

# 第3章

## 半導体の接合特性

### 3-8 pn 接合

#### ■ 電流-電圧特性

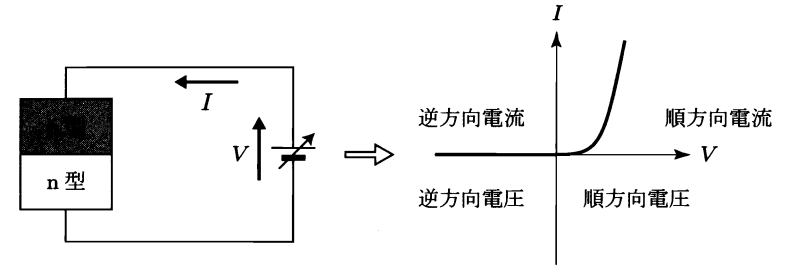


図 3-8-1 pn 接合の電流-電圧特性

#### ■ 接合前後のエネルギーバンド図（熱平衡状態）

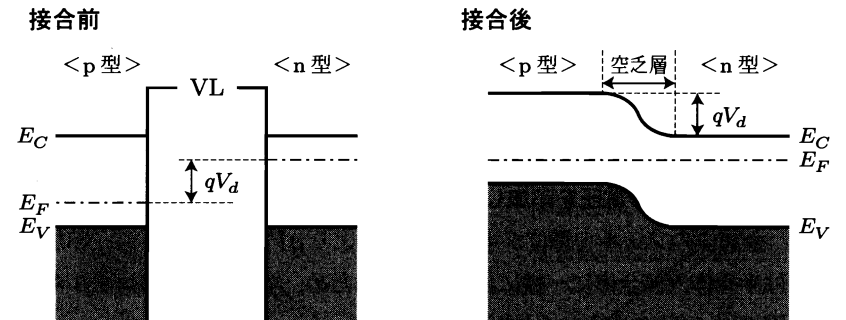


図 3-8-2 n 型半導体と p 型半導体との接合前後のエネルギーバンド図

#### ■ 接合後のエネルギーバンド図の描き方

1. フェルミ準位を一致させる。
2. pn 接合面（界面）から十分に離れたところの半導体のエネルギーバンド図 ( $E_C$ 、 $E_F$ 、 $E_V$ の間隔) は接合前と同じである。
3. p 型半導体の伝導帯下端  $E_C$  と n 型半導体の伝導帯下端  $E_C$  を曲線でつなぐ。
4. p 型半導体の価電子帯上端  $E_V$  と n 型半導体の価電子帯上端  $E_V$  を曲線でつなぐ。

本章では、以下のことを中心に勉強をしてください。

- (1) 金属と半導体との接触、半導体同士の接合のエネルギーバンド図を描けるようになってください。
- (2) ダイオード（ショットキーダイオードと pn 接合ダイオード）に電圧を印加したときのエネルギーバンドの変化を理解してください。
- (3) ダイオードのエネルギーバンドの曲がりを計算できるようになってください。
- (4) ダイオードの空乏層幅と接合容量を計算できるようになってください。
- (5) pn 接合ダイオードの拡散電流を計算できるようになってください。
- (6) MIS 接合（MOS 接合）を理解してください。

### 3-8-1 同種接合

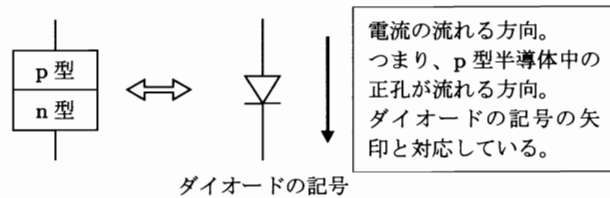
同じ半導体同士を接合した場合を、**同種接合 (homojunction)**と呼ぶ。

### 3-8-2 pn 接合の電流－電圧特性

p型半導体には正の電荷(正孔)がたくさん存在し、n型半導体には負の電荷(電子)が多く存在する。

p型半導体側に正電圧、n型半導体側に負電圧を印加すると、p型半導体中の正孔がn型半導体側に、一方n型半導体中の電子がp型半導体側に移動するため、pn接合に電流が流れる。この電圧方向を順方向電圧(forward bias)と呼び、このとき流れている電流を**順方向電流 (forward current)**という。

p型半導体側に負電圧、n型半導体側に正電圧を印加すると、p型半導体中の正孔がp型半導体の電極側に、一方n型半導体中の電子がn型半導体の電極側に移動するため、pn接合には電流が流れない。この電圧方向を逆方向電圧(reverse bias)と呼び、このときわずかに流れる電流を**逆方向電流 (reverse current)**という。



### 3-8-3 pn 接合のエネルギーバンド図と空乏層

p型半導体中のフェルミ準位は価電子帯上端に近く、n型半導体中のフェルミ準位は伝導帯下端に近い。したがって同種半導体の場合、図 3-8-2 の接合前に示すように、p型半導体中のフェルミ準位は、n型半導体のフェルミ準位より低い。

接合後は、フェルミ準位が高かったn型半導体接合付近の電子が、フェルミ準位の低かったp型半導体接合付近に流れ込み、正にイオン化したドナーが残る。一方、p型半導体接合付近の正孔がn型半導体接合付近に流れ込み、負にイ

オン化したアクセプタが残る。

したがって、pn接合付近には、電子も正孔もほとんど存在しない。この領域を**空乏層 (depletion layer)**と呼ぶ。

### 3-8-4 拡散電位

n型とp型のフェルミ準位差が拡散電位(diffusion potential:  $V_d$ )に対応する。

#### <考えてみよう>

アクセプタ密度が  $N_A$  の p 型半導体とドナー密度が  $N_D$  の n 型半導体の pn 接合の拡散電位  $V_d$  が

$$V_d = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right)$$

となることを証明しよう。ただし、アクセプタもドナーもすべてイオン化している。

#### [ヒント]

1. p型半導体の  $E_F - E_V$  を式(1.17.1)から求めよう。
2. n型半導体の  $E_F - E_V$  (つまり、 $E_g - (E_C - E_F)$ ) を式(1.16.1)から求めよう。
3. 両半導体のフェルミ準位の差  $qV_d$  を計算しよう。
4. 式(1.18.3)を用いて、上式を導き出そう。

### 3-9 電圧印加時のpn接合のエネルギーバンド図

#### ■ エネルギーバンド図と、正孔密度、電子密度と抵抗の場所依存性

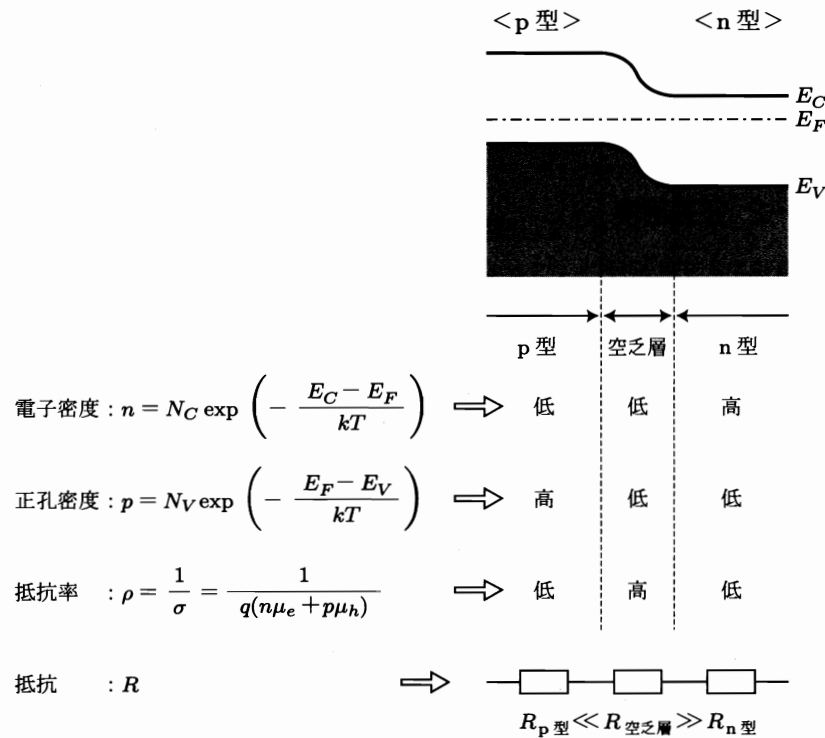


図 3-9-1 pn 接合の各部分での抵抗の比較

#### ■ 電圧の加わる場所：空乏層

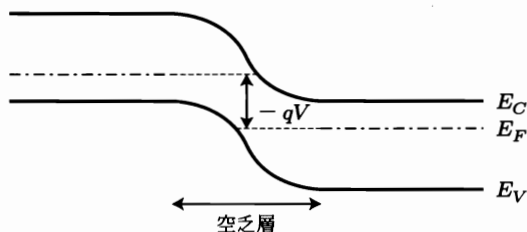


図 3-9-2 逆方向電圧印加時のエネルギーバンド図

#### 3-9-1 電子密度

半導体中の電子密度は、伝導帯下端とフェルミ準位との差  $E_C - E_F$  で決まり、

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

である。したがって、空乏層および p 型半導体中の電子密度は、n 型半導体中の電子密度よりはるかに低い。

#### 3-9-2 正孔密度

半導体中の正孔密度は、フェルミ準位と価電子帯上端との差  $E_F - E_V$  で決まり、

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right)$$

である。したがって、空乏層および n 型半導体中の電子密度は、p 型半導体中の正孔密度よりはるかに低い。

#### 3-9-3 抵抗率

抵抗率は、電子密度と正孔密度で決まり、以下のようになる。

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_e + p\mu_h)}$$

#### 3-9-4 抵抗

p 型半導体中には正孔が多数存在するため抵抗は低く、n 型半導体中には電子が多数存在するため抵抗は低い。

一方、空乏層中には電子も正孔もほとんど存在しないため、抵抗は非常に高い(ほとんど絶縁体)。

### 3-9-5 印加電圧が加わる領域

p 層の抵抗、空乏層の抵抗と n 層の抵抗が直列に接続されているため、印加電圧は抵抗が最も高い空乏層にほとんど加わる。

したがって、空乏層内でのフェルミ準位の差が、印加電圧によるエネルギー  $qV$  となる(図 3-9-2 は p 型半導体に負電圧を印加した時の図である)。

## Break Time

### 半導体の今後(高温動作する半導体デバイスを目指して！)

パソコンは、CPU の温度が約 80℃以上になると止まるように設計されています。それは、現在用いている Si が高温では誤動作もしくは動作しなくなるからです。

目指している半導体デバイスは、ハイブリッドカーや電気自動車に必要なインバータ用のパワーデバイスです。現状のハイブリッドカーでは、エンジンを冷却するための 110℃用のラジエータと Si 半導体デバイスを冷却するための 65℃用のラジエータの 2 種類が必要です。高温で半導体デバイスが動作できるようになると、冷却用のラジエータが不要もしくは小型化され、さらに冷却に使うエネルギーも節約できます。

Si のバンドギャップは 1.12 eV であり、1-20 節と 1-22 節からわかるように、温度が高くなると価電子帯から伝導帯に多数の電子が励起され、出払い領域から真性領域になります。半導体デバイスでは pn 接合が重要な役割を果たしていますが、真性領域になる温度では p 型も n 型もすべて真性になってしまい、pn 接合がなくなります。そのため、真性領域になる温度が高温であるワイドバンドギャップ半導体の研究が盛んに行われています。

現時点での候補としては、200℃から 300℃で動作する SiC と GaN です。さらに、500℃での動作する半導体デバイスを求めて、ダイヤモンドも研究されています。

## 3-11 pn 接合の熱平衡状態での電荷密度分布

### ■ エネルギーバンド図と電荷密度の場所依存性

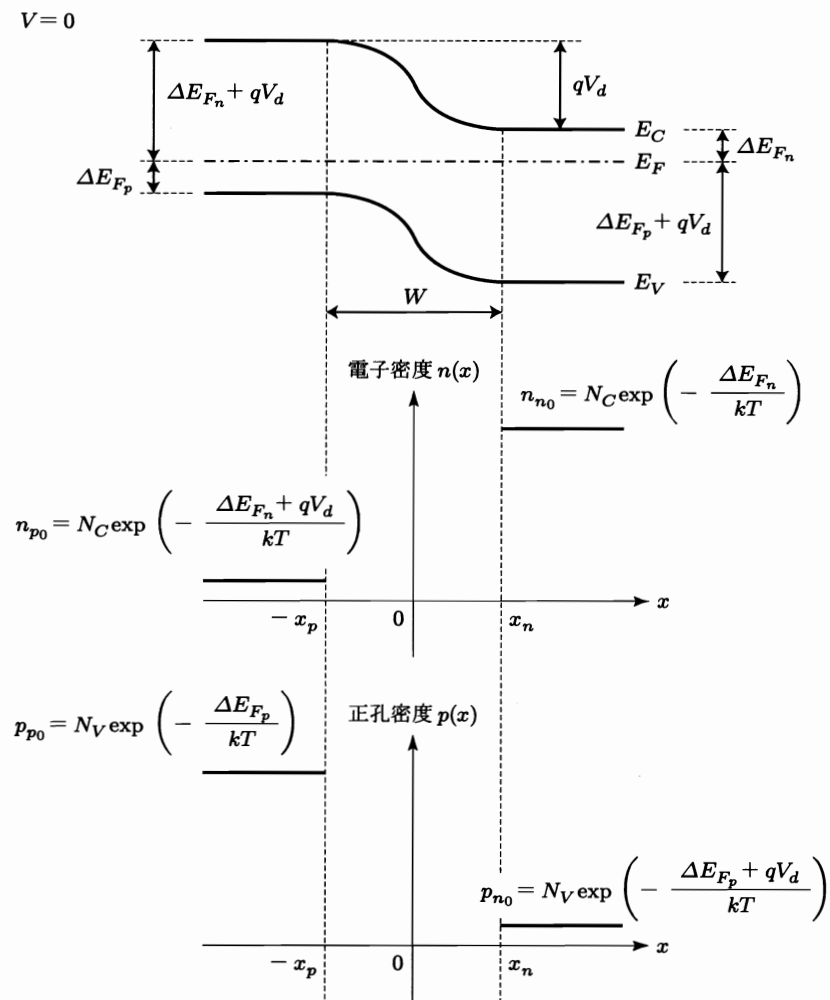


図 3-11-1 熱平衡状態での pn 接合のエネルギーバンド図と電荷密度

### 3-11-1 熱平衡状態 (印加電圧 0V)

熱平衡状態では、フェルミ準位は全ての正孔密度と電子密度を決定する。つまり、正孔密度はフェルミ準位と価電子帯上端との差 ( $E_F - E_V$ ) で決まり、電子密度はフェルミ準位と伝導帯下端との差 ( $E_C - E_F$ ) で決まる。

### 3-11-2 p型半導体内部 ( $x \leq -x_p$ )

$E_C - E_F$  は  $\Delta E_{Fn} + qV_d$  であるから、少数キャリアである電子密度は次式で表される。

$$n_p(x) = N_C \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fn} + qV_d}{kT}\right) = n_{p0}$$

ここで、 $n_{p0}$  は p 型半導体での熱平衡状態での電子密度である。

一方、 $E_F - E_V$  は  $\Delta E_{Fp}$  であるから、多数キャリアである正孔密度は次式で表される。

$$p_p(x) = N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fp}}{kT}\right) = p_{p0}$$

ここで、 $p_{p0}$  は p 型半導体での熱平衡状態での正孔密度である。

### 3-11-3 n型半導体内部 ( $x \geq x_n$ )

$E_F - E_V$  は  $\Delta E_{Fp} + qV_d$  であるから、少数キャリアである正孔密度は次式で表される。

$$p_n(x) = N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fp} + qV_d}{kT}\right) = p_{n0}$$

ここで、 $p_{n0}$  は n 型半導体での熱平衡状態での正孔密度である。

一方、 $E_C - E_F$  は  $\Delta E_{Fn}$  であるから、多数キャリアである電子密度は次式で表される。

$$n_n(x) = N_C \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fn}}{kT}\right) = n_{n0}$$

ここで、 $n_{n0}$  は n 型半導体での熱平衡状態での電子密度である。

## Break Time

半導体の今後 (高光電変換効率の太陽電池を目指して！)

半導体のバンドギャップ  $E_g$  と吸収できる光の波長  $\lambda$  とには、 $E_g [\text{eV}] = \frac{1.24}{\lambda [\mu\text{m}]}$  の関係があります。太陽光には、赤外線 (0.7  $\mu\text{m}$  以上)、可視光、紫外線 (0.4  $\mu\text{m}$  以下) と異なる波長の光が含まれています。多くの光を吸収し、電気に変換するためには、いくつかの異なるバンドギャップの半導体からなる太陽電池が必要となります。そのため、ナローバンドギャップ半導体からワイドバンドギャップ半導体までの異なる半導体による、pn 接合を組み合わせた多接合太陽電池が研究されています。図には、InGaP、InGaAs、Ge の 3 種類の半導体からなる 3 接合太陽電池による太陽光の吸収波長を示す。

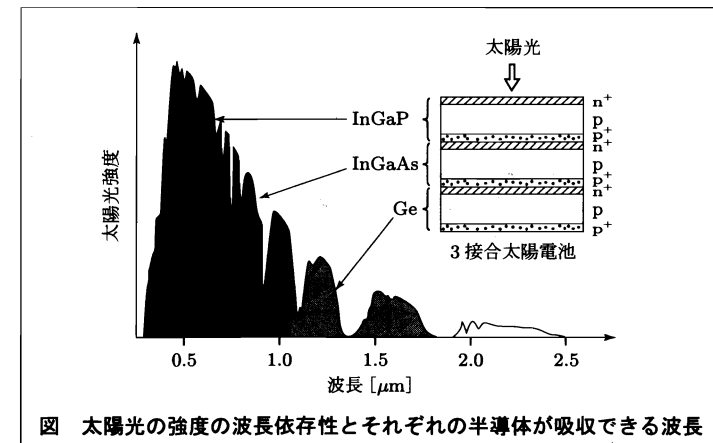


図 太陽光の強度の波長依存性とそれぞれの半導体が吸収できる波長

### 3-12 pn 接合の電圧印加時の電荷密度分布

#### ■ エネルギーバンド図と電荷密度の場所依存性

順方向電圧  $V > 0$

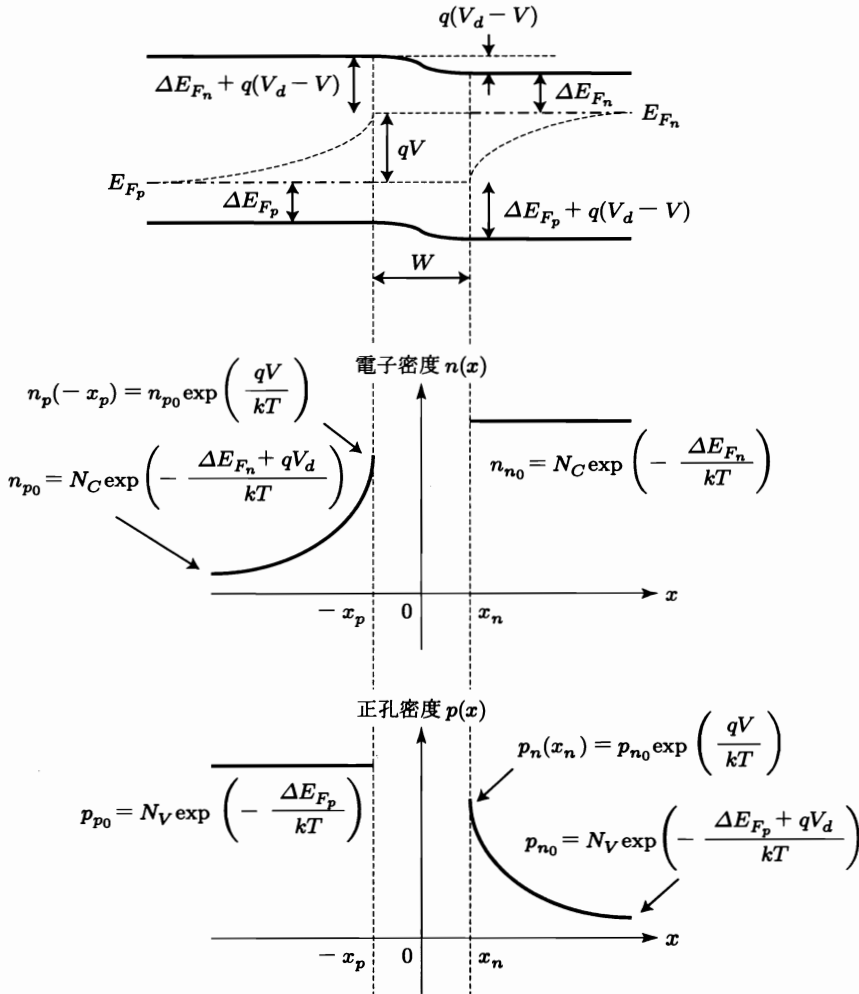


図 3-12-1 順方向電圧での pn 接合のエネルギーバンド図と電荷密度

#### 3-12-1 順方向電圧 ( $V > 0$ V)

図 3-12-1 のエネルギーバンド図のように、印加電圧は全て空乏層に加わり、正孔の擬フェルミ準位 ( $E_{Fp}$  : quasi-Fermi level for holes) は p 層側から n 層の空乏層端まで水平に伸び、一方、電子の擬フェルミ準位 ( $E_{Fn}$  : quasi-Fermi level for electrons) は n 層側から p 層の空乏層端まで水平に伸びていると仮定する。これらの擬フェルミ準位の差は印加電圧によるエネルギー差 ( $qV$ ) である。

#### 3-12-2 p 型半導体内部の電子密度

$E_{Fn}$  は電子密度だけを決めるフェルミ準位であり、p 層側の空乏層端の電子密度は

$$\begin{aligned} n_p(-x_p) &= N_C \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fn} + q(V_d - V)}{kT}\right) \\ &= N_C \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fn} + qV_d}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = n_{p0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \end{aligned}$$

であり、内部(左方向)に行くにつれて減少し、最終的には  $n_{p0}$  になる。したがって、電子密度に分布ができ、電子は左方向に拡散する。

#### 3-12-3 n 型半導体内部の正孔密度

$E_{Fp}$  は正孔密度だけを決めるフェルミ準位であり、n 層側の空乏層端の正孔密度は

$$\begin{aligned} p_n(x_n) &= N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fp} + q(V_d - V)}{kT}\right) \\ &= N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_{Fp} + qV_d}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) = p_{n0} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \end{aligned}$$

であり、内部(右方向)に行くにつれて減少し、最終的には  $p_{n0}$  になる。したがって、正孔密度に分布ができ、正孔は右方向に拡散する。

### 3-13 pn 接合の理想的な電流：拡散電流

#### ■ n 型半導体内部での正孔の拡散

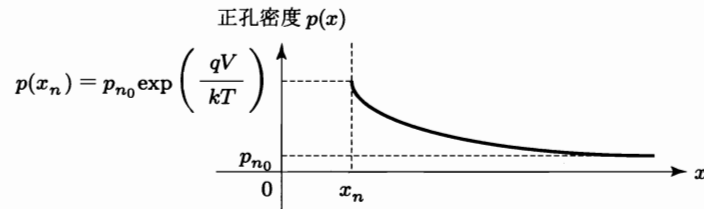


図 3-13-1 pn 接合の n 層側での正孔密度

#### ■ 正孔の拡散方程式

$$\frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = -\frac{p(t, x) - p_{n0}}{\tau_h} + D_h \frac{\partial^2 p(t, x)}{\partial x^2} \quad (3.13.1)$$

#### ■ 定常状態での正孔の拡散方程式

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} = \frac{p(x) - p_{n0}}{D_h \tau_h} \quad (3.13.2)$$

#### ■ 正孔密度の場所依存

$$p(x) - p_{n0} = p_{n0} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_h}\right) \quad (3.13.3)$$

#### ■ n 型半導体の空乏層端での正孔の拡散電流密度

$$J_h(x_n) = \frac{qD_h p_{n0}}{L_h} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.13.4)$$

#### ■ p 型半導体の空乏層端での電子の拡散電流密度

$$J_e(-x_p) = \frac{qD_e n_{p0}}{L_e} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.13.5)$$

#### ■ 空乏層両端から出て行く拡散電流密度

$$J(V) = J_0 \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad J_0 = qn_i^2 \left( \frac{D_h}{L_h N_D} + \frac{D_e}{L_e N_A} \right) \quad (3.13.6)$$

#### 3-13-1 n 型半導体内部での正孔の拡散

n 型半導体内部での多数キャリアである電子密度は一定であるが、少数キャリアである正孔密度は空乏層端の密度  $p(x_n)$  が高く、内部(図 3-13-1 の右方向)に行くにしたがって、熱平衡状態の密度  $p_{n0}$  に近づく。

このように正孔密度が場所的に分布することにより、正孔は右方向に拡散する。

#### 3-13-2 定常状態での正孔の拡散方程式

定常状態とは、時刻が変化しても正孔密度が変化しないことであり、式で表せば、

$$\frac{\partial p(t, x)}{\partial t} = 0$$

である。したがって、式(3.13.1)は正孔の拡散方程式の変数は  $x$  だけとなり、式(3.13.2)のように定常状態の拡散方程式が得られる。

この微分方程式を解くことにより、正孔密度の場所依存性が求められる(付録 H「拡散方程式の解法」を参照)。

#### 3-13-3 正孔の拡散電流密度

正孔の拡散電流密度を求める式(2.5.1)より、n 型半導体の空乏層端での正孔の拡散電流密度は以下ようになる。

$$J_h(x_n) = -qD_h \left. \frac{dp(x)}{dx} \right|_{x=x_n} = \frac{qD_h (p(x_n) - p_{n0})}{L_h} = \frac{qD_h p_{n0}}{L_h} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

#### 3-13-4 拡散電流密度

pn 接合を流れる拡散電流密度は、空乏層から出て行く電子による電流密度と正孔による電流密度の和であるから、以下ようになる。

$$J(V) = J_h(x_n) + J_e(-x_p) = q \left( \frac{D_h p_{n0}}{L_h} + \frac{D_e n_{p0}}{L_e} \right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$