

# СТАТИСТИКА НА ТОКОВИ НОСИТЕЛИ

## 1. Електронеутралност в полупроводниците и диелектриците

Нека термодинамичното равновесие се установява само за сметка на топлинното движение на атомите. Тогава се наблюдават два процеса:

- генерация на токови носители (за електроните – прехвърлянето им в зоната на проводимост от валентната зона или от донорни енергетични нива; за дупките - прехвърляне на електрони от валентната зона в зоната на проводимост или на акцепторни енергетични нива)
- и обратният процес рекомбинация.

В резултат на тези два процеса се създава равновесна концентрация на токовите носители:

- електрони на проводимост (свободни електрони), намиращи се в зоната на проводимост -  $n_0$ ,
- дупки на проводимост (свободни дупки), намиращи се във валентната зона на проводимост -  $p_0$ .

Освен свободни електрони и дупки има и неподвижни носители, захванати на енергетични нива, разположени в забранената зона, които създават локализиран заряд. Те се означават така:

$n_d$  - концентрация на електроните, захванати на донорните нива, като при това донорните атоми остават електронеутрални,

$p_a$  - концентрация на дупките, захванати на акцепторните нива, като при това акцепторните атоми остават електронеутрални.

Тогава могат да се запишат следните зависимости:

$$n_d = N_d - N_d^+ = N_d - p_d,$$

където  $N_d$  - концентрация на донорите,  $N_d^+$  - концентрация на еднократно йонизираните донори,  $p_d = N_d^+$  - концентрация на дупките на донорите;

$$p_a = N_a - N_a^- = N_a - n_a,$$

където  $N_a$  - концентрация на акцепторите,  $N_a^-$  - концентрация на еднократно йонизираните акцептори,  $n_a = N_a^-$  - концентрация на електроните на акцепторите.

Условието за електронеутралност на полупроводниците и диелектриците в случай на равновесна концентрация на свободните носители се изразява в това, че алгебричната сума на свободните и на захванатите електрони и дупки е нула:

$$p_0 + p_d - n_0 - n_a = 0. \quad (1)$$

Условието за електронеутралност на полупроводниците и диелектриците е в сила и за неравновесната концентрация на носителите:

- за електроните  $n = n_0 + \Delta n$ ,

- за дупките  $p = p_0 + \Delta p$ .

Тук  $\Delta n$  и  $\Delta p$  са допълнителните концентрации на електроните и дупките съответно, създадена от фактори, различни от топлинното движение на атомите, такива като осветяване, облъчване с различен вид частици и др.

Условието за електронеутралност на полупроводниците и диелектриците в случай на неравновестна концентрация на свободните носители се изразява така:

$$p + p_d - n - n_a = 0. \quad (2)$$

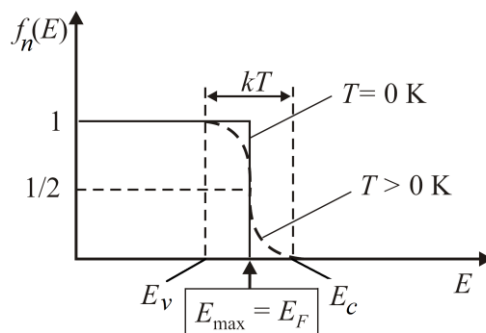
## 2. Разпределение на електроните и дупките по енергетични състояния в зоните и на дискретните нива

Разпределението на свободните електрони и дупки в полупроводниците и диелектриците по енергетични състояния в зоните при термодинамично равновесие се описва със статистиката на Ферми-Дирак за електронен газ, която дава разпределението на свободните електрони по енергии.

**Функцията на разпределение** или вероятността дадено ниво да бъде зето от електрони е:

$$f_n(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1}, \quad (3)$$

където  $E_F$  – енергия на Ферми или ниво на Ферми,  $E$  – енергията на дадено ниво.



**Фигура 1.** Функция на разпределение за електрони в зонната схема.

### а) при температура $T = 0$ К

Когато енергията на електрона е по-малка от енергията на Ферми ( $E < E_F$ ), то вероятността за запълване на дадено ниво с електрони е равна на единица ( $f_n(E) = 1$ ).

Когато енергията на електрона е по-голяма от енергията на Ферми ( $E > E_F$ ), то вероятността за запълване на дадено ниво с електрони е равна на нула ( $f_n(E) = 0$ ).

Следователно, всички състояния с по-малка енергия от  $E_F$  са зети, а всички състояния с по-голяма енергия от  $E_F$  са свободни, т.е. може да се запише, че  $E_F = E_{\max}$  и има стойности от порядък 5-8 eV. Енергията на Ферми ( $E_F$ ) има смисъл на *гранична енергия* – максимално възможната енергия ( $E_{\max}$ ) на електроните в метала при 0К.

Следователно, нивото на Ферми е най-високото ниво, заето с електрони, при абсолютната нула.

### б) при $T > 0$ К

При енергии близки до  $E_F$  в област  $kT$ , функцията  $f_n(E)$  преминава плавно от единица до нула. Когато енергията на електрона е равна на енергията на Ферми ( $E = E_F$ ), то вероятността за запълване на дадено ниво с електрони е равна на една втора  $\left( f_n(E) = \frac{1}{2} \right)$ .

Следователно, нивото на Ферми е ниво, вероятността за запълването на което при температура, различна от абсолютната нула, е  $1/2$ .

При енергии близки до  $E_F$  в област  $kT$ , броят на частиците с енергия  $E > E_F$  е равен на броя на свободните състояния с енергия  $E < E_F$ , т. е. площите трябва да бъдат равни. Тъй като енергията  $kT$  на топлинното движение на електроните е по-малка от  $E_F$ , то неголям брой електрони, които са близо до нивото на Ферми преминават на по-високите енергетични нива.

Функцията на разпределение на дупките се получава от връзката:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E)$$

$$f_p(E) = \frac{1}{e^{\frac{E_F - E}{kT}} + 1} \quad (4)$$

От функцията на разпределение за електроните (3) по метода на Гибс за променлив брой частици се получават функциите на разпределение на електроните по:

- донорните нива:  $f_{nd}(E) = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_d - E_F}{kT}} + 1}$ , (5)

- акцепторните нива:  $f_{na}(E) = \frac{1}{2e^{\frac{E_a - E_F}{kT}} + 1}$ . (6)

Коефициентите пред експонентите отразяват статистическото тегло на зетото състояние, т.е. броя начини, по които това може да стане.

Аналогично от разпределение за дупките (4) се получават функциите на разпределение на дупките по:

- донорните нива:  $f_{pd}(E) = \frac{1}{2e^{\frac{E_F - E_d}{kT}} + 1}$ , (7)

- акцепторните нива:  $f_{pa}(E) = \frac{1}{\frac{1}{2} e^{\frac{E_F - E_a}{kT}} + 1}$ . (8)

Електроните на акцепторните нива зареждат акцепторите отрицателно, а дупките на донорните нива, зареждат донорите положително.

Електроните на донорните нива и дупките на акцепторните нива съответстват на електронеутрални донори и акцептори.

### 3. Плътност на състоянията и равновесна концентрация на носителите на заряд в кристални полупроводници

Плътността на състоянията определя възможните състояния за носителите на заряд в единица енергетичен интервал.

За електроните в зоната на проводимост тя е:

$$N_n(E) = \frac{2\pi(2m_n)^{3/2}}{h^3} (E - E_c)^{1/2}, \quad (9)$$

а за дупките във валентната зона е:

$$N_p(E) = \frac{2\pi(2m_p)^{3/2}}{h^3} (E_v - E)^{1/2}. \quad (10)$$

Като се знаят функциите на разпределение и плътността на състоянията за електроните, за случая на неизроден електронен газ:  $E_c - E_F > kT$ , след определени пресмятания може да се получи равновесната концентрация на електроните на проводимост, намиращи се на нивата в зоната на проводимост:

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right), \quad (11)$$

$N_c$  - ефективен брой състояния в зоната на проводимост.

Аналогично за случая на неизроден дупчест газ:  $E_F - E_v > kT$ , може да се получи равновесната концентрация на дупките на проводимост, намиращи се на нивата във валентната зона:

$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right), \quad (12)$$

$N_v$  - ефективен брой състояния във валентната зона.

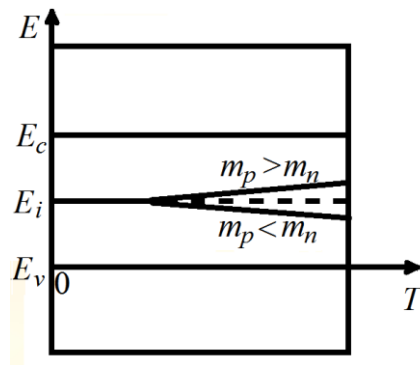
### 4. Ниво на Ферми и равновесна концентрация на носителите на заряд в неизродени собствени полупроводници

Ако ефективната маса на електроните, намиращи се близко до дъното на зоната на проводимост и ефективната маса на дупките, намиращи се близко до върха на валентната зона са равни, то нивото на Ферми  $E_F$  в собствен полупроводник съвпада със средата на забранената зона  $E_i$ , независимо от температурата на образеца.

Ако масите не са равни  $m_n \neq m_p$ , то съгласно уравнения 9 и 10 и плътностите на състоянията не са равни  $N_v \neq N_c$  и нивото на Ферми зависи от температурата:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + kT \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right)^{1/2}. \quad (13)$$

Отклоненията на нивото на Ферми  $E_F$  от  $E_i$  обикновено са много малки.



**Фигура 2.** Зависимост на нивото на Ферми от температурата за собствени полупроводници.

Условието за електронеутралност за собствени полупроводници е:  $n_i = p_i$ . С индекси  $i$  вместо с нули се означават равновесните концентрации в собствените полупроводници.

Собствената концентрация на електроните и дупките се изразява с формулата:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{2kT}\right) = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{2kT}\right).$$

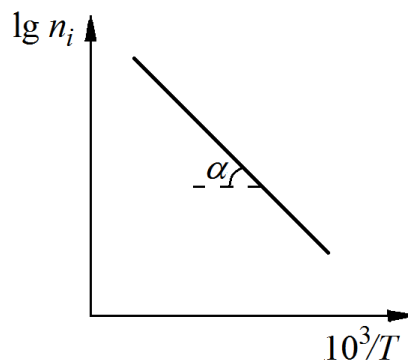
От тук след елементарни преобразувания може да се получи следната линейна функция:

$$\lg n_i = \lg \sqrt{N_c N_v} - \frac{0,43 \Delta E_0}{2k10^3} \frac{10^3}{T}.$$

По наклона на тази права  $\text{tg } \alpha$  може да се намери ширината на забранената зона  $\Delta E_0$ :

$$\text{tg } \alpha = \frac{\lg n_i}{10^3 / T} = \frac{0,43 \Delta E_0}{2k10^3},$$

$$\Delta E_0 = 0,4 \text{tg } \alpha.$$



**Фигура 3.** Температурна зависимост на собствената концентрация на електроните за собствени полупроводници.

## 5. Закон на действащите маси

Равновесните концентрации на електроните  $n_0$  и на дупките  $p_0$  във всеки неизроден полупроводник са такива, че тяхното произведение е равно на квадрата на

собствената концентрация на електроните  $n_i^2$  (или дупките). Това съотношение е в сила за всяка температура:

$$n_0(T)p_0(T) = n_i^2(T).$$

Следователно при всяка температура  $T \neq 0$  винаги има както равновесни електрони на проводимост, така и равновесни дупки на проводимост.

В полупроводниците от  $n$ -тип концентрацията на основните носители на заряд (равновесните електрони)  $n_0$  е много по-голяма от концентрацията на неосновните носители (равновесните дупки)  $p_0$ , но  $p_0 \neq 0$ :

$$n_0 \gg p_0.$$

Обратно е за полупроводниците от  $p$ -тип. Концентрацията на основните носители на заряд (равновесните дупки)  $p_0$  е много по-голяма от концентрацията на неосновните носители (равновесните електрони)  $n_0$ , но  $n_0 \neq 0$ :

$$p_0 \gg n_0.$$

## **6. Ниво на Ферми и равновесна концентрация на носителите на заряд в неизродени полупроводници, съдържащи донори**

Електронният неизроден полупроводник ( $n$ -тип) се характеризира с висока концентрация на електроните на проводимост, т.е. концентрацията на донорите  $N_d$  е относително голяма, а на акцепторите  $N_a$  е нула:

$$N_d \neq 0, N_a = 0.$$

Анализът ще направим, като разделим температурния интервал на две.

### **➤ А. НИСКИ ТЕМПЕРАТУРИ**

При ниските температури вероятността за прехвърляне на електрони през забранената зона е много по-малка от тази за прехвърляне на електрони от донорните нива в зоната на проводимост. Следователно може да се пренебрегне концентрацията на свободните дупки  $p_0$  в сравнение с тази на свободните електрони  $n_0$  и с тази на дупките, намиращи се на донорните нива  $p_d$ . Така при ниски температури условието за електронеутралност ще е:

$$n_0 = p_d. \quad (14)$$

Изразът за нивото на Ферми като функция на температурата при ниски температури е много сложен и за да се получат лесни за анализ изрази, интервалът на ниските температури се разделя допълнително на две части:

- първа част – най-ниските температури близки до 0 К:

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_d}{2N_c}\right), \quad (15)$$

- втора част – горния интервал на ниските температури:

$$E_F = E_c + kT \ln \left( \frac{N_d}{N_c} \right). \quad (16)$$

За втората част на ниските температури се изпълнява изцяло уравнение 14 – концентрацията на свободните електрони  $n_0$  в този интервал не зависи от температурата и е равна на концентрацията на примесите  $p_d$ . Тази температурна област съответства на област на изтощаване на примесите, т.е. всички донорни нива  $N_d$  са йонизирани:

$$p_d = N_d = N_d^+,$$

където  $N_d^+$  е концентрацията на еднократно йонизираните донорни нива.

Като се използва израз 15 може да се намери концентрацията на основните носители:

$$n_0 = \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} \exp \left( -\frac{\Delta E_d}{2kT} \right). \quad (17)$$

В целия интервал на ниски температури, концентрацията на неосновните носители е:

$$p_0 = N_v \exp \left( -\frac{E_F - E_v}{kT} \right). \quad (18)$$

Следователно на ниските температури съответства интервал от 0 К до областта на изтощение на примесите включително. Този интервал може да е много широк. За Si например е около 400 К. В този интервал полупроводникът се държи като  $n$ -тип, докато при високите температури той се държи като собствен полупроводник.

#### ➤ Б. ВИСОКИ ТЕМПЕРАТУРИ

В тази температурна област всички примеси са йонизирани и нараства вероятността за прехвърляне на електрони от валентната зона в зоната на проводимост. При това условието за електронеутралност е:

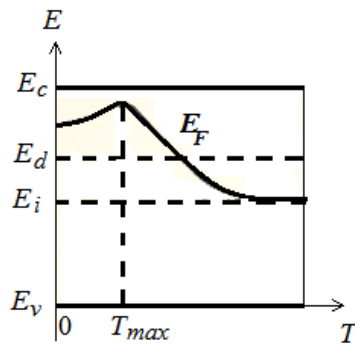
$$n_0 = p_d + p_0. \quad (19)$$

Нивото на Ферми се изразява така:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{N_v}{N_c} \right). \quad (20)$$

Очевидно този израз изцяло съвпада с формулата за собствена проводимост на полупроводниците.

Температурната зависимост на нивото на Ферми в примесен полупроводник, съдържащ донори е представен на фиг. 4.



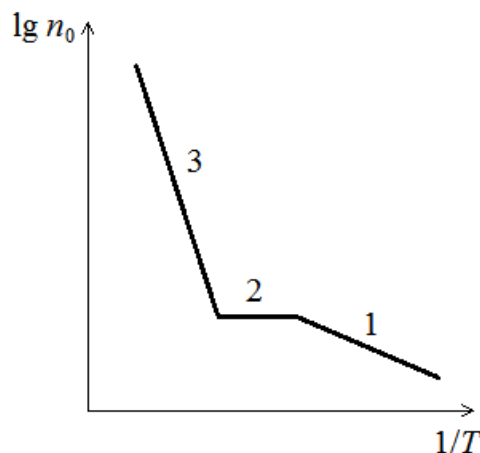
**Фигура 4.** Зависимост на нивото на Ферми от температурата за примесни полупроводници, съдържащи донори.

Най-характерният признак на примесните полупроводници, съдържащи донори (n-тип полупроводници) е този, че нивото на Ферми  $E_F$  при ниски температури се разполага над средата на забранената зона  $E_i$ , а при високи температури  $E_F$  приблизително съвпада със средата на забранената зона  $E_i$  и това е областта на собствената проводимост.

При  $T = 0$  К нивото на Ферми е по средата между дъното на зоната на проводимост  $E_c$  и донорното ниво  $E_d$ . С увеличаване на температурата нивото на Ферми нараства до максимална стойност при  $T_{max}$ , която зависи от концентрацията на донорите  $N_d$  и ефективната маса  $m_n$ :

$$E_{F_{max}} = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{3}{4} kT_{max}.$$

Ако температурната зависимост на концентрацията на електроните се представи във вида  $\lg n_0 = f(1/T)$ , то на кривата се различават три прави линии – фиг.5.



**Фигура 5.** Зависимост  $\lg n_0 = f(1/T)$  за примесни полупроводници, съдържащи донори.

При ниските температури се наблюдава права 1 и това е областта на n-тип полупроводник. От наклона на права 1 може да се определи енергията на йонизация на донорите  $\Delta E_d$ .



При високите температури се наблюдава права 3 и това е областта на собствен полупроводник. От наклона на права 3 може да се определи ширината на забранената зона  $\Delta E_0$ .

Хоризонталният участък 2 съответства на областта на изтощение на примесите, когато концентрацията на основните носители – електроните, остава постоянна.

## 7. Ниво на Ферми и равновесна концентрация на носителите на заряд в неизродени полупроводници, съдържащи акцептори

Дупчестият неизроден полупроводник ( $p$ -тип) се характеризира с висока концентрация на дупките на проводимост, т.е. концентрацията на акцепторите  $N_a$  е относително голяма, а на донорите  $N_d$  е нула:

$$N_a \neq 0, N_d = 0.$$

Анализът ще направим, като разделим температурния интервал на две.

### ➤ А. НИСКИ ТЕМПЕРАТУРИ

При ниските температури вероятността за прехвърляне на електрони през забранената зона е много малка и основният механизъм на образуване на дупки е преминаването на електрони от валентната зона на акцепторните нива. Така при ниски температури условието за електронеутралност ще е:

$$p_0 = n_a. \quad (21)$$

Изразът за нивото на Ферми като функция на температурата при ниски температури е много сложен и за да се получат лесни за анализ изрази, интервалът на ниските температури се разделя допълнително на две части:

- първа част – най-ниските температури близки до 0 К:

$$E_F = \frac{E_a + E_v}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_a}{2N_v}\right), \quad (22)$$

- втора част – горния интервал на ниските температури:

$$E_F = E_v - kT \ln\left(\frac{N_a}{N_v}\right). \quad (23)$$

За втората част на ниските температури се изпълнява изцяло уравнение 21 – концентрацията на свободните дупки  $p_0$  в този интервал не зависи от температурата и е равна на концентрацията на примесите  $n_a$ . Тази температурна област съответства на област на изтощаване на примесите, т.е. всички акцепторни нива  $N_a$  са йонизирани.

Като се използва израз 22 може да се намери концентрацията на основните носители:

$$p_0 = \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{2kT}\right). \quad (24)$$

## ➤ Б. ВИСОКИ ТЕМПЕРАТУРИ

В тази температурна област всички примеси са йонизирани и нараства вероятността за прехвърляне на електрони от валентната зона в зоната на проводимост. При това условието за електронеутралност е:

$$p_0 = N_a + n_0. \quad (25)$$

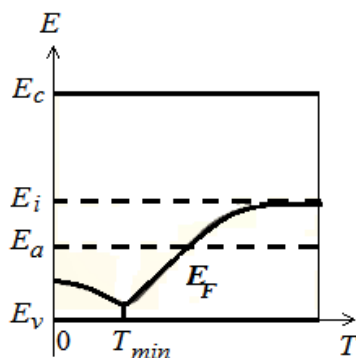
Нивото на Ферми се изразява така:

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_v}{N_c}\right). \quad (26)$$

Очевидно този израз изцяло съвпада с формулата за собствена проводимост на полупроводниците.

Температурната зависимост на нивото на Ферми в примесен полупроводник, съдържащ акцептори е представен на фиг. 6.

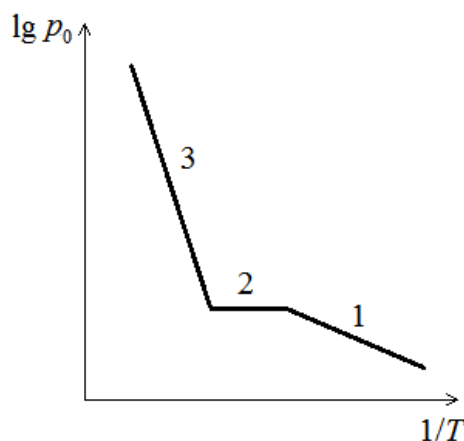
Най-характерният признак на примесните полупроводници, съдържащи акцептори (р-тип полупроводници) е този, че нивото на Ферми  $E_F$  при ниски температури се разполага под средата на забранената зона  $E_i$ , а при високи температури  $E_F$  приблизително съвпада със средата на забранената зона  $E_i$  и това е областта на собствената проводимост.



**Фигура 6.** Зависимост на нивото на Ферми от температурата за примесни полупроводници, съдържащи акцептори.

При  $T = 0$  К нивото на Ферми е по средата между върха на валентната зона на  $E_v$  и акцепторното ниво  $E_a$ . С увеличаване на температурата нивото на Ферми намалява до минимална стойност при  $T_{min}$ , която зависи от концентрацията на акцепторите  $N_a$  и ефективната маса  $m_p$ .

Ако температурната зависимост на концентрацията на дупките се представи във вида  $\lg p_0 = f(1/T)$ , то на кривата се различават три прави линии – фиг.7.



**Фигура 7.** Зависимост  $\lg p_0 = f(1/T)$  за примесни полупроводници, съдържащи акцептори.

При ниските температури се наблюдава права 1 и това е областта на р-тип полупроводник. От наклона на права 1 може да се определи енергията на йонизация на акцепторите  $\Delta E_a$ .

При високите температури се наблюдава права 3 и това е областта на собствен полупроводник. От наклона на права 3 може да се определи ширината на забранената зона  $\Delta E_0$ .

Хоризонталният участък 2 съответства на областта на изтощение на примесите, когато концентрацията на основните носители – дупките, остава постоянна.

### **8. Ниво на Ферми и равновесна концентрация на носителите на заряд в неизродени полупроводници, съдържащи донори и акцептори**

При еднаква концентрация на донорите и акцепторите в даден полупроводник се наблюдава йонизация и на двата вида примеси за сметка на преминаване на електроните от донорните на акцепторните нива. В този случай полупроводникът се нарича компенсирани. Нивото на Ферми и равновесната концентрация на носителите на заряд в такъв полупроводник се определят както за собствен полупроводник.

При частично компенсирани полупроводници, при температури близки до абсолютната нула, нивото на Ферми се отличава от това за примесни полупроводници с един тип примеси. При  $T = 0$  К нивото на Ферми съвпада с донорното или акцепторното ниво.

При преобладаващи донорни нива, ефективната концентрация на донорите е:

$$N'_d = N_d - N_a > 0.$$

Нивото на Ферми е:

$$E_F = E_d + kT \ln \left( \frac{N'_d}{2N_a} \right). \quad (27)$$

Концентрацията на електроните е:

$$n_0 = N_c \frac{N'_d}{2N_a} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{kT}\right). \quad (28)$$

От уравнение 27 следва, че при  $T = 0$  К нивото на Ферми съвпада с донорното ниво  $E_d$ .

При преобладаващи акцепторни нива, ефективната концентрация на акцепторите е:

$$N'_a = N_a - N_d > 0.$$

Нивото на Ферми е:

$$E_F = E_a - kT \ln\left(\frac{N'_a}{2N_d}\right). \quad (29)$$

Концентрацията на електроните е:

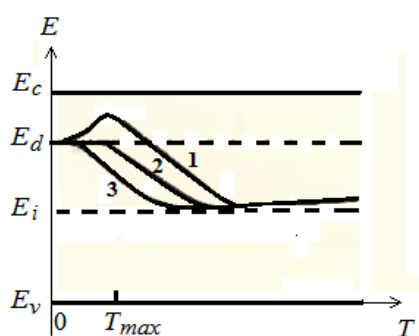
$$p_0 = N_v \frac{N'_a}{2N_d} \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{kT}\right). \quad (30)$$

От уравнение 29 следва, че при  $T = 0$  К нивото на Ферми съвпада с акцепторното ниво  $E_a$ .

При ниски температури, но далеч от абсолютната нула, частично компенсирани полупроводници се държат подобно на примесни полупроводници с един тип примеси. Нивото на Ферми и равновесната концентрация на носителите на заряд в такъв полупроводник се определят от тези формули, които се получиха за примесни полупроводници с един тип примеси, но в тях концентрацията на примесите се заменя с ефективната концентрация за компенсирани полупроводници.

При високите температури частично компенсирани полупроводници се държат подобно на собствените полупроводници.

На фигура 8 са показани нивата на Ферми за три случая на компенсирани полупроводник с ефективна концентрация на донорите  $N'_d > 0$ .



**Фигура 8.** Зависимост на нивото на Ферми от температурата за компенсирани полупроводници с три различни ефективни концентрации на донорите  $N'_d = N_d - N_a$ :

$$1 - N_d > 3N_a, N'_d > 3,$$

$$2 - N_d = 3N_a, N'_d = 3,$$

$$3 - 3N_a > N_d > N_a, 0 < N'_d < 3.$$

При  $T = 0$  К нивото на Ферми съвпада с донорното ниво  $E_d$ .

При ниски температури, но далеч от абсолютната нула, тези частично компенсирани полупроводници се държат подобно на примесни полупроводници от n-тип.

## 9. Изродени полупроводници

До началото на 70 – те години в полупроводниковите прибори са се използвали чисти и слабо легирани полупроводници с концентрация на примесите не повече от  $10^{16} \text{cm}^{-3}$ , което отговаря на неизродени полупроводници. При концентрация на примесите от порядъка на  $10^{20} \text{cm}^{-3}$ , вече се говори за изродени полупроводници. Прехода от неизродени към изродени полупроводници се определя от т.н. критична концентрация на примесите.

Критичната концентрация на донорите е тази, при която нивото на Ферми има максимум на функцията  $E_F = f(T)$ , който се допира до дъното на зоната на проводимост  $E_c$ . Тази концентрация зависи от ефективната маса на електроните  $m_n$  и енергията на йонизация на донорите  $\Delta E_d$ :

$$N_d^{cr} = B(m_n \Delta E_d)^{3/2}.$$

Константата  $B$  не зависи от характеристиките на полупроводника.

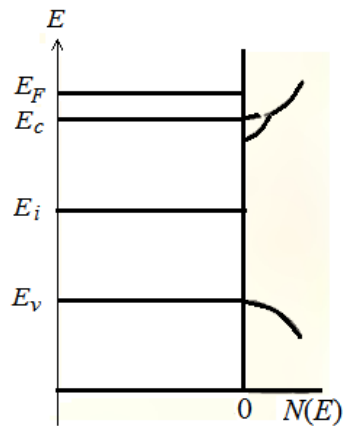
Условието за израждане на n-тип полупроводник може да се получи и от положението на нивото на Ферми – полупроводникът е изроден, ако нивото на Ферми изпълнява условието:

$$E_F - E_c > 5kT.$$

Концентрацията на изродения електронен газ не зависи от температурата и се определя от формулата:

$$n_0 = \frac{8\pi(2m_n)^{3/2}}{3h^3} (E_F - E_c)^{3/2}.$$

Плътността на състоянията  $N(E)$  в зоната на проводимост при силно изроден n-тип полупроводник има опашка в забранената зона. На фиг. 9 е показана зонната схема и  $N(E)$  за изроден n-тип полупроводник.



**Фигура 9.** Зонната схема и плътността на състоянията за изроден n-тип полупроводник.

Нивото на Ферми се разполага над дъното на зоната на проводимост  $E_c$  на стойност не по-малка от  $5kT$ , за плътността на състоянията  $N(E)$  се наблюдава опашка, навлизаща в забранената зона. С пунктирна линия е показан хода на  $N(E)$  за неизроден полупроводник, която крива достига до  $E_c$ , но не навлиза в забранената зона.

Условието за израждане на p-тип полупроводник може да се запише така:

$$E_v - E_F > 5kT.$$

За плътността на състоянията  $N(E)$  се наблюдава опашка над върха на валентната зона  $E_v$ , която навлиза в забранената зона.