密度  $n_e$  値が  $\exp(qV_{Fk}/kT)$  倍だけ増えます<sup>21</sup>。次に、 $i-p$  境界を挟んで  $\exp(qV_{pn^-}/kT)$  倍であった  $n_e$  値は、 $V_F$  が加わると  $\exp(qV_{Fa}/kT)$  倍だけ増えます (式 7)<sup>22</sup>。このため、 $p-i$  境界の *p* 側の値  $n_{eO}$  は、(式 8) に示すように、*p* に元々存在した  $n_{ep} = n_i^2/N_A$  の

$\exp(qV_F/kT)$  倍になります。 $N_A$  は、*p* 部の元々の正孔密度 ( $\approx$  硼素原子密度) です。

$$\begin{aligned} n_{eO} &= N_D \exp \left[ \frac{q(V_{n-n^-} + V_{Fk}) + q(V_{pn^-} + V_{Fa})}{kT} \right] \\ &= N_D \exp \left[ \frac{q(V_{pn^-} + V_{Fk} + V_{Fa})}{kT} \right] \\ &= n_{ep} \exp \left[ \frac{q(V_{Fk} + V_{Fa})}{kT} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$n_{eO} = \frac{n_i^2}{N_A} \exp \left( \frac{qV_F}{kT} \right) \quad (8)$$

同じ考え方で *p* 部から *n* 部への正孔の変化を辿れば、 $i-n$  境界の *n* 側の正孔密度が (式 9) で表されることも確認できるでしょう。 $N_D$  は、*n* 部の元々の自由電子密度 ( $\approx$  リン原子密度) です。

$$n_{hO} = n_{hn} \exp \left( \frac{qV_F}{kT} \right) = \frac{n_i^2}{N_D} \exp \left( \frac{qV_F}{kT} \right) \quad (9)$$

さて、 $p-i$  境界の *i* 側では、正孔密度  $n_h$  は *p* 側の  $\exp(-V_{n-p}/kT)$  倍になり、自由電子密度  $n_e$  はその逆数  $\exp(V_{n-p}/kT)$  倍になります。結局、正孔と自由電子の密度積  $n_h n_e$  は、*i* 領域側と *p* 領域側で等しく  $n_i^2 \exp(qV_F/kT)$  になってます<sup>23</sup>(式 10)。

$$n_{hi} n_{ei} = N_A n_{eO} = n_i^2 \exp \left( \frac{qV_F}{kT} \right) \quad (10)$$

外部電圧  $V_F$  が加わらない状況で  $n_{hi} = n_{ei}$  であった *i* 部は、 $V_F$  が加わった時も  $n'_{hi} = n'_{ei}$  でなければなりません<sup>24</sup>。こうして、*i* 部の正孔密度と自由電子密度  $n_{Oi}$  が、(式 11) であることが判ります。

$$n_{Oi} = n_i \exp \left( \frac{qV_F}{2kT} \right) \quad (11)$$

$n-i$  境界の *i* 側の  $n_e$  は、 $V_F = 0V$  の時  $n_i$  だったのが、 $V_F$  が加わって  $\exp(qV_F/2kT)$  倍になったので、 $V_{Fk} = V_F/2$  であることが判ります。 $V_F$  は各接合で半分ずつ分担されるのです ( $V_{Fa} = V_{Fk} = V_F/2$ )。

結局、順方向電圧  $V_F$  が加わった時の *i* 領域中の正孔と自由電子の密度  $n_h, n_e$  は、 $V_F$  だけで決まります<sup>25</sup>。そして、それらの値は、*i* 領域内で同一で、

<sup>23</sup> “質量作用の法則” (式 6) が成立している訳です。

<sup>24</sup> “電荷中性条件” は、自然界で最も強い制限です。

<sup>25</sup>  $n_i \propto \exp(-E_g/2kT)$  の形で  $E_g$  の影響も受けます。

<sup>17</sup> このように正孔と自由電子による 2 種類の電流が存在することが、“バイポーラ デバイス”(双極素子) と呼ばれる理由です。

<sup>18</sup> これら電荷担体の状況は、電解メッキを行っている槽中の、 $+/-$  イオンに例えることが出来ます。メッキ液中には  $+/-$  電極から金属イオンが溶け出しますが、メッキ電流が小さければ、その金属イオンと電解液中の  $-$  イオンはメッキ槽内全体に一様に分布します。

<sup>19</sup> 純粋な半導体 (真性半導体: intrinsic semiconductor) と見なす訳です。そこでは、電荷中性条件を満たすように必ず  $n_h = n_e$  となっています。*pin* ダイオードの *i* は intrinsic を意味しています。

<sup>20</sup>  $N_A$  は *p* 部中の硼素濃度にほぼ等しく、 $N_D$  は *n* 部中のリン濃度にほぼ等しい。

<sup>21</sup>  $\exp(qV_{n-n^-}/kT) \ll 1$ ,  $\exp(qV_{Fk}/kT) > 1$ 。なお、自由電子が負電荷を有するので、 $\exp$  項の中には負号が付きません。

<sup>22</sup>  $\exp(qV_{pn^-}/kT) \ll 1$ ,  $\exp(qV_{Fa}/kT) > 1$ 。

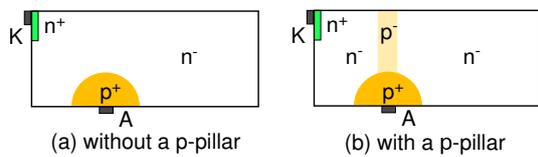


図 5: 実質的に同等な変則 *pin* diodes

*i* 領域の長さにも、*p*, *n* 領域の長さやその中の硼素やリンの濃度にも無関係です。このように、(小電流動作では) *pin* ダイオードの内部状態は *i* 領域の長さに基本的に依存しないので、*pn* ダイオードは *i* 領域が短い *pin* ダイオードと見なすことが出来ます。

この *pin* ダイオードの *i* 領域中の正孔と自由電子の密度が  $V_F$  だけで決まる機構は、図 5(a) のような変則的なダイオードに対しても当てはまります。さらに、図 5(b) のように、ごく少量の硼素 B が存在する幅の狭い  $p^-$  領域<sup>26</sup>が *n^-* 領域中に挿入された場合にも働いています。なぜなら、左右の *n^-* 領域の内部電位はもともと同じでしたが、A-K 間に  $V_F$  が加わっても  $p^-$  領域を跨ぐ方向には外部電圧が加わらないので、相対値は変わらないからです。正孔と自由電子は、 $p^-$  領域の両側の境界で内部電位差に応じた変化をしますが<sup>27</sup>、両側の変化を経ると同じ密度になります。

### 3 npn トランジスタの基本動作

さて、*pn* ダイオードを *pin* ダイオードと見なすならば、図 2(b) の低電圧トランジスタと図 3 の高耐圧トランジスタをまとめて、図 6 の形で一般的なトランジスタを表すことが出来ます。

このトランジスタのベースは、硼素 B の存在量がごくわずかで幅が狭いという伝統的なベース領域に相応する *p*-pillar と、ベース電極近傍の  $p^+$  部から構成されています。  $p^+$  部を設けているのは、ベース電極が接触する箇所には、どのトランジスタも電極

<sup>26</sup>以後、*p*-pillar と呼びます。pillar は支柱とか柱の意。

<sup>27</sup>*p*-pillar 内の正孔密度と自由電子密度も同じ原理に従います。これらも  $V_F$  が加わると増大します。

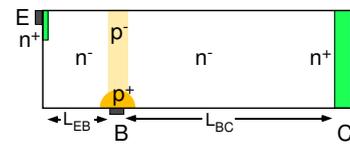


図 6: トランジスタの基本構成図

金属との接触抵抗を下げるために高濃度の *p* 形不純物 (例えば硼素 B) を入れているためです。

このようなトランジスタのベース-エミッタ間に順方向電圧  $V_F$  を加えると、図 5(b) で説明したように、ベース左右の *n^-* 領域全体の正孔と自由電子が均等に増大します。そこに、コレクタ-エミッタ間にわずかでも正電圧を加えると、自由電子がエミッタ側からコレクタ側に動きます<sup>28</sup>。コレクタ  $n^+$  とエミッタ  $n^+$  の間の *n^-* 領域には、正孔と自由電子がほぼ  $n_i \exp(qV_F/2kT)$  の密度で存在するので<sup>29</sup>、その両端に電圧を加えると電流が流れるのは当然です。

もつとも、(*npn* トランジスタでは) 電流として流れるのは自由電子だけで、正孔は流れません。それは、*i* 領域の両端の  $n^- - n^+$  境界 (の片方) では、正孔が自由に移動が出来ないためです<sup>30</sup>。

コレクタ電極に正電圧 ( $V_{CE} > 0$ ) を加えた場合には、自由電子が  $n^+$  に移動してコレクタ電流 ( $J_C > 0$ ) が流れます<sup>31</sup>。反対に、コレクタ電極に負電圧 ( $V_{CE} < 0$ ) を加えた場合には、C-B 間ダイオードの順方向に  $V_{BC} = |V_{CE}| + V_{BE}$  の電圧が加わった状況となります。この  $V_{BC}$  値がダイオード動作を引き起こすほど大きくなれば (約  $V_{BC} \geq 0.6V$ )、逆方向のコレクタ電流 ( $J_C < 0$ ) が流れます。

このように、*npn* 形の場合は自由電子、*pnp* 形の場合は正孔、というどちらかの電荷担体だけが主電流を担っていることは、バイポーラ トランジスタの

<sup>28</sup>例えば、 $V_{CE} = 1mV$  以下の微小電圧でも  $I_C$  は流れます。

<sup>29</sup> $V_F = 0.6V$  で  $n_h \approx n_e \approx 10^{15} cm^{-3}$  となります。勿論、*p*-pillar にも多量の正孔と自由電子が存在しています。

<sup>30</sup>電圧が加わると、2つの  $n^- - n^+$  境界での電界方向が逆方向なので、正孔の移動はどちらかの境界で一層妨げられます。その結果、*pin* ダイオードに外部電圧が加わった際、まとまった正孔が存在し得るのは  $n^+$  領域に挟まれた領域だけに限られます。

<sup>31</sup>同時に、コレクタ側の自由電子密度  $n_e$  と、それと等量の正孔密度  $n_h$  が低下します。この正孔密度の勾配に応じて発生する内部電界の積分値が、トランジスタ内の電圧降下値となります。

本質的な特徴です<sup>32</sup>。もう片方の電荷担体は、トランジスタ内部の状況設定だけに寄与しています。

トランジスタ動作の一番の特徴は、*npn* 形トランジスタを例にとれば、「 $n^+$  エミッタと  $n^+$  コレクタに挟まれた領域全体の正孔と自由電子を、順方向ベース電圧 ( $V_{BE} > 0$ ) を加えることで増大させる」ことです。その両端に電圧  $V_{CE}$  を加えれば、その中の自由電子だけが動いて電流  $I_C$  が流れます<sup>33</sup>。

## 4 *npn* トランジスタの電流増幅率

先節がトランジスタ動作の核心です。半導体デバイスの初心者にはこれで十分と思いますが、この他のトランジスタの代表的な特性として、電流増幅率  $h_{FE} \equiv I_C/I_B$  が、小電流動作ではほぼ一定<sup>34</sup>で、大電流動作ではコレクタ電流  $I_C$  に反比例して低下する ( $h_{FE} \propto 1/I_C$ ) ことがあります<sup>35</sup>。

これら現象の説明には、さらに二段階の準備が必要です。それは、(I.) 半導体と電極の接続の問題と、その (II.) 電極を通る自由電子速度の決定機構です。

まず (I.) の問題は、トランジスタの中の正孔や自由電子と、外部配線中の電子との連動性です。そもそも、半導体の中の自由電子と金属の中の自由電子<sup>36</sup>でさえ、通常は自由に行き来することは出来ないのです。それは、2 節で述べたように、異なる金属を接触させると電位差が生じるためです<sup>37</sup>。

自由電子が自由に行き来するためには、半導体表面の  $n$  形不純物 (リン P) 濃度を高くすることがまず必要で、金属<sup>38</sup>と半導体の境界を機械的に荒らすこ

とも効果的であることが経験的に知られています。

さて、自由電子が自由に行き来できる金属と半導体の理想的な接触が出来た場合、その箇所の自由電子密度  $n_e$  はどうなるのでしょうか。接触部の  $n_e$  は、半導体に溶融しているリン濃度 ( $N_D$ ) とほぼ等しくなっていると“信じられ”ています。そして、その時にも、質量作用の法則 (式 1) が成り立ち、正孔密度  $n_h$  は  $n_i^2/N_D$  になっていると言われてます<sup>39</sup>。

では、正孔についてはどうでしょうか。勿論、金属には正孔は存在しません。しかしながら、自由電子の場合と同様に、半導体表面を硼素 B 原子を高濃度に含む  $p^+$  領域にして、金属<sup>40</sup>と半導体の境界を荒らすと良い電極接合となることが経験的に知られています。この場合にも、理想的な接合部での正孔密度  $n_h$  は硼素濃度 ( $N_A$ ) にほぼ等しく、自由電子密度  $n_e$  は  $n_i^2/N_A \approx 0$  になると信じられています。

次に、(II.) の“電極を通る自由電子の速度”の問題を、*pin* ダイオードを対象として考えてみます。 $p$  領域と  $n$  領域の間に順方向電圧  $V_F$  が加わった時、2 節“*pin* ダイオードの内部状態”の図 4 で述べたように、自由電子は  $n$  部から  $i$  部を通って  $p$  部に至る経路上で、それぞれの境界部で段階的に密度を下げながら分布します。

その *pin* ダイオードには電極を設けて無かったのですが、電極を設けた場合の電荷担体分布が図 7 です。電極が無かった時、 $p$  部の自由電子密度  $n_{eO}$  は均一で  $n_{eO} = (n_i^2/N_A) \exp(qV_F/kT)$  でした (式 8)。ところが図 7 では、先ほど述べたように電極に接触する  $p$  部では自由電子密度が  $n_e \approx 0$  なので、 $p$  部の中では自由電子密度の傾き ( $\Delta n_e \approx n_{eO}$ ) が生じます<sup>41</sup>。自由電子はこの傾斜部を下り落ちます。

その時、単位面積を単位時間に移動する個数に  $-q$

<sup>32</sup>*pin* ダイオードは、両方の電荷担体が主電流を担います。IGBT やサイリスタ、GTO もそうなので、これらは“*pin* ダイオードファミリー”としてまとめることができます。

<sup>33</sup>*pnp* 形トランジスタの説明では、 $n^+$  が  $p^+$  に、 $V_{BE} > 0$  が  $V_{BE} < 0$  に変わり、正孔と自由電子が入れ替わります。

<sup>34</sup>もともと、初期のトランジスタでは、小電流ほど  $h_{FE}$  が低下する傾向がありました。それは製造工程が未熟なために結晶欠陥が多く、後述する“再結合”が大きくなっていたためでした。

<sup>35</sup>文末の“付録”図 10 に例示しています。

<sup>36</sup>金属の中では、金属原子の最外殻電子が遊離して、金属結晶内を自由に移動していると説明されており、この金属中の電子を、特に“自由電子”と呼びます。半導体の電気伝導理論は、この金属の理論をそっくり受け継いでいます。

<sup>37</sup>金属同士でも生じます。金属と半導体ではなおさらです。

<sup>38</sup>シリコンには、アルミニウム Al が良好な電極になります。

<sup>39</sup>それは、接触境界で熱平衡状態が成立していることを意味しています。ちなみに、リン濃度  $N_D$  を高くすれば  $n_h = n_i^2/N_D \approx 0$  と見なせます。これらのことを直接確認することは難しいが、そう仮定すると諸般つじつまが合います。

<sup>40</sup>一般的に、 $n$  領域と  $p$  領域の接触に適した金属は異なるのであるが、シリコンに対してはアルミニウム Al がどちらに対しても良好な電極になります。

<sup>41</sup>電流が流れるとボルツマン分布則は厳密には成り立ちませんが、実用的な動作電流では熱平衡からわずかにだけずれた状況なので、 $p$  反対側端の自由電子密度は  $n_{eO}$  のまま変わりません。

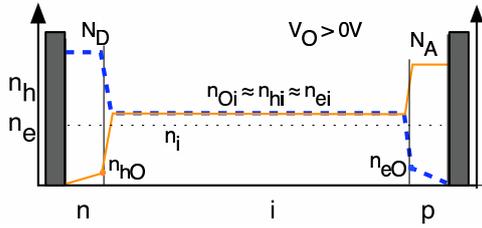


図 7: *pin* ダイオード オン時の電荷担体分布 (電極有りで順方向電圧が加わった場合)

を乗じた値が電流密度  $J_e$  となります (式 12)。  $D_e$  は自由電子の拡散係数 ( $= (kT/q)\mu_e$ :定数) です。

$$J_e = qD_e \frac{dn_e}{dx} \quad (12)$$

自由電子は移動経路を滞りなく移動するので、途中で減らない限り、 $p$  部での電流値<sup>42</sup>がそのままダイオードを流れる自由電子電流密度になります。

正孔も  $p$  部から  $i$  領域を通り  $n$  部に、それぞれの境界部で密度を下げながら移動します。電極のない図 4 では、 $n$  部全体で  $n_{h0} = (n_i^2/N_D) \exp(qV_F/kT)$  となります。ところが、電極のある図 7 では、電極に接触する  $n$  部の正孔密度が  $n_h \approx 0$  なので、 $n$  部の中では正孔密度の勾配 ( $\Delta n_h \approx n_{h0}$ ) が生じます。 $n$  部の厚み  $t_n$  が薄い場合は、その中を拡散する正孔による電流密度  $J_h$  は (式 13) のように近似できます<sup>43</sup>。そして、自由電子の場合と同様に、この  $J_h$  がダイオードを通じての正孔電流密度値になります<sup>44</sup>。

$$J_h = -qD_h \frac{dn_h}{dx} \approx qD_h \frac{\Delta n_h}{t_n} \quad (13)$$

多くの書物<sup>45</sup>に「自由電子が正孔と一緒に消滅する“再結合”がトランジスタやダイオードの動作に必須の要件である」と書いてあるのは間違いです。

<sup>42</sup>一般的に電流には、この拡散作用の他に、電界から受ける力の方向に動くドリフト作用による成分が加わります。しかしながら、正孔が大量に存在する  $p^+$  領域では電界強度が極めて低いため、電界の作用は無視できます。

<sup>43</sup> $\Delta n_h$  と  $dx$  の変化が逆方向であるため、-符号が消えます。

<sup>44</sup> $D_h$  は正孔の拡散係数 ( $= (kT/q)\mu_h$ :定数) です。

<sup>45</sup>例えば、文献 [3], [4]。

意識的にライフタイム制御をして再結合を増やしている高速ダイオードを除いて、バイポーラトランジスタ<sup>46</sup>や *pn* あるいは *pin* ダイオードの通常動作の原理は、再結合を考えずに説明できます<sup>47</sup>。実際のデバイスに再結合はわずかに存在していますが、少なくとも 1970 年頃には、実質的に“再結合”がない製造技術が完成してきました<sup>48</sup>。さらに、伝統的な再結合<sup>49</sup>が存在すると  $h_{FE}$  は小電流ほど小さくなるので、それが小電流では一定値である基本特性と矛盾する結果をもたらします。

さて、2 項“*pin* ダイオードの内部状態”の最後に述べた図 5 のような変則的なダイオードにおいても、 $i$  領域内の正孔と自由電子の密度が  $V_F$  だけで決まり、 $p^+$  部内の自由電子と  $n^+$  部内の正孔が電極に向かって傾く状況は同じです。すなわち、 $p^+$  部を流れる自由電子電流密度は (式 12) で、 $n^+$  部を流れる正孔電流密度は (式 13) で表されます。そして、 $p^+$  部を流れる自由電子電流の総量  $I_e$  は、 $p^+$  部の半径  $r$  が小さい場合には (式 14) のように近似できるでしょう。 $A_p$  は  $p^+$  部の表面積です。

$$I_e = J_e A_p \approx qD_e \frac{\Delta n_e}{r} A_p \quad (14)$$

また、対象としているダイオードの  $n^+$  部はごく浅いので、そこを流れる正孔電流は (式 15) のように近似できるでしょう。 $A_n$  は  $n^+$  部の電極面積です。

$$I_h = J_h A_n \approx qD_h \frac{\Delta n_h}{t_n} A_n \quad (15)$$

結局、ダイオードを流れる電流  $I_F$  は (式 16) と表すことが出来ます。そして、図 5 はトランジスタのベース-エミッタ間のダイオードに他ならないので、この  $I_F$  はベース電流  $I_B$  に当たります。

<sup>46</sup>MOSFET 等のユニポーラ デバイスでは、再結合は全く考える必要がありません。

<sup>47</sup>降伏後の大電流動作とか宇宙線が誘起する破壊現象では、再結合現象が衝突電離作用の逆過程として重要な役割を果たします。

<sup>48</sup>“付録” 図 10 が示す  $h_{FE}$  が  $I_C < 数十 mA$  で一定である 2SC1815 の特性は“再結合”が存在すれば有り得ません。2SC1815 は 1977 年から製造されています。

<sup>49</sup>SRH (Shockley-Read-Hall) 形と呼ばれ、欠陥を介して再結合が起きます。

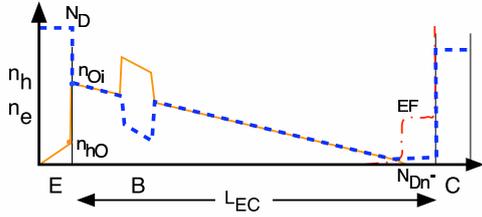


図 8: 低電圧/大電流 動作時の電荷担体分布  
(図 6 の  $p^+$  部を横切らない箇所)の断面)

$$I_B = I_F = I_e + I_h \approx qD_e \frac{\Delta n_e}{r} A_p + qD_h \frac{\Delta n_h}{t_n} A_n \quad (16)$$

すなわち、図 5 の  $n^+$  部と  $p^+$  部を小さくするほど、(同じオン電圧  $V_F$  に対する) トランジスタのベース電流  $I_B$  は小さくなります。また、 $n^+$  部の厚み  $t_n$  に対する  $p^+$  部の半径  $r$  の比率を大きくすると、自由電子による電流  $I_e$  を正孔電流成分  $I_h$  よりも大幅に小さくすることも出来ます。実際のトランジスタでは実質的にそのようになっている<sup>50</sup>ので、 $I_B$  に占める自由電子電流  $I_e$  は無視できます (式 17)。

$$I_B \approx qD_h \frac{\Delta n_h}{t_n} A_n \quad (17)$$

さて、いよいよトランジスタの電流増幅率の説明に取り掛かりますが、トランジスタの動作には 2 種類の状況が存在します。

一つは、先節でトランジスタ動作の核心であると説明した、 $npn$  形トランジスタのコレクタにわずかに正電圧  $V_{CE}$  を加えた状況です。この時、コレクタ  $n^+$  部近傍の  $n^-$  中の自由電子が  $n^+$  に入った後は、新たな自由電子がエミッタ側から供給される必要があります。それは、図 8 に示すように、自由電子密度  $n_e$  がエミッタ側からコレクタ側に低く傾いておれば可能となります ( $EF$  は電界強度を示します)。

エミッタ側の  $n^-$  領域の電荷担体密度 ( $n_{O_i} \approx n_h \approx n_e$ ) は、コレクタ電圧  $V_{CE}$  に無関係に、ベース-エミッタ間電圧  $V_{BE}$  で決まります。その  $n_e$  値が、エミッタ  $n^+$  側からコレクタ  $n^+$  の間に  $\Delta n_e$  だけ低下する

<sup>50</sup>ゲルマニウム合金形トランジスタがその典型です。

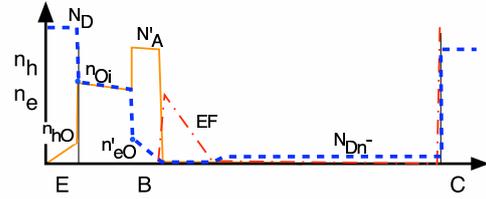


図 9: 高電圧/小電流 動作の電荷担体分布  
(図 6 の  $p^+$  部を横切らない箇所)の断面)

と、約  $2qD_e(\Delta n_e/L_{SB})$  の自由電子電流が流れます (式 18)。 $L_{SB}$  は電荷担体が高密度に存在する領域の幅<sup>51</sup>で、 $A_C$  はコレクタ  $n^-$  部の断面積です。

$$I_C \approx 2qD_e \frac{\Delta n_e}{L_{SB}} A_C \quad (18)$$

コレクタ側の  $n^- - n^+$  境界部にはエミッタ向きの電界が存在するので、正孔は移動できません。そして、正孔が傾いて分布する  $n^-$  部では、正孔の拡散運動をちょうど相殺する大きさの電界  $EF_i$  が発生しています。この電界  $EF_i$  が自由電子をコレクタに押しやるドリフト電流の大きさを計算すると、ちょうど自由電子の拡散電流と等しい<sup>52</sup>ことから、(式 18) の右辺に係数 2 が付いています。

もう一つの場合は、コレクタに数  $V \sim$  数十  $V$  以上の正電圧  $V_{CE}$  が加わって、コレクタ側  $n^-$  領域中の正孔と自由電子が各々コレクタ側とベース側に強く引かれる場合です。その結果、ベース  $p$ -pillar とコレクタ  $n^-$  領域の境界には電荷が存在しなくなり、図 9 に示すように、ベース  $p$ -pillar と  $p^+$  部のコレクタ側に、電界が比較的広く存在し正孔も自由電子

<sup>51</sup> $V_{CE}$  とコレクタ電流密度  $J_C$  の兼ね合いで変わります。

<sup>52</sup>荷電粒子のドリフト速度は  $v_d = \mu EF$  なので ( $\mu$  はドリフト移動度)、正孔の拡散電流とドリフト電流の釣り合いは (式 19) となります。この時の  $EF_i$  による自由電子のドリフト電流は、 $qD = kT\mu$  という Einstein の関係式と  $n_h = n_e$  を使うと、(式 20) のように拡散電流に等しくなります。

$$-qD_h \frac{dn_h}{dx} = qn_h\mu_h EF_i \quad (19)$$

$$-qn_e\mu_e EF_i = qn_e\mu_e \left( \frac{D_h}{n_h\mu_h} \frac{dn_h}{dx} \right) \approx qD_e \frac{dn_e}{dx} \quad (20)$$

も存在しない領域(いわゆる“空乏層”)が現れます。 $N_{Dn^-}$  は  $n^-$  領域のリン原子の濃度です。

この場合にも、ベース-エミッタ間の  $pin$  ダイオードの内部状態はコレクタ電圧  $V_{CE}$  の影響を受けません。エミッタ側の  $n^-$  領域の正孔と自由電子の密度  $n_{Oi}$  は、 $V_{CE}$  が加わる前と同じです。そして、 $p$ -pillar 内のエミッタ側の自由電子密度  $n'_{eO}$  は、 $n^-$  部と  $p$ -pillar の内部電位の差に応じてボルツマン分布則に従って決まります<sup>53</sup>。

$p$ -pillar 中の自由電子は、密度差  $n'_{eO}$  を  $p$ -pillar の幅  $t_{p^-}$  で割った傾きに比例して移動します。これがコレクタ電流  $I_C$  で、(式 21) で表されます。 $A_{p^-}$  は  $p^-$  部の断面積です。

$$I_C = J_C A_{p^-} = qD_e \frac{n'_{eO}}{t_{p^-}} A_{p^-} \quad (21)$$

どちらの場合にも、ベース領域中を流れる自由電子電流は、 $p$ -pillar を横切る  $J_C$  以外に、 $p^+$  部中をベース電極に向かう(式 12)の成分があります<sup>54</sup>。

結局、電流増幅率  $h_{FE} \equiv I_C/I_B$  は、一つ目の場合は(式 18)を(式 17)で除した(式 22)と近似することが出来て<sup>55</sup>、二つ目の場合は(式 21)を(式 17)で除した(式 23)と表すことが出来ます。

$$\begin{aligned} h_{FE1} &\approx \frac{2qD_e \Delta n_e A_C}{L_{SB}} \frac{t_n}{qD_h \Delta n_h A_n} \\ &\approx \frac{2D_e \Delta n_e t_n}{D_h \Delta n_h L_{EC}} \frac{A_C}{A_n} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} h_{FE2} &\approx \frac{qD_e n'_{eO} A_{p^-}}{t_{p^-}} \frac{t_n}{qD_h \Delta n_h A_n} \\ &= \frac{D_e n'_{eO} t_n}{D_h \Delta n_h t_{p^-}} \frac{A_{p^-}}{A_n} \end{aligned} \quad (23)$$

これら式中の( $n^-$ 領域全体での) $\Delta n_e$ 、( $p$ -pillar エミッタ側端の) $n'_{eO}$ 、(エミッタ  $n^+$  領域中の) $\Delta n_h$  は、それぞれ、2 節の  $n_{Oi}$ (式 11)、 $n_{eO}$ (式 8)、 $n_{hO}$ (式 9)を使って表すことが出来て、(式 24)、(式 25)、(式

<sup>53</sup> $p$ -pillar と  $p^+$  部の間には、両者の硼素原子の濃度差に応じた内部電位差があります。

<sup>54</sup>ベース電流  $I_B$  は主に(式 13)の正孔電流  $I_h$  で構成されますが、正確には(式 12)の自由電子電流  $I_e$  成分が加わっています。もっとも、この  $I_e$  成分は通常小さいので無視しています。

<sup>55</sup>電荷担体が高密度に存在する領域の幅  $L_{SB}$  を、 $n^-$  全体幅  $L_{EC}$  と近似しています。

26) となります。 $N'_A$  は  $p^-$  部の硼素濃度です。 $V_F$  は  $V_{BE}$  に置き換えています。

$$\Delta n_e \approx n_i \exp\left(\frac{qV_{BE}}{2kT}\right) \quad (24)$$

$$n'_{eO} \approx \frac{n_i^2}{N'_A} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (25)$$

$$\Delta n_h \approx \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) \quad (26)$$

そうすれば、二つの場合の  $h_{FE}$  は、(式 27)<sup>56</sup>と(式 28)と表せます。どちらの場合も、エミッタ電極の面積  $A_n$ <sup>57</sup>を小さくすると  $h_{FE}$  が高くなることが判ります。

$$h_{FE1} \approx \frac{2D_e N_D t_n}{D_h n_i L_{EC}} \exp\left(\frac{-qV_{BE}}{2kT}\right) \frac{A_C}{A_n} \quad (27)$$

$$h_{FE2} \approx \frac{D_e N_D t_n}{D_h N'_A t_{p^-}} \frac{A_{p^-}}{A_n} \quad (28)$$

さて、図 8 に示す低電圧/大電流動作の場合には、 $I_C \propto \Delta n_e$ (式 18)と  $\Delta n_e \propto \exp(qV_{BE}/2kT)$ (式 24)が言えます。すなわち、 $I_C \propto \exp(qV_{BE}/2kT)$  となるので、(式 27)が  $h_{FE1} \propto 1/I_C$  の形であることが判ります。

また、(式 28)はトランジスタ構造から定まる数値しか含んでないので、 $h_{FE2}$  は定数です<sup>58</sup>。

ところで、 $h_{FE}$  を  $V_{CE}$  の小/大によって二つの場合に分けたのは、図 6 のコレクタ側の  $n^-$  部が、大量の正孔と自由電子で埋められている状況(小  $V_{CE}$ )と、反対にそれらが存在しない状況(大  $V_{CE}$ )を区別するためでした。しかしながら、コレクタ側の  $n^-$  部を正孔と自由電子で埋める傾向は、 $V_{CE}$  が小さくなること以外にも、 $n^-$  部の電荷担体密度  $n_{Oi} = n_i \exp(qV_{BE}/2kT)$ (式 11)が大きい場合も生じます。

すなわち、 $h_{FE1}$  は、小  $V_{CE}$  時だけでなく  $n_{Oi}$  が大きくなる大コレクタ電流動作にも当てはまります。また、 $h_{FE2}$  は、大  $V_{CE}$  時だけでなく  $n_{Oi}$  が小さくなる小コレクタ電流動作に対しても適用できます。

本節の始めに述べた  $h_{FE}$  の特徴は、このようにして大まかに説明することが出来ます。

<sup>56</sup>電荷担体分布の裾がちょうど  $n^+$  に達する状況に当たります。

<sup>57</sup>エミッタ領域がごく浅い場合を考えています。

<sup>58</sup>この  $h_{FE}$  値が、多くの本で説明している図 1 の低耐圧トランジスタの  $h_{FE}$  に当たります。

## 参考文献

- [1] 高田 育紀, “バイポーラモード静電誘導トランジスタ (BSIT) の動作機構,” H21 電学合同研究会資料, EFM-09-035/EDD-09-069/SPC-09-136, pp.29-34, 2009-10-30
- [2] 高田 育紀, “バイポーラ トランジスタの動作モデルの再考察,” H22 電気学会研究会資料, EDD-10-111/ SPC-10-168, pp.63-68, 2010-11-30
- [3] A. S. Grove, Physics and Technology of Semiconductor Devices, Jhon Wiley and Sons, Inc., 1967 .  
A. S. Grove, 半導体デバイスの基礎, オーム社, 1995
- [4] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Jhon Wiley and Sons, Inc., 1969.  
S. M. Sze, 半導体デバイスの物理-1, 2, コロナ社, 1974.  
S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, 2nd Edition, Jhon Wiley and Sons, Inc., 1981

## A 付録

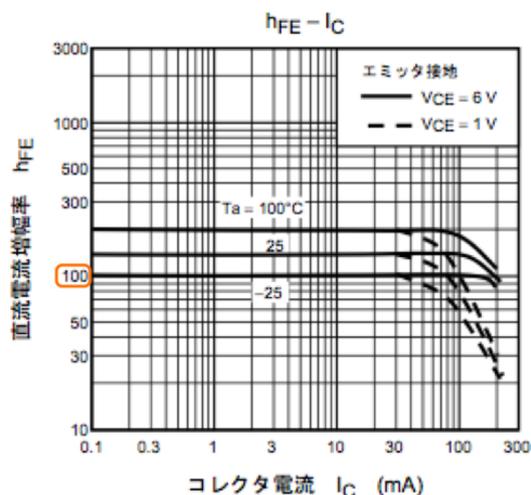


図 10: Bipolar Transistor の  $h_{FE} - I_C$  特性例  
2SC1815 ( $V_{CE} : 50V, I_C : 150mA$ ): 東芝カタログ