

## 2 Част

# "Активни електрически елементи и устройства"

## Съдържание на II част на курса:

10. Полупроводникови диоди
11. Биполярни транзистори
12. Полеви транзистори
13. Понятие за електрически сензори
14. Електронни усилватели
15. Транзисторни усилватели
16. Електронни усилватели със специално предназначение
17. Операционни усилватели
18. Електронни генератори и синтезатори
19. Електронни ключове и импулсни устройства
20. Модулатори и демодулатори. Смесители и умножители
21. Логически схеми
22. Основи на цифровата електроника
23. Електронни ذخранващи устройства
24. Измервания в електрониката. Лабораторен курс

## Лекция 10

# Полу-проводникови диоди

## Съдържание на Лекция 10

10. Полупроводникови диоди.
  - 10.1 Зона теория на диелектрици, метали и полупроводници. Примесни полупроводници. Основни величини, използвани при полупроводниците.
  - 10.2 Устройство, характеристики и параметри на рп-преход. Право и обратно свързване на рп-преход. Шотки преход.
  - 10.3 Понятие за диод. ВА-характеристика на диоди. Еквивалентна схема.
  - 10.4 Изправителен диод. Ценеров диод. Тунелен диод. Светодиод и фотодиод. Слънчева фотоелектрична клетка.

# Лекция 10

## 10.1 Зонна теория на диелектрици, метали и полупроводници. Примесни полупроводници. Основни величини, използвани при полупроводниците.

### Таблица на химическите елементи

<http://www.webelements.com/>

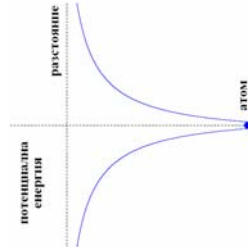
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
H 1.00794	He 4.002602																Ne 19.9986769
Li 6.941	Be 9.012182																Ar 39.9623831
Na 22.98976928	Mg 24.3046888																Kr 83.9048424
K 39.0983099	Ca 40.078																Xe 131.2940892
Rb 85.4678	Sr 87.62																Rn 222.01758
Cs 132.90545196	Ba 137.327																Uuo 289.1015719
Fr [223]	Ra [226]																

La 138.90547	Ce 140.12	Pr 140.90766	Nd 144.242	Pm [145]	Sm 150.36	Eu 151.964	Gd 157.25	Tb 158.92535	Dy 162.5001	Ho 164.93033	Er 167.259	Tm 168.93032	Yb 173.05448	No [289]
Ac [227]	Th 232.03772	Pa [231]	U 238.02891	Np [237]	Pu [244]	Am [243]	Cm [247]	Bk [247]	Cf [251]	Es [252]	Fm [257]	Md [258]	No [259]	

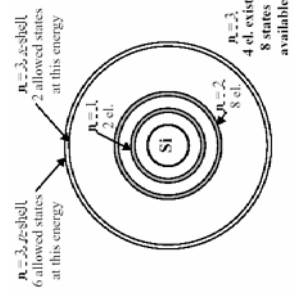
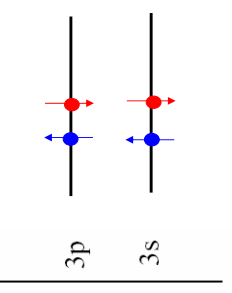
\*lanthanides  
\*\*actinides

### Енергетични нива на електроните в атома

В единичен атом всеки електрон от обвивката му се намира в потенциална яма с квантувани по енергия нива, като вероятността да се "намери" електрон в дадено състояние зависи от квадрата на вълновата функция  $|\psi(r)|^2$ , която е решение на уравнението на Шрьодингер за тази задача и зависи от разстоянието до ядрото. Енергетичните нива се описват с 4 цели квантови числа: главно квантово число  $n$ , орбитално  $l$ , магнитно  $m$  и спиново  $s$ . Запълването на нивата с електрони става съгласно принципа на Паули: запълват се нивата с минимална енергия.

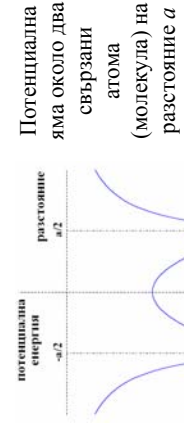


Потенциална яма около изолиран атом и квантувани енергетични нива на електроните



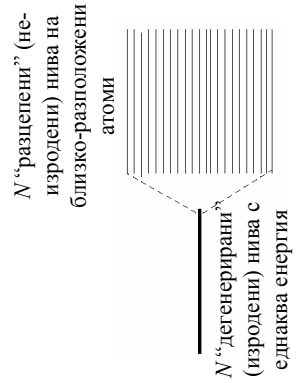
Пример за енергетични нива в изолиран Si атом и тяхното запълване по принципа на Паули

### Енергетични нива на електроните в два и повече атома

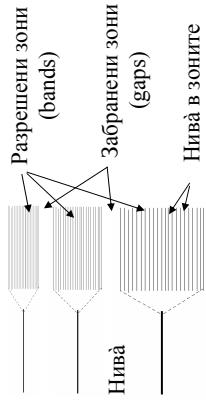


"Разцепване" на две "дегенерирани" (изродени) нива на електрон в система с два атома, отговарящи на симетрично  $W_A$  (по-ниско енергетично) и несиметрично  $W_B$  (по-високо енергетично) състояние

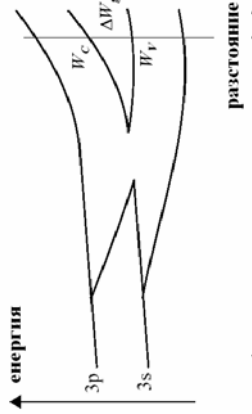
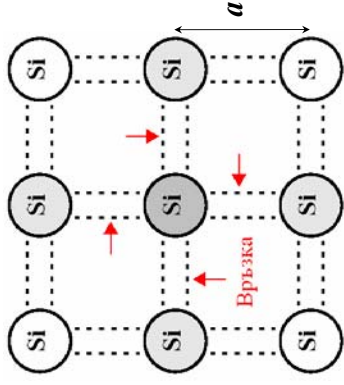
В система (молекула) от два атома всяко енергетично ниво се "разпада" на 2 нива, описвани със симетрична и анти-симетрична вълнова функция (в двата изолирани атома тези две нива са "дегенерирани" – с еднаква енергия). В система с  $N$  атома всяко ниво се разпада на  $N$  близко-разположени нива. Така се образува енергетична зона (band) с малки разстояния на между нивата ( $\sim 1/N$ ). Тези разстояния ( $\sim 10^{-7}$  eV;  $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19}$  J) за по-малки от ширината на зоната ( $\sim 0.1$  eV) и много по-малки от средната топлинна енергия  $k_B T$  на електроните ( $k_B$  – константа на Болцман,  $T$  – абсолютната температура).



### Енергетични зони от нива в кристал



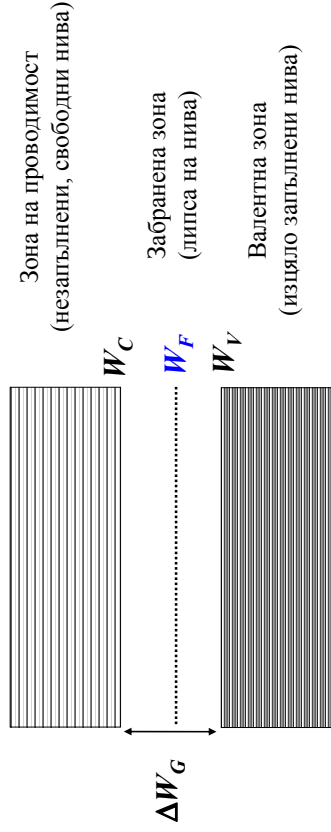
Кристалната решетка на дадено твърдо тяло се състои от много атоми, разположени на средни разстояния  $a$ . Така електроните се разполагат в широки разрешени зони (bands), разделени от забранени зони (gaps).



Изолиран Si атом  $r \gg a$  Si атом в кристална решетка  $r \sim a$

Кристална решетка на Si (Si - 4-та валентност)

### Зонна теория на твърдото тяло



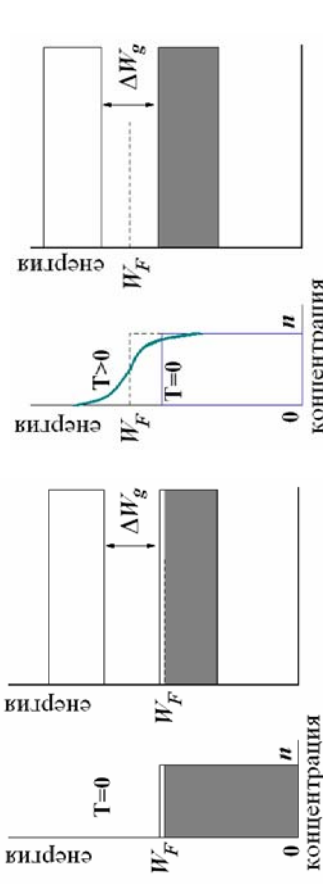
Като се използва концепцията за енергетичните зони (зонната теория), много удобно могат да се изследват процесите при носителите на заряд в твърдото тяло с кристална решетка. За всяко тяло могат да се дефинират: изцяло запълнена валентна зона с максимална енергия на нивата ( $W_V$ ); зона на проводимост с минимална енергия на нивата (под  $W_C$  и забранена зона с ширина  $\Delta W_G = W_C - W_V$ ). При тези условия нивото на Ферми се намира в средата на забранената зона  $W_F = (W_C + W_V)/2$ . Енергетичните нива в разрешените зони са много гъсто разположени поради голямата стойност на атомите в кристалната решетка и следователно, разпределението им е практически непрекъснато ( $a$  не дискретно).

Класификация на твърдите тела може да се извърши според големината на забранената зона – вж. следващата страница.

### Запълване на енергетичните нива в зоните.

#### Енергия на Ферми

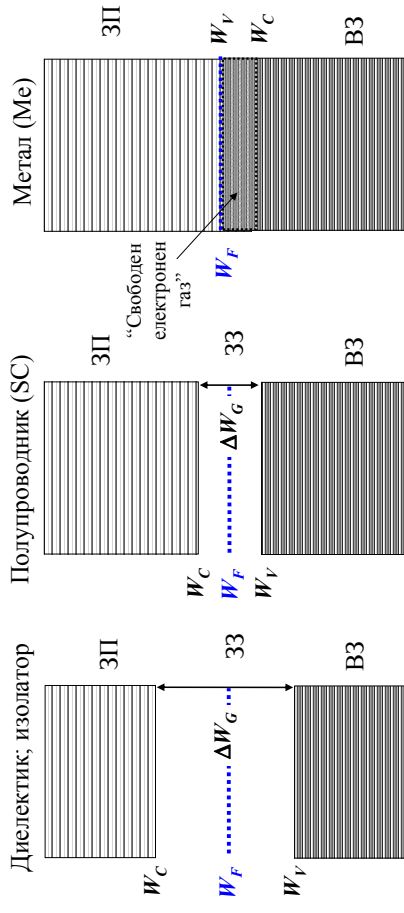
Зоните в кристалната решетка може да за частично или изцяло запълнени с електрони. Най-високо енергетичното запълнено ниво се нарича *ниво на Ферми* с енергия  $W_F$ . При нулева температура и липса на топлинно движение, то е добре дефинирано. При отклонение на температурното движение границата между запълнените и незапълнените електронни състояния не е рязка и нивото на Ферми се определя на ниво 1/2 от максималната концентрация. Ако долната зона е запълнена изцяло, а горната – не, нивото на Ферми се разполага по средата на забранената зона между тях.



Ниво на Ферми  $W_F$  – последното най-високо енергетично запълнено ниво (при  $T = 0$ )

Ниво на Ферми  $W_F$  – последното най-високо енергетично запълнено ниво (при  $T = 0$ )

### Диелектрици, полупроводници и метали



При изолаторите ширината на забранената зона е голяма (напр.,  $\Delta W_G \sim 8$  eV за  $\text{SiO}_2$ ,  $\sim 5$  eV за диамант). Полупроводниците (ПП) за подобни на изолаторите, но при тях ширината на забранената зона е доста по-малка (напр., при стайна температура  $\Delta W_G \sim 0.72$  eV за Ge,  $\sim 1.12$  eV за Si,  $\sim 1.42$  eV за GaAs). Това определя и спецификата на техните свойства, които ще разгледаме по-нататък в курса. Металите имат много малка или нулева забранена зона (не е показано на фигурата) или по-често припокриване между валентната зона и зоната на проводимост. Така в зоната на проводимост практически има свободни носители ("свободен електронен газ"), което определя високата проводимост на металите.

### Собствена проводимост на полупроводниците

При  $T = 0$  валентната зона в чистите полупроводници (без примеси) е изцяло запълнена, а зоната на проводимост – празна. Така концентрацията на свободни носители е нула,  $n_i = 0$  (“замразен” III). При определени условия – светлина, температура, външно електрическо поле и др., електрони от ВЗ могат да получат допълнителна енергия и да попаднат в ЗП.

Така се получават два типа свободни носители – електрони в ЗП и “дупки” (отсъствие на електрон) във ВЗ и може да протича ток. Процесът на създаване на двойка носители с противоположен заряд се нарича вътрешна генерация на двойка “електрон-дупка” (обратният процес е рекомбинацията на електрон и дупка).

III без примеси се нарича III със *собствена проводимост*. Концентрацията (или плътност-та) на носителите ще означим с  $n_i$  (за електроните) и с  $p_i$  (за дупките);  $n_i = p_i$ . Измерва се в брой носители/ $m^3$  или  $1/cm^3$ , както и  $1/cm^3$ . Концентрацията на собствените носители зависи силно от температурата  $T$ .

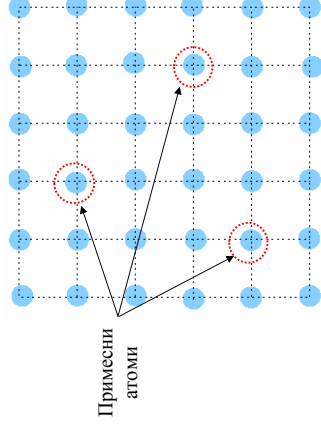
При стайна температура ( $T = 300$  K) типичните стойности са:  $2 \times 10^{16}/cm^3$  в GaAs,  $1 \times 10^{10}/cm^3$  в Si и  $2 \times 10^{13}/cm^3$  в Ge. Може да се направи следното количествено сравнение: кристалният Si има  $5 \times 10^{22}$  атома/ $cm^3$  с по 4 валентни връзки (електрони) всеки, което съставлява  $2 \times 10^{23}$  валентни електрони/ $cm^3$ . Тази величина, сравнена с величината  $n_i \sim 10^{16}/cm^3$  означава, че по-малко от 1 валентни връзки на всеки  $10^{13}$  са разрушени в Si при стайна температура.

Ще отбележим, че концентрацията на свободни носители в металите е значително по-голяма (сравнима с концентрацията на атомите), а тази при изолаторите – значително по-малка. Съществува и друг начин да се създадат “почти” свободни носители в III – чрез вънасяне на *примеси* (дефекти) в кристалната решетка и така се разрушават много повече валентни връзки (вж. следващата страница).

### Примесна проводимост на полупроводниците

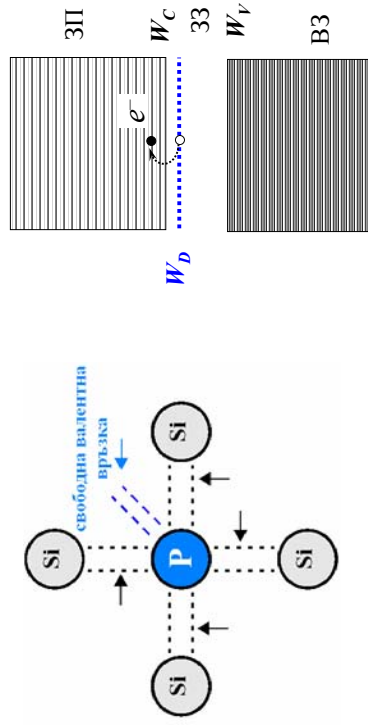
Атомите на основния елемент в даден полупроводник (в настоящия пример силиций Si) могат да се заместят с атоми на друг химически елемент. Когато примесният елемент е от различна химическа валентност, сравнена с тази на основния елемент, се получават некомпенсирани или недостигащи валентни връзки и се появяват свободни (или почти свободни) носители от различен тип. Концентрацията на тези носители –  $n_0$  (за електроните) и  $p_0$  (за дупките), зависят вече от концентрацията на примесите (дефектите) – брой примеси/ $cm^3$  (сега  $n_0 \neq p_0$ ).

III с примеси се наричат *примесни III*, а тяхната проводимост – примесна. Обикновено тя е значително по-голяма от собствената проводимост (за температура  $T > 0$ ).



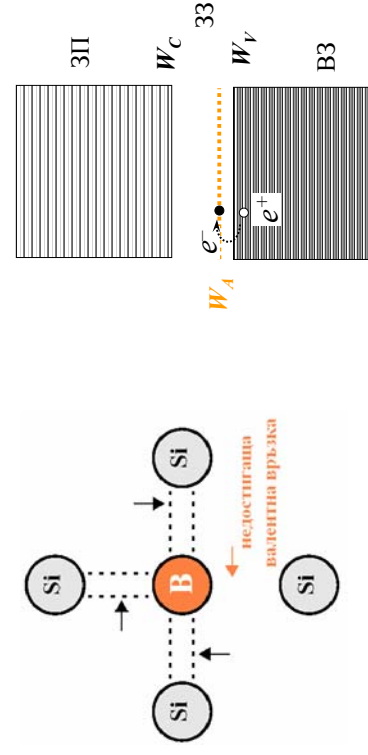
	III	IV	V	
	B	C	N	O
	Al	Si	P	S
	Ga	Ge	As	Se
Zn	In	Sn	Sb	Te
Cd				

### Примесна n-проводимост (донорна, D)



Ако атом на силиций Si се замести с атом на елемент от 5 група (напр. с фосфор P) от 5-та валентност, в кристала остава една некомпенсирана връзка и свободен електрон, който е много по-слабо свързан. Електроните от този тип се разполагат на ниво  $W_D$  в забранената зона, близко под зоната на проводимост ( $0.02-0.03$  eV). Това ниво се нарича *донорно*, а заместващите атоми (дефекти) – *донори*. Под действие на топлина тези електрони от донорното ниво относително лесно преминават в зоната на проводимост. В същото време във валентната зона има малко свободни дупки и така в полупроводниковия материал има предимно свободни n-носители. Такива примесни полупроводници се наричат n-тип полупроводници.

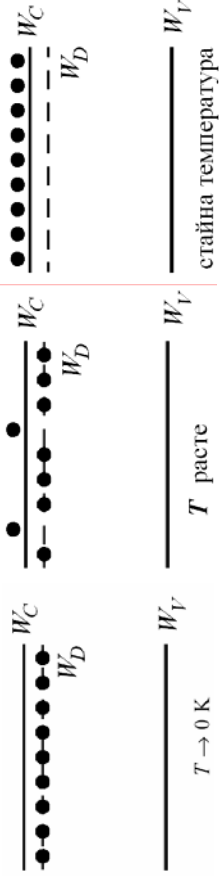
### Примесна p-проводимост (акцепторна, A)



Ако атом на силиций Si се замести с атом на елемент от 3 група (напр. с бор B) от 3-та валентност, в кристала остава една недостигаща връзка и недостигащ електрон (т.е. свободна дупка). Така се получава ново ниво  $W_A$  в забранената зона, близко над валентната зона ( $0.02-0.03$  eV). Това ниво се нарича *акцепторно*, а заместващите атоми (дефекти) – *акцептори*. Под действие на топлина електрони от валентната зона относително лесно преминават на това ниво и в резултат – във валентната зона остават “свободни” дупки. В същото време в зоната на проводимост има малко свободни електрони и така в полупроводниковия материал има предимно свободни p-носители. Такива примесни полупроводници се наричат p-тип полупроводници.

### Примесната проводимост зависи от температурата

Примесната проводимост зависи силно от температурата, понеже съответните нива са близко-разположени до ЗП или ВЗ (вж. илюстрацията на фигурата).



Основни носители



● основни носители

Така в примесните полупроводници се оформя доминираща група носители (n- или p-тип носители), които се наричат *основни*, докато противоположния тип – *неосновни*. Концентрацията на основните носители е значително по-висока от концентрацията на неосновните в даден тип полупроводник.

При n-тип ПП основни носители са електроните, а неосновни – дупките (показано вляво на фигурата). Обратно, при p-тип ПП основни носители са дупките, а неосновни – електроните (не е показано).

### Видове движения на носителите на заряд

В полупроводниците носителите на заряда могат да извършват различни типове движения. Могат да се класифицират 3 основни типа движения: дрейф, дифузия и генерация/рекомбинация. При нано-размерните слоеве съществува и четвърти вид: баллистично движение.

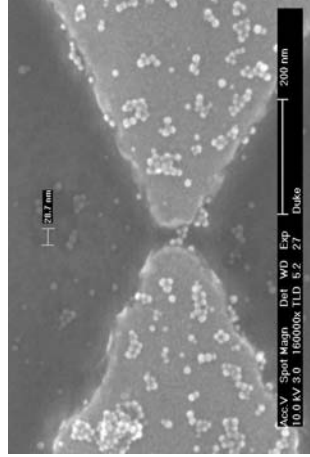
**Дрейфът** е движение на носители на заряд под действието на външно електрично поле  $E$ . В този случай заредената частица изпитва ускоряваща сила  $F = \pm qE$  с посока, зависеща от знака на заряда (напр. обратно на полето при електрони; по посока на полето – при дупки). Това движение се "наслажда" върху топлинното движение на носителите, което винаги присъства в кристалната решетка, но е по-бързо от него. По време на движението си между два удара с йоните от решетката, носителите придобиват скорост  $v_d$  (дрейфова скорост на насищане), която зависи от външното приложено електрично поле и е значително по-голяма от топлинната скорост  $v_{th}$  и приборите могат да работят на високи честоти (GHz).

**Дифузията** е друг вид движение както на носители на заряд, така и на незаредени частици под действие на градиент в плътността им: от области с по-голяма към области с по-малка концентрация. Докато дрейфът е присъщ и на метали, дифузията е характерна за полупроводниците, където носителите могат да бъдат с различна концентрация. Дифузионното движение, подобно на топлинното, е бавно и не се предпочитва в електронните устройства.

**Рекомбинацията/генерацията** са различни процеси на раждане и изчезване на двойки носители с противоположен заряд. Това не са толкова движения; по-скоро са изменения в локалната концентрация в различните зони, което влияе на тока на носителите.

**Баллистичното движение** е характерно за свръх-тънките структури, със силно влияние на квантови ефекти. Тук енергиите на електроните са групирани около енергията на Ферми, а движението под действие на електрично поле става практически без удари. Поради това скоростта на движение е много по-висока от  $v_d$  и граничната честота е чак в THz обхвата.

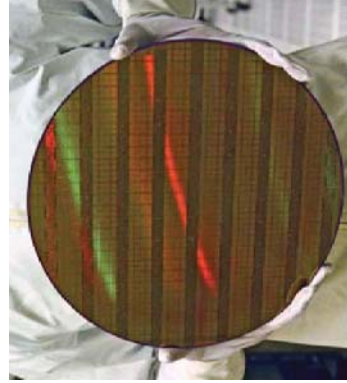
### Постижения на наноелектрониката



Wafer на новия 45-nm микропроцесор на Intel (в края на 2007 г.)



Снимка на баллистичен, едноелектронен FET транзистор с размер на канала 28.7 nm



### Основни зависимости при дрейфовото движение на заряди

Дрейфовото движение на носители е най-важният тип движение в съвременните активни електронни елементи. При него са валидни следните важни връзки:

$$J = \sigma E = nq\mu E = nqv_d \quad \mu = \frac{q\tau_c}{m_{eff}} \quad q = \pm |e|$$

където  $J$  е плътността на тока на даден тип носители в  $A/m^2$ ,  $E$  е приложеното външно поле във  $V/m$ ,  $\sigma$  е проводимостта в  $S/m$  или  $1/\Omega \cdot m$ ,  $n$  е концентрацията (обемната плътност) на носителите в  $1/m^3$ ,  $e = 1.6 \times 10^{-19} C$  е зарядът на електрона,  $q$  е зарядът на носителя с неговия знак ("+" за дупки и "-" за електрони),  $\mu$  е подвижността на носителите в  $m^2/V \cdot s$ ,  $v_d$  е тяждната дрейфова скорост,  $\tau_c$  е средното свободно време между два удара,  $m_{eff}$  е ефективната маса на носителите (вж. следващата страница). Тези зависимости могат да се запишат за всеки от типове носители в полупроводника – за електроните и за дупките:

$$J_n = \sigma_n E = n_n q \mu_n E = n_n q v_{d,n} \quad J_p = \sigma_p E = n_p q \mu_p E = n_p q v_{d,p}$$

Общата проводимост на носителите в полупроводника е сума от проводимостите на електроните и дупките, а общият ток – разлика от токовете на електроните и дупките:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e(\mu_n n_n + \mu_p n_p) \quad J = J_p - J_n$$

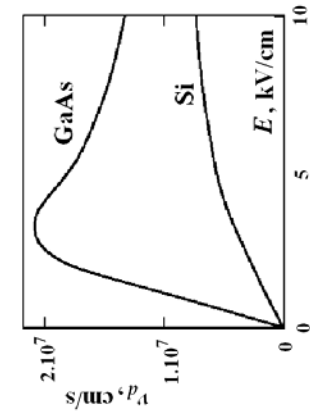
Понеже обикновено е в сила неравенството долу, то проводимостта и тока се определят главно от електроните  $\sigma \approx \sigma_n \quad J \approx -J_n$

$$v_{d,p} \ll v_{d,n}$$

### Дрейфова скорост на носителите на заряд

Съществуват две важни обстоятелства при дрейфовото движение на свободните носители в кристалната решетка на полупроводника – ограничеността на дрейфовата скорост и ефективната маса на носителите.

Под действието на Кулоновата сила носителите би трябвало да се ускоряват непрекъснато в идеалния случай, но в реалната решетка скоростта се ограничава от ефекта на ударите и разсейването от йоните в решетката. Поради това дрейфовата скорост на носителите в кристална се оказва ограничена и съществува максимална дрейфова скорост на насичане, която зависи от външното електрическо поле и точно тя определя подвижността им. На фигурата се вижда, че при еднакво поле скоростта  $v_d$  на електроните в GaAs е 5-6 пъти по-висока от тази в Si. С още 1.5 пъти е по-висока скоростта  $v_d$  в кристална на InSb.



### Ефективна маса на носителите на заряд

Друго важно обстоятелство е наличието на ефективна маса на носителите. Това е квантовомеханичен ефект, оказващ влияние върху класическия тип движение на носителите под действие на електрическо поле. Във вакуум под действието на Кулонова сила  $F = \pm qE$  електронът с маса  $m_e$  се ускорява съгласно II закон на Нютон. В кристалната решетка се появява периодичен потенциал, който създава допълнителна сила за различните носители, свързани по-силно или по-слабо с решетката (сравни двете формули долу).

$$F = qE = m_e a \quad F \pm \Delta F = m_e (a \pm \Delta a)$$

В този случай може да се запише нова зависимост чрез  $m_{eff}$

$$a = dv_d / dt = F \uparrow \downarrow / m_{eff} \uparrow \downarrow$$

Така, можем да считаме, че на електроните действа същата Кулонова сила, но истинското ускорение се получава, приемайки че масата на носителите е различна от тази на електрона във вакуум  $m_e$ . Ефективната маса  $m_{eff}$  зависи от температурата и оста на движение в кристална. Освен това, тя се различава силно при електроните и дупките.

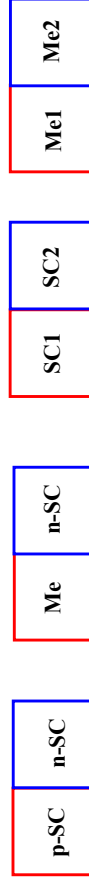
$$(m_{eff})_n \ll (m_e) \quad (m_{eff})_p \geq m_e$$

Обикновено дупките са “по-тежки” от електроните (напр. електроните в Si имат ефективна маса  $(m_{eff})_n \sim 0.26m_e$  докато дупките – ефективна маса  $(m_{eff})_p \sim 1.18m_e$ ).

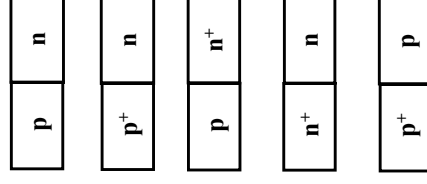
## Лекция 10

### 10.2 Устройство, и параметри на $pn$ -преход. Право и обратно свързване на $pn$ -прехода. Шотки переход – основни различия

#### Контакти (преходи) между материали с различна проводимост



Когато повърхностите на две твърди тела се приближат непосредствено една до друга, се получава т.нар. *контакт* или *преход*. Най-голям интерес в електрониката представляват свойствата на контактите между различни типове полупроводникови структури. Именно на тези свойства се базира и повечето от приложенията им. В електрониката се различават 3 основни типа контакти:



1. *Хомопреходи*. Това са класическият тип контакти между еднакви полупроводници с една и съща диелектрична проникваемост и ширина на забранената зона, но с различен тип примеси и/или с различна концентрация. Такъв е класическият  $pn$ -преход, който ще разгледаме по-подробно. Има още и преходи между ПП с различна концентрация на носители: изотипни преходи –  $n^+n$  и  $p^+p$ , и анизотипни преходи –  $p^+n$  и  $n^+p$ .

2. *Хетеропреходи*. Това са преходи между различни полупроводници или метали с различна диелектрична проникваемост и различна ширина на забранената зона. Това са изключително важен тип преходи в съвременните устройства.

3. *Преходи на Шотки*. Това са преходи от тип “метал-полупроводник”, като обикновено ПП е от  $n$ -тип, а на мястото на  $p$ -тип ПП е металът. Тези преходи са с по-резки VA-характеристики и за по-високи честоти.

## Технология на контактните слоеве

Изграждането на полупроводникови слоеве с различна проводимост е важен технологичен въпрос. Първо, трябва да се получи подложка от даден ПП върху която да се изградят слоеве с различна проводимост. Най-често тя се получава от моно-кристални образци, получени от стопилка чрез бавно изравняване (метод на Чухралски), и после нарязани на плоскопаралелни слоеве с достатъчно малка дебелина (wafers).

Един от най-старите методи за получаване на рр-преходи е чрез сплавната технология, която вече не се използва. По-съвременна е технологията чрез *ионна имплантация*. При нея се използват йонни "оръдия", които създават снопове от ускорени йони, бомбардиращи мишената с ПП образец. Йони на донори или акцептори проникват на различна дълбочина в основната подложка в зависимост от тяхната кинетична енергия и така навътре в образца се образуват области с различна проводимост от основната. Обикновено плътността на носителите вътре в тази област не е регулярна и има максимум близо до повърхността.

Най-съвременна е *епитаксиалната технология*. При нея мишената се бомбардира с молекулярни неутрални снопове, като върху основната подложка (в посока навън) израства даден слой. Той е с по равномерна плътност, може да бъде много тънък (минимално един атомарен слой) и могат да се изградят и ПП от друг тип на основния (хетеро-преходи).



Формиране на слой с различна проводимост чрез епитаксиално израстване през маска

## Контактна потенциална разлика и ширина на обеднената зона

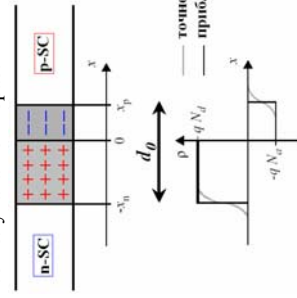
Може да се намери  $kT \ln \left( \frac{n_n}{n_p} \right)$  Тук  $kT$  е енергетична величина ( $kT=0.0259$  eV при стайна температура  $T=300$  K;  $k$  е константата на Болцман,  $T$  е абсолютната температура).

Величините под логаритъма са концентрации.  $n_n$  е броят на основните носители (електронни) в п-ПП, а  $n_p$  е броят на не-основните носители в п-ПП. По подобен начин:  $p_p$  е броят на основните носители (дупки) в р-ПП, а  $p_n$  е броят на не-основните носители в р-ПП. За основния тип носители  $n_n = N_D$ , а  $p_p = N_A$  където  $N_D$  и  $N_A$  са броят на примесите от донорен и акцепторен тип. Броят на неосновни носители се определя от изразите за равновесните концентрации  $n_p, p_p = n_i^2$  и  $p_n, n_n = n_i^2$ . От единия израз може да се определи  $n_i$  и да се замести в израз за контактният потенциал

$$\phi_0 = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

За Si при стайна температура нивата на концентрация на примесите е различна  $N_A \sim 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>,  $N_D \sim 10^{15}$  cm<sup>-3</sup>,  $n_i \sim 10^{10}$  cm<sup>-3</sup>. При тези условия контактният потенциал за Si е  $\phi_0 \sim 0.7$  V.

Друго обстоятелство е несиметричността на обеднената зона с обща ширина  $d_0 = x_n + x_p$ . Това е следствие на нееднаквата концентрация, т. е.  $x_n \sim 1/\sqrt{N_D}$ ;  $x_p \sim 1/\sqrt{N_A}$ ;  $N_A \gg N_D$ . Така обеднената зона в п-тип полупроводник от прехода е по-широка от обеднената зона в р-тип полупроводник (вж. илюстрацията на съседната фигура).



Несиметрична обеднена зона

## PN преход

Когато два примесни полупроводника – от п- и р-тип, се поставят във физически контакт, се образува *рп-преход*. След реализиране на контакта електроните от ЗП на п-ПП се насочват дифузно към р-ПП и обратно, дупките от ВЗ на р-ПП – към п-ПП. В резултат на този процес, близо до т. нар. "металургичния" контакт в п-ПП се "нагружават" неосновни за тази област носители – дупки, а в р-ПП се "нагружават" не-основни за областта носители – електрони. В резултат на описания процес се появява електрическо поле  $E_0$ , наречено "контактно". Това поле има такава посока (от п- към р-областта), че колкото повече нараства по големината, толкова повече то препятства по-нататъшната дифузия. Така се постига равновесие (изравняване на нивата на Ферми в двете области) и близо до мястото на контакта се образува "обедненена" област, в която има недостиг на основни носители (електрони в п-ПП и на дупки – в р-ПП). Създаде-ната равновесна контактна потенциална разлика  $\phi_0$  е свързана с контактното поле на прехода:

$$E_0 = -q\phi_0$$

Етапи от формиране на рп-прехода

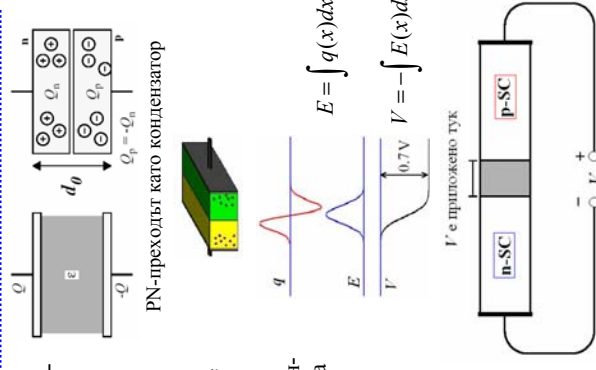
## PN-преходът във външно електрическо поле

PN преходът може да се разглежда като кондензатор, който може да се зарежда и разрежда и има свой капацитет. Основната разлика с обикновения кондензатор е, че тук зарядите не се награват на "плочите" му, а са разпределени по целия обем.

Изравняването на нивата на Ферми в двата полупроводника е причината за възникването на контактно поле и равновесие на носителите. Неравновесие може да настъпи отново, ако към рп-прехода се приложи външен потенциал  $V$ , който да "размести" нивата на Ферми. Външното напрежение ще доведе до експоненциално нарастване или намаляване на концентрацията на носителите в зависимост от неговия знак.

$$n_p p = n_i^2 e^{\frac{(W_{F,p} - W_{F,p})}{kT}} = n_i^2 e^{kT V}$$

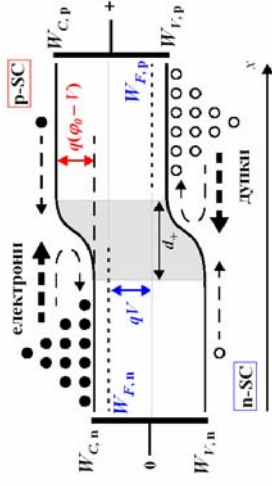
Приложеното външно поле е в права посока, ако р-ПП се свърже към "+", полюс на източника, или в обратна посока, ако р-ПП се свърже към "-", полюс. Макар, че напрежението се прилага към омитните контакти на цялата структура, падът на напрежението е само в областта на обеднената зона, като в резултат на това може да промени размера ѝ.



Прилагане на външно поле към рп-прехода

### Свързване на *pn*-прехода в права посока

При свързване в права посока (forward biasing) “+” полюс на източника се прилага към *p*-областа на прехода. Това води до такова изменение на нивата на Ферми, че разликата между енергетичните зони в обединената област между *pn*-области (*p*- и *n*-) намалява както  $q(\phi_0 - V)$  ( $V$  – големината на външното напрежение). Това предизвиква два ефекта. Контактното електрическо поле намалява, но без да сменя своята посока; намалява и ширината на обединената област. Следователно, потенциалната бариера за основните носители в дадена област намалява и те могат да се насочат към срещуположната област, където са неосновни. Това движение е дифузно, а не дрейфово (под действие на електрическо поле). Процесът е известен като “**инжекция на неосновни носители**” в *pn*-прехода – електрони от *p*-областа ( $n_p$ ) в *p*-областта и обратно, дупки от *p*-областта ( $p_p$ ) в *n*-областта. Понеже с увеличаване на външното поле все повече основни носители придобиват достатъчна кинетична енергия, за да се инжектират дифузно, при права посока на свързване на *pn*-прехода протичат относително силни токове.

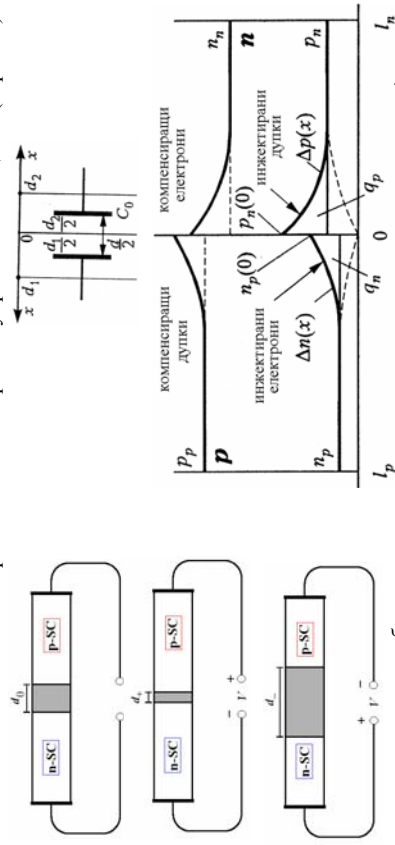


Прилагане на право външно напрежение към *pn*-прехода

### Изменение на ширината на обединената зона *pn*-прехода

Както споменахме, обединената зона на *pn*-прехода може да се разглежда като кондензатор, при който обаче зарядите са разпределени по целия му обем. При право свързване ширината на обединената зона намалява, а при обратно – се увеличава (вж. фигурата вляво). Този ефект е свързан с увеличаване или намаляване на броя на носителите в обединената зона.

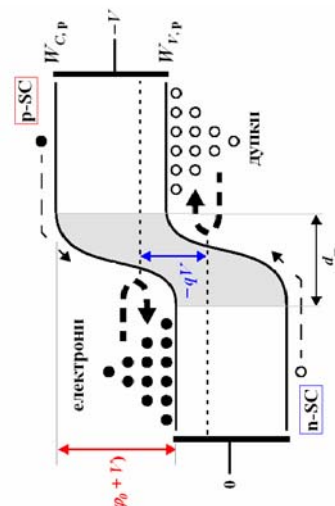
Така може да се определи capacitance  $C_0$  на този преход:  $C_0 = 2Aed$  ( $A$  – площ на прехода;  $\epsilon$  – диелектрична проникваемост;  $d$  – еквивалентна ширина на прехода). При обратно свързване този капацитет се нарича “барьерен” и зависи нелинейно от приложеното обратно напрежение. Използва се често в електрониката за електронно-управляем капацитет (варикап).



Изменение на ширината на обединената зона

### Свързване на *pn*-прехода в обратна посока

При свързване в обратна посока (reverse biasing) “+” полюс на източника се свързва към *p*-областа на прехода. Сега нивата на Ферми се раздвигат в обратна посока и разликата между енергетичните зони в обединената област между двете области расте както  $q(\phi_0 + V)$ . Тук основните два ефекта са следните. В обединената зона се натрупват още носители и контактното електрическо поле се увеличава, с което увеличава потенциалната бариера за основните носители (електроните в *p*-областта и дупките в *n*-областта). В резултат на това обединената зона се разширява. По-високата потенциална бариера не е пречка; напротив, под действие на по-силното контактното поле се засилва дрейфовото (а не дифузно) движение на неосновни носители през обединената зона. Процесът е известен като “**екстракция на ос-новни носители**”. Това е дрейфово движение през *pn*-прехода на дупки от *p*-областта ( $p_p$ ) в *n*-областта и обратно, електрони дупки от *n*-областта ( $n_n$ ) в *p*-областта, където те вече са



Прилагане на обратно външно напрежение към *pn*-прехода

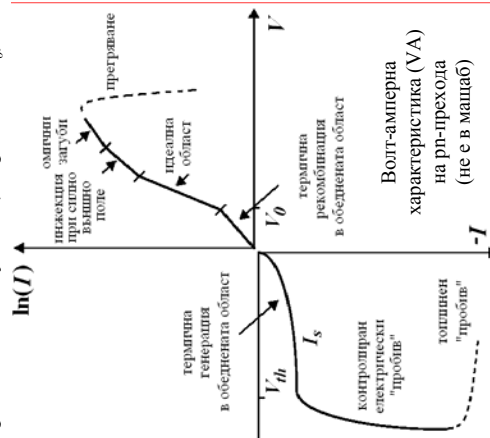
доста силно, всъщност протичащите през *pn*-прехода обратни токове са много слаби, понеже са свързани с топлинно-генерираните неосновни носители ( $n_p$  и  $p_n$ ). Така се получава слаб наситен ток, който не зависи от приложеното напрежение чак до появата на електрически пробив (вж.).

### Не-идеална *VA* характеристика на *pn*-прехода

На фигурата долу е показана не-идеалната волт-амперна характеристика на *pn*-прехода (в координати  $\ln I$  и  $V$ ), която показва типа на физичните процеси в него при право и обратно свързване. При отсъствие на външно напрежение преходът е в термично равновесие. При **право свързване** отначало се извършва термична рекомбинация на електрони и дупки при намаляване на контактното електрическо поле и преходът се “отпушва” (напрежение  $V_0$ ).

След това започва да тече силен дифузен ток в права посока и се формира т. нар. **идеална област** (разгледана по-късно). По-нататък се наблюдават ефекти на насищане при силно поле и област на високи омични загуби. Тук може да настъпи необратимо претрявяне.

При **обратно свързване** първо настъпва термична генерация на носители в обединената област и започва да тече слаб обратен ток, който стига до насищане  $I_s$ . При критично напрежение  $V_{th}$  се наблюдава **електрически пробив** на обединената зона. При тези силни полета кинетичната енергия на извлечените от прехода носители става достатъчно голяма, за да предизвика “лавинно” умножаване на носителите чрез генериране на нови носители от ВЗ и ЗП на полупроводника – Ценер ефект. После настъпва термичен пробив.





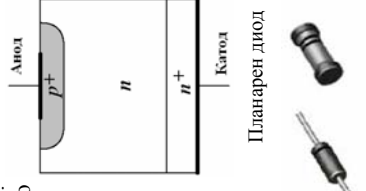
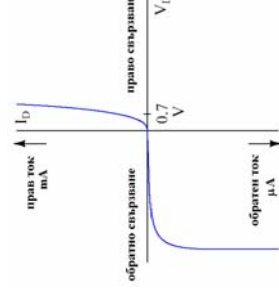
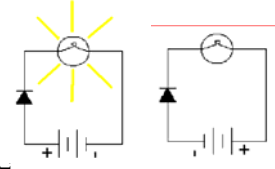
# Лекция 10

## 10.3 Понятие за диод. Волт-амперна характеристика на диода. Еквивалентна схема.

### Диодът като pn-преход

В електрониката p-n преходът е известен като *диод*. Това е полупроводниковият преход със свързващи външни електроди – анод “+”, към p-областта (емитер) и катод “-”, към n-областта (база). Съвременните диоди имат планарна структура (вж. фигурата) и се помещават в корпус с два извода. Символът на общото означение за диод е дадено влясно.

Типичната V-A характеристика на диода – протичане на по-силен ток при право свързване и на по-слаб ток при обратен свързване, определя и неговото основно приложение – за “изправяне” на променлив ток (вж. следващия раздел). Има и много други приложения на диодите, особено на високи честоти. Някои от тези диоди са разглеждани в следващия раздел



Практическо включване на диод в права и обратна посока и типична V-A характеристика (Si)

Диоди в корпус

### Анализ на волт-амперната характеристика на диод

Най-напред ще анализираме V-A характеристика на типичен диод, дадена на голямата фигура; мащабите на голямата фигура са различни в различните квадранти).

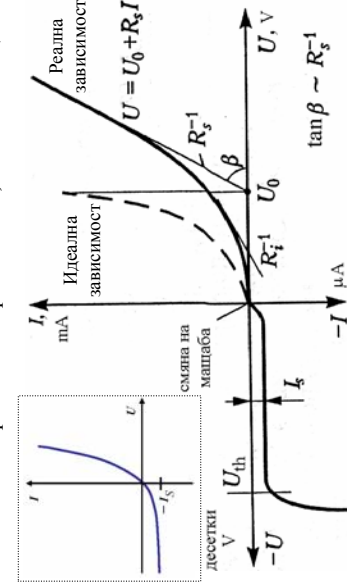
Качествено описание на зависимостта на тока  $I$  от приложеното външно напрежение  $U$  може да се даде с експоненциалната зависимост влясно, където  $I_s$  е малкият обратен ток на насищане,

$$I = I_s \left( e^{qU/nkT} - 1 \right)$$

$kT = 0.0259$  eV при стайна температура,  $n \sim 1 + 2$  е коефициент на неидеалност. Тази идеална зависимост е дадена с пунктир на голямата фигура (и отделно на съседната малка фигура). При големи отрицателни напрежения (няколко V) токът през диода е  $I \sim -I_s$ , но дори и при малки положителни напрежения токът в права посока расте силно, като се насища

асмптотично при  $U \sim \phi_0 = U_0$  (контактната потенциална разлика на диода; при Si  $U_0 \sim 0.7$  V; при GaAs  $U_0 \sim 1$  V).

V-A характеристика на реален диод се отличава от идеалната – вж. плътната крива на голямата фигура. Първо, при обратно свързване се появява електрически пробив при  $U = U_{th}$  (разгледан по-нататък), а наклонът на зависимостта в права посока расте



Идеална и реална V-A характеристика на диод с pn-преход

### Анализ на реалната V-A характеристика – продължение

Всеки реален диод има свое съпротивление на загубите (означено тук с  $R_s$ ), което е сума от съпротивлението на еднородните области на диода и контактите. Изобщо, всеки реален диод може да се представи с еквивалентна схема при право и обратно свързване – вж. следващата страница. Ако съпротивлението в права посока е  $R_S$ , връзката между тока и напрежението се дава с нов израз (вж. и плътната крива на фигурата):

$$U = U_0 + R_s I = \frac{nkT}{q} \ln \left( \frac{I}{I_s} + 1 \right) + R_s I$$

Наклонът  $\beta$  на кривата при големи стойности на тока в права посока е свързан със съпротивлението на загубите  $R_S$  и може да се определи от него (вж. фигурата долу).

$$\frac{dI}{dU} = 1/R_s$$

При малки прави токове наклонът започва да намалява поради увеличаване на диференциалното съпротивление  $R_i$ ; сега то се определя главно от вътрешното съпротивление на pn прехода.

$$R_i = \frac{dU}{dI} = \frac{nkT}{q(I + I_s)} \sim \frac{25n}{I} \text{ m}\Omega, \Omega$$

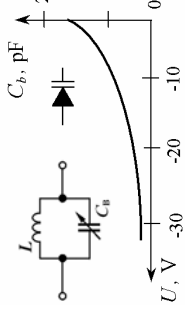
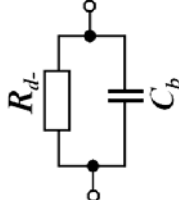
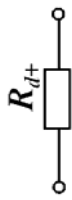
За Ge  $n = 1$  и  $R_i \sim 2.5 \Omega$  при  $I = 10$  mA; за Si и GaAs  $n = 2$  и  $R_i \sim 5 \Omega$  при 10 mA.

V-A характеристика – продължение

### Еквивалентна схема на диод с rp преход

Много важен подход е да се определи еквивалентна схема на даден диод като активен елемент. Подобна схема позволява по-лесно да се анализира работата на устройствата с диоди. На фигурите по-долу са представени две опростени еквивалентни схеми на диод с rp-преход при право и обратно свързване.

- ❖ При право свързване диодът е еквивалентен на малко съпротивление  $R_{d+} = R_s$ , определено от наклона на V-A характеристиката на диода. Типичните стойности на това съпротивление е  $R_{d+} \sim 1-100 \Omega$ .
- ❖ При обратно свързване диодът е еквивалентен на успоредно свързани голямо съпротивление  $R_{d-} \sim R_b$  и малък бариерен капацитет  $C_b$ , и двете зависещи от приложеното обратено напрежение. Типичните стойности са  $R_{d-} \sim 10^5-10^8 \Omega$  и  $C_b \sim$  десетки pF. За характеризиране на действителното на *изправителния диод* (вж. следващия раздел) е достатъчна представата за диода като малко съпротивление в права посока и голямо съпротивление – в обратна посока.



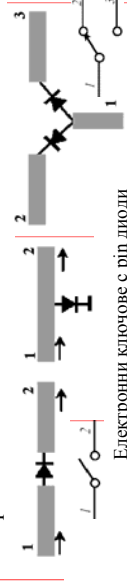
При някои диоди (*варактор*) се използва зависимостта на бариерния капацитет от обратното напрежение за създаване на електронно-управляеми кондензатори (вж. нейната волт-фарадната характеристика на варакторния диод вляво). С тяхна помощ могат да се реализират регулируеми чрез напрежение LC трептящи кръгове.

### Еквивалентна схема на p-i-n диод

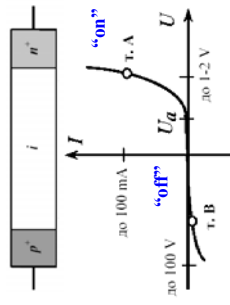
За да се подчертае важността на въвеждането на еквивалентни схеми на активни елементи, тук е анализирана работата на един особен тип диод – rp диод. Той не е диод с rp-преход, защото двете легирани области (p емитера и i базата) са разделени с относително дълга област със собствена (i) проводимост. Това определя някои различия, напр. rp диодът няма изправителни свойства.

- ❖ При право свързване rp диодът е еквивалентен на малко регулируемо с ток съпротивление  $R_+$ . При високи честоти това се използва за реализация на електронно-управляеми атеноатори (загивватели) на сигнал. При голям прав ток диодът е “отпушен” (“on” състояние).

- ❖ При обратно свързване rp диодът е еквивалентен на голямо капацитивно съпротивление и диодът е “запушен” (под напрежение  $U_d$ ) (“off” състояние). Така, rp диодът може да се използва като относително бърз високочестотен “on/off” ключ и модулатор на сигнала, управляван електронно.



Електронни ключове с rp диоди



V-A характеристика на rp диод

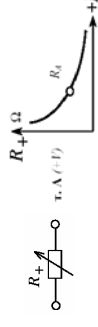


Схема на rp диод в права посока – регулируемо с ток малко съпротивление

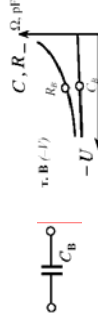


Схема на rp диод в обратна посока – високо капацитивно съпротивление

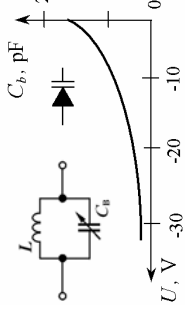
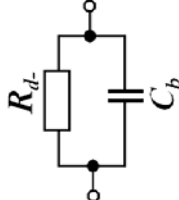
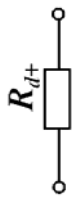
### Лекция 10

## 10.4 Изправителен диод. Ценеров диод. Светодиод, фотодиод. Слънчева фотоклетка.

### Идеализирана VA характеристика

В някои от приложенията на диодите не е необходимо да се знае точното поведение на VA характеристика. Например, при изправителните диоди може да се използва силно идеализирана VA характеристика, показана по-долу. В обратна посока диодът с добро приближение може да се счита за отворена верига с безкрайно голямо съпротивление, а в права – за верига с късо съединение с нулево съпротивление или омова верига с малко ненулево съпротивление  $R \neq 0$ .

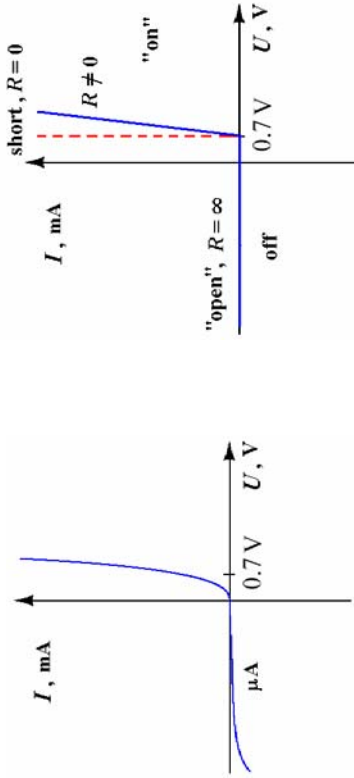
- ❖ При право свързване диодът е еквивалентен на малко съпротивление  $R_{d+} = R_s$ , определено от наклона на V-A характеристиката на диода. Типичните стойности на това съпротивление е  $R_{d+} \sim 1-100 \Omega$ .
- ❖ При обратно свързване диодът е еквивалентен на успоредно свързани голямо съпротивление  $R_{d-} \sim R_b$  и малък бариерен капацитет  $C_b$ , и двете зависещи от приложеното обратено напрежение. Типичните стойности са  $R_{d-} \sim 10^5-10^8 \Omega$  и  $C_b \sim$  десетки pF. За характеризиране на действителното на *изправителния диод* (вж. следващия раздел) е достатъчна представата за диода като малко съпротивление в права посока и голямо съпротивление – в обратна посока.



При някои диоди (*варактор*) се използва зависимостта на бариерния капацитет от обратното напрежение за създаване на електронно-управляеми кондензатори (вж. нейната волт-фарадната характеристика на варакторния диод вляво). С тяхна помощ могат да се реализират регулируеми чрез напрежение LC трептящи кръгове.

### Идеализирана VA характеристика

В някои от приложенията на диодите не е необходимо да се знае точното поведение на VA характеристика. Например, при изправителните диоди може да се използва силно идеализирана VA характеристика, показана по-долу. В обратна посока диодът с добро приближение може да се счита за отворена верига с безкрайно голямо съпротивление, а в права – за верига с късо съединение с нулево съпротивление или омова верига с малко ненулево съпротивление  $R \neq 0$ .

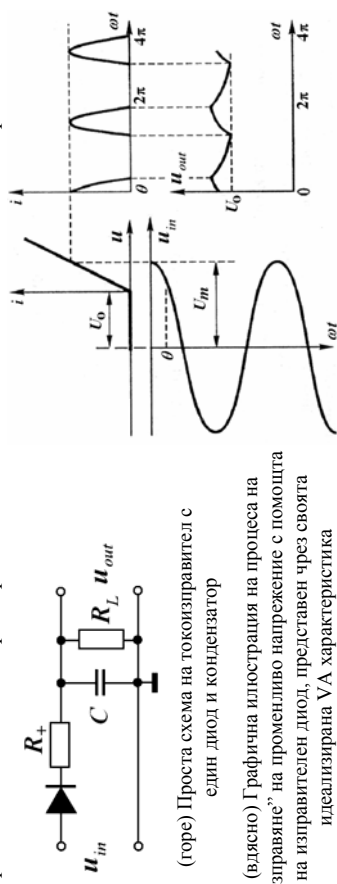


Измерена VA- характеристика на изправителен Si диод

Идеализирана VA- характеристика на същия изправителен Si диод, която може да се използва при анализа

### Изправителен диод

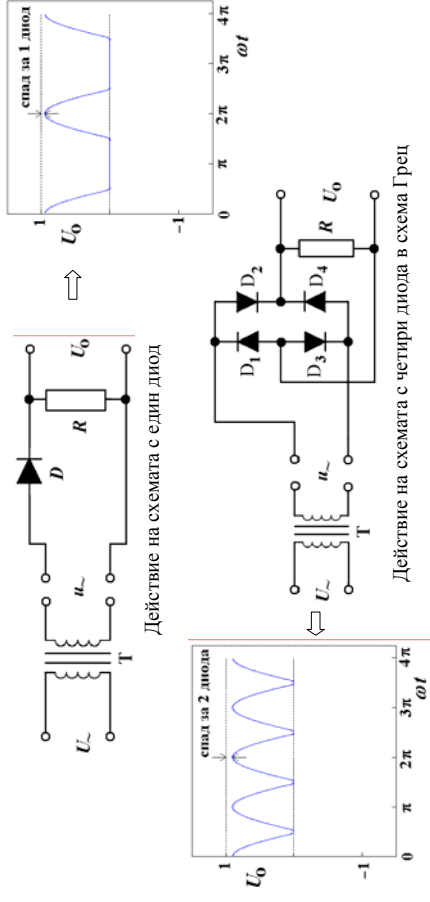
В електрониката има много активни устройства, които, за да работят, трябва да бъдат захранени с постоянен  $dc$  напрежение. В същото време електро-преносната мрежа доставя до масовите потребители променливо  $ac$  напрежение (напр.  $220V/50\text{ Hz}$ ), респ. променлив ток. Доставка до потребителя на променлив ток при високо напрежение вместо постоянен ток енергетично е по-изгодно, защото така при "транспорту" и преобразуването на това високо напрежение чрез трансформатор се губи по-малко мощност. Следователно, важен процес в електрониката се оказва конверсията на  $ac$  в  $dc$  ток/напрежение, което става чрез т. нар. *токоизправител*. Това е широко-използвано електронно устройство, което може да се реализира с помощта на *изправителен диод*. Долу е дадена проста схема на едно-диоден токоизправител, както и графична илюстрация на процеса на "изправяне" на променливо напрежение. Опитайте се предварително да си обясните сами наблюдаваните процеси.



(горе) Проста схема на токоизправител с един диод и кондензатор  
(влясно) Графична илюстрация на процеса на "изправяне" на променливо напрежение с помощта на изправителен диод, представен чрез своята идеализирана  $V_A$  характеристика

### Схема с един и четири диода

Долу са дадени две схеми с изправителни диоди. Първата е с един диод. На изхода върху съпротивлението  $R$  се появява положително напрежение само в единия полупериод на входното, получено чрез понижавач трансформатор. Амплитудата му е намалена с пада върху диода в права посока ( $0.7\text{ V}$  за  $Si$ ). Тази по-неефективна схема може да се замени с 4-диодна схема, където на изхода се получава положително напрежение и в двата полупериода, но пропускане от различна двойка диоди ( $D_2$  и  $D_3$  за "+", полупериод;  $D_1$  и  $D_4$  за "-" полупериод). Тук спадаът на амплитудата е по-голям, понеже се включват падове на 2 диода ( $\sim 1.4\text{ V}$ ).

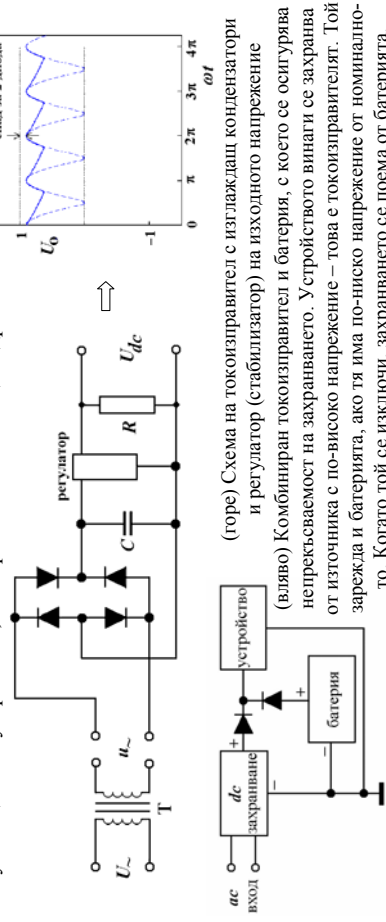


Действие на схемата с един диод

Действие на схемата с четири диода в схема Грец

### Типична схема на токоизправител

Ако в схемите от предната страница се добави един кондензатор, той ще "изгладни" пулсации на напрежението, ако времеконстантата  $\tau = RC$  е значително по-голяма от полупериода  $\frac{1}{2}T$  на променливото напрежение (напр. с честота  $50$  или  $60\text{ Hz}$ ), за да не може кондензаторът да се разрежда бързо. Обикновено  $C \sim \mu F$ . Към изхода за пълнота може да включи и електронен регулатор (стабилизатор) на напрежението, чиято роля е да осигури на изхода постоянно слабо-пулсиращо напрежение, ако входното се променя в някакви граници – до няколко пъти над изходното. На схемата най-долу е показано устройство, захранвано от токоизправител и осигурено с батерия. Подобни захранвания имат лаптопите, повечето комуникационни устройства, електронните часовници и др.



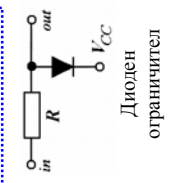
(горе) Схема на токоизправител с изглаждащ кондензатор и регулатор (стабилизатор) на изходното напрежение (вляво) Комбиниран токоизправител и батерия, с което се осигурява непрекъсваемост на захранването. Устройството винаги се захранва от източника с по-високо напрежение – това е токоизправителът. Той зарежда и батерията, ако тя има по-ниско напрежение от номиналното. Когато той се изключи, захранването се поема от батерията.

### Схеми с диоди

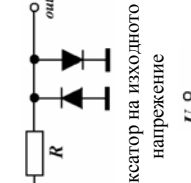
Тук за пример са показани три прости схеми с диоди с  $rp$  преход. При първата схема диодът се използва да ограничи изходното напрежение, то не може да надхвърли захранващото напрежение  $V_{CC}$  плюс пада на напрежение върху диода в права посока ( $0.7V$ ). Ако напрежението нарастне, през диода ще протече силен ток в права посока и изходното напрежение може да надхвърли  $V_{CC}$  само с пад  $0.7V$ . Такава схема може да предпази устройствата от импулси в захранващото напрежение.

Втората схема е близка до първата по функции. Тук изходното напрежение не може нито да надхвърли, нито да спадне под пада на диода в права посока – фиксиране на напрежението. Ако това стане, поне един от двата диода е свързан в права посока и ограничава промяната. Могат да се използват и повече от два диода. Освен това, тук "заземената" точка може да се замени с произволно друго референтно напрежение, което да се фиксира на изхода.

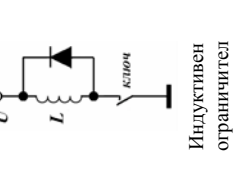
Последната схема е също ограничителна (Kick blocker). При включване или изключване на ключа в схемата, съдържаща индуктивност, върху нея може да се получи голям скок на напрежението в зависимост от това колко бързо се изменя тока. Това напрежение (kick) може да повреди включените в схемата други устройства. На индуктивността може да се направи "байпас" чрез изправителен диод, който може да ограничи този скок, като токуват от високото начално напрежение ще протече през него. Това ще минимизира появата на "искрене" или волтова дъга при всяко включване или изключване на ключа.



Диоден ограничител



Фиксатор на изходното напрежение



Индуктивен ограничител

## Ценеров (опорен) диод

При обратно свързване на диода могат да се наблюдават ефекти на протичане на силен ток. Например, при високо отрицателно напрежение кинетичната енергия на малкото на брой носители става достатъчна те да "избият" чрез удари нови електрони от валентната зона – т. нар. "лавинно умножение" и токът да нарастне съществено. Подобен е и Ценеровият ефект. При него приложено обратен електрическо поле (по-ниско от това за лавинния пробив) може директно да предизвика преход на ковалентни електрони от валентната зона в зоната на проводимост и отново да възникне силен обратен ток. Точно този ефект се използва в Ценеровите (опорни) диоди – в обратния клон на V-A характеристика възниква стръмен участък, при който в тясна област от напрежения  $\Delta U_z$  токът се мени съществено  $\Delta I_z$  – вж. долу. На схемата е показан прост стабизатор на изходното напрежение с Ценеров диод, който използва практическата независимост на напрежението  $-U_z$  от тока  $-I_z$ . Напрежението  $|U_z|$  може да бъде от няколко V до няколко десетки V. Даден е пример за диод с  $|U_z| = 5.6$  V. Нека захранващото

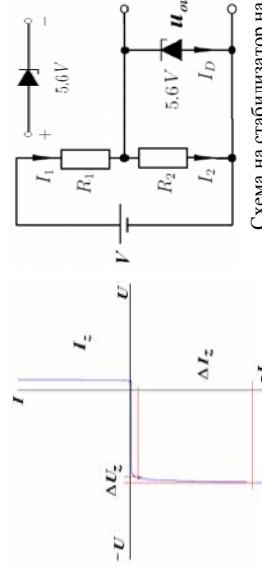
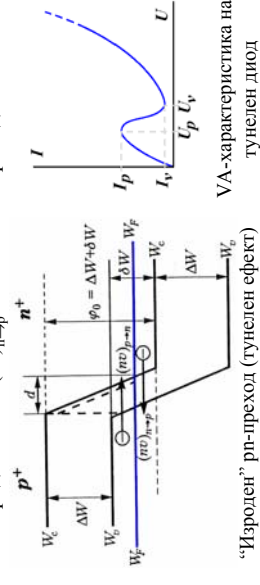


Схема на стабилизатор на напрежение с Ценеров диод

напрежение е  $V = 11.2$  V = 2 × 5.6 V. Ако  $R_2 < R_1$ , делителят  $R_1/R_2$  осигурява пад върху  $R_2$  под 5.6 V и ток през диода не тече. Обратно, ако  $R_2 > R_1$ , падът върху  $R_2$  е над 5.6 V, диодът "пробива", протича силен обратен ток, а изходното напрежение се стабилизира на  $u_{out} \sim 5.6$  V.

## Тунелен диод

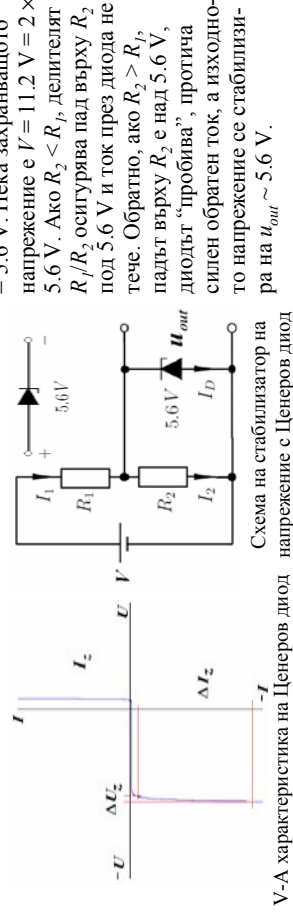
Тунелният диод е рп-преход с висока концентрация на носители (т. е. р<sup>+</sup>n<sup>+</sup>, като при Si тя достига  $\sim 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>). Такъв преход е "изроден" от квантово-механична гледна точка – при равновесие нивото на Ферми не е в забранената зона (както е при нормалния рп-преход), а в ЗП на n<sup>+</sup>-областа и във BV на р<sup>+</sup>-областа (вж. фигурата долу). В резултат на това, потенциалната бариера при  $U = 0$  е по-висока от нормалния рп-преход, а ширината на обеднената зона – по-тясна ( $d_0 < 10$  nm). Така върху р<sup>+</sup>n<sup>+</sup>-прехода дори при  $U = 0$  е приложено огромно поле,  $E = \phi_0/d_0 \sim$  MV/cm, и той вече е в режим на "пробив". При тези условия електроните не преодоляват потенциалната бариера, като се "повдигат" над нея, а чрез "тунелен" преход, познат от квантовата механика, или нагледно, "просмукват" се през "тунела" под бариерата. Така електроните от ВЗ на р-областа се придвижват в ЗП на n-областа (nv) и обратно, електроните от ЗП на n-областа – във ВП на р-областа (nr). При  $U = 0$  двата тока се урівновесяват и общият ток  $I = 0$  (вж. VA-характеристика). При обратно напрежение  $U < 0$  токът расте за сметка на увеличението тунелен поток (nv). При  $U > 0$  правият ток расте поради потока (nr) и поради зоната на проводимост. Той достига максимум  $I_p$  при  $U_p$ , когато то "дъното" на ЗП на n-областа съвпадне с нивото на Ферми. Токът намалява до  $I_v$  при  $U_v$ , след това той расте поради инжекция на неосновни носители както в нормалния рп-преход. Работната област е  $U_p < U < U_v$ , където тунелният диод има отрицателно динамично съпротивление и може да работи като генератор.



VA-характеристика на тунелен диод

## Оптически полупроводникови устройства

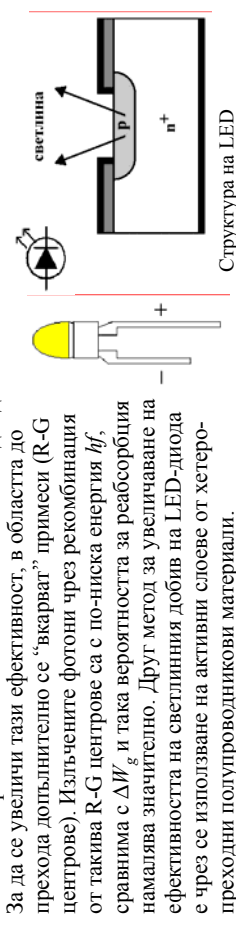
Работата на диодите, като всички полупроводникови устройства, се базира на принципите на квантовата механика. Когато електрон трябва да премине от по-ниско енергетично ниво в кристалната решетка на полупроводниковия материал, той се нуждае от определена енергия, равна на разликата между енергията на двете нива. Това може да бъде топлинна енергия, кинетична енергия на друг електрон, електрично поле или светлина (фотон). Последният ефект обуславя т. нар. абсорбция на фотона (когато енергията му е  $hf > \Delta W_g$ , вж. графиката вдясно). Обратният преход също е възможен – преминаване на електрон от по-високоенергетично състояние в по-нискоенергетично – електролуминисценция ( $hf = \Delta W_g$ , вж. графиката вляво). На принципите на взаимодействието със светлината работят многото електронни устройства. Така се оформя специален раздел от електрониката – оптоелектроника (или фотоелектроника).



Излъчване при електролуминисценция

## Светодиод (LED)

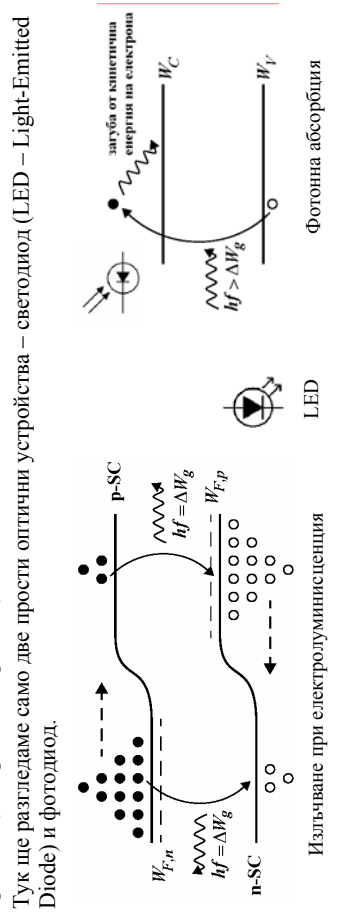
Светодиодът (LED, Light-Emitting Diode) се базира на излъчване на фотони с енергия, близка до ширината  $\Delta W_g$  на забранената зона в даден полупроводник (електролуминисценция), което става при рекомбинацията на голям брой електрони от зоната на проводимост на p-SC с дупки от валентната му зона (фигурата вляво на предната страница). Ролята на диода се свежда до това, че вероятността за подобна рекомбинация е максимална в краищата на обеднената зона на прехода и спада експоненциално далече от тях. При това, поради необходимостта от легиране на рп-прехода, този процес е по-ефективен на границата на n-областа, отколкото на границата на р-областа. На фигурата долу е показана физичната структура на светодиода: p<sup>+</sup>-тип полупроводник с дифузно имплантиран р-слой. Така n-областа се оказва "скрита" във вътрешността на диода и не позволява емисия на фотони навътре в обема, понеже пикът на разпределението на електроните е на ръба на обеднената зона. Максималната енергия на електроните, които предизвикват излъчване на фотони, е  $W_{max} = W_C + kT/2$ , така излъчените фотони могат по-лесно да се реабсорбират навътре в обема на диода, защото имат енергия, по-голяма от ширината на забранената зона  $\Delta W_g$ . Това води до намаляване на ефективността на излъчване на LED-диола.



За да се увеличи тази ефективност, в областта до прехода допълнително се "вкарват" примеси (R-G центрове). Излъчените фотони чрез рекомбинация от такива R-G центрове са с по-ниска енергия  $hf$ , сравнима с  $\Delta W_g$  и така вероятността за реабсорбция намалява значително. Друг метод за увеличаване на ефективността на светлинния добив на LED-диола е чрез се използване на активни слоеве от хетеропреходни полупроводникови материали.

## Тук ще разгледаме само две прости оптични устройства – светодиода (LED – Light-Emitted Diode) и фотодиода.

Тук ще разгледаме само две прости оптични устройства – светодиода (LED – Light-Emitted Diode) и фотодиода.

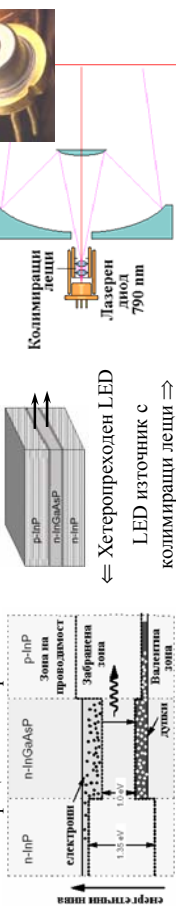


Излъчване при електролуминисценция

## Реализация на LED диоди

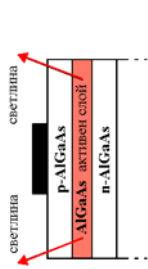
От физична гледна излъчването на фотони в полупроводниковия материал може да стане по два основни начина: чрез спонтанна емисия и чрез стимулирана емисия под действието на друг фотон. В първия случай светлината е монохроматична и има фиксирана дължина на вълната  $\lambda$  (или набор от дължини – бяла светлина), свързана с енергията на прехода, но фазата и посоката на излъчване са случайни. Във втория случай фазата и посоката на разпространение се синхронизирани с тези на възбуждащите фотони. Именно спонтанната емисия е в основата на действието на светодиодите LED. Реализират се с полупроводникови p-n преходи с напрежение в права посока.

При комбинацията на електроните и дупките възникват хаотично ориентирани фотони с енергия, равна на ширината на забранената зона  $\Delta W_g$  на избрания полупроводник (инжекционна емисия) ( $\lambda, \mu\text{m} = 1.24/\Delta W_g, \text{eV}$ ). Подходящи полупроводникови материали са InP ( $\lambda = 0.92 \mu\text{m}$ ), InAs (3.6), GaP (0.55), GaAs (0.87), AlAs (0.59), GaInP (0.64-0.68), AlGaAs (0.8-0.9), InGaAs (1.0-1.3), InGaAsP (0.9-1.7) и др. LED диодите трябва да са с тънък p-n преход и голяма площ. На фигурата е показан ефективен хетеропреходен LED с двоен p-n преход. При подобни светодиоди активната област на производство на светлина се ограничава в на малка площ (тесен сноп) и с голям коефициент на отражение.

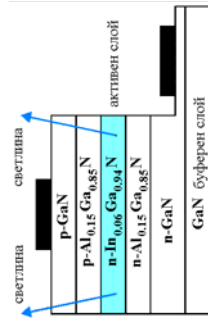


## Някои по-известни типове светодиоди с видима светлина

- Светодиоди на основата на  $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ . Този материал се използва поне от 70-те години на миналия век и "произвежда" слаба червена светлина. Ефективността на излъчване  $\eta =$  (излъчена светлинна енергия)/(входна електрическа енергия) на този LED диод е много ниска – едва 0.2 %.
- Разнообразни LED диоди могат да се реализират на основата на следните материали:  $\text{GaAs}_{0.35}\text{P}_{0.65}$ ;  $\text{N}$ ,  $\text{GaAs}_{0.14}\text{P}_{0.86}$ ;  $\text{N}$  и  $\text{GaP}$ ;  $\text{N}$ . В кристалната решетка на тези материали част от фосфорните атоми P са заменени с азотни N. В зависимост от степента на тази замяна те могат да светят в различни светлина, съответно: оранжево-червена, жълта и зелена. Ефективността на излъчване  $\eta$  на тези LED диоди е също доста ниска – съответно 0.7 %, 0.2 % и 0.4%.
- Един от първите по-ефективни хетеропреходни епитаксиални LED диоди е този с  $\text{AlGaAs}$  (вж. фигурата вдясно), който свети в интензивна червена светлина. Подобрената ефективност идва от намалената степен на ре-абсорбция (повторно поглъщане на фотона) в характерно подредените епитаксиални слоеве. Ефективността е  $\eta \sim 4$  до 16 %.



AlGaAs LED в червено



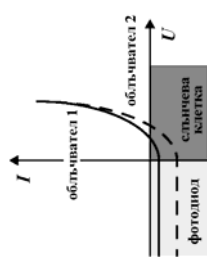
GaN LED в синьо

- За създаване на ефективни LED за по-високи честоти трябва да се използват полупроводници с широка 33. През 90-те години на миналия век бяха създадени първите подобни материали:  $\text{SiC}$  ( $\Delta W_g = 2.9 \text{ eV}$ ) и  $\text{GaN}$  ( $\Delta W_g = 3.4 \text{ eV}$ ), като вторият е по-разпространен (фигурата вдясно). Това е сложна хетеропреходна епитаксиална структура, която може да произвежда интензивна синя светлина.



## Фотодетекторни устройства

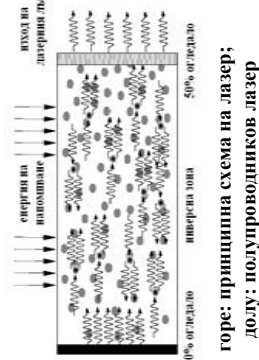
**Фоторезисторът** (обмен полупроводников образец с два омични контакта) е едно от най-простите фоточувствителни устройства – той може да мени своето съпротивление под действие на светлината – намалява при увеличаване на нейната интензивност, понеже расте броят на произведени двойки "електрон-дупка" при абсорбцията на фотоните. Така фоторезисторът се оказва най-простият тип фотодетектор – възможност за регистрация на светлинно излъчване, но чувствителността е малка, има силен топлинен шум и т. нар. "тъмен ток" (наличие на ток без подаване на светлина) и неговото приложение е ограничено. Много по-ефективен е *фотодиодът* – това е p-n преход с обратно свързване, при който големината на обратният ток зависи от интензитета на падащия светлинен поток. Подобна на него е фотоклетката – работеща при право свързване (вж. фигурата долу). Двете устройства са базират на един и същи принцип, но са съвсем различни устройства по характеристики, технология и предназначение. За фотодиодът значение имат само тесен интервал от дължини на вълната на оптичния сигнал, докато същевременно клетка трябва да се облъчва от светлинен сигнал с широк спектър. Фотодиодът е малко устройство (за да се минимизира капацитетът на p-n прехода), а фотоклетката трябва да е голяма по принцип, за да е по-ефективна. За фотодиодът е важна ефективността на квантовия добив (брой носители за един падащ фотон), докато за същевременно клетка е от значение енергийната ефективност на преобразуване на светлината в електрически ток. Накрая, фотодиодът се включва в схемата при отрицателно захранващо напрежение, а същевременно клетка – без външно напрежение или при слабо положително напрежение, но към даден товар.



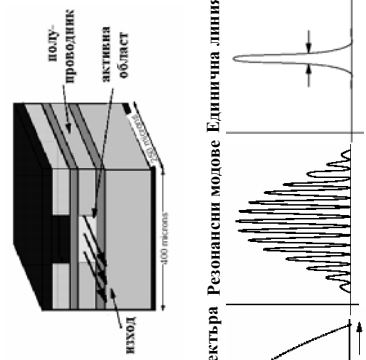
Два фотоелемента с p-n преход (облъчвател 2 е по-интензивен от облъчвател 1)

## Полупроводникови Fabry-Pérot лазери

На фигурата вдясно е показана типичната схема на лазер: активна среда с "инверсна" населеност, която се поддържа с външна енергия, 100-% и 50-% отгледала за формиране на изходния сноп. В активната среда има атоми с "метаустойчиви" нива; електроните на тези нива излъчват стимулирано фотон под действие на друг фотон със същите параметри. В комуникациите е удобно да се използват полупроводникови лазери. Най-известни от тях са "Fabry-Pérot" лазерите със структура, подобна на LED, но с двойка огледала в краищата (FP, Fabry-Pérot резонатор). В подобна система се излъчва серия от резонансни модове с дължина на вълната  $\lambda = 2L_{FP}n/p$ , където  $L_{FP}$  е дължината на резонатора (типично 100-200  $\mu\text{m}$ ),  $n$  е коефициентът на отражение,  $p = 1, 2, 3, \dots$ . На фигурата долу е показана типична картина на възбудени модове (около 10) в FP лазер. Излъчването на даден мод е възможно, ако попада в "прозореца" на усилване. Физически съществуването на крайна ширина на излъчвания спектър (типично 5-8 nm) е свързано с крайната ширина на зоната на проводимост и валентната зона на даден полупроводник. Ширината на единичната линия  $\Delta\lambda$  зависи от различни фактори; такъв лазер може да се използва в GB/s оптичните системи с WDM мултиплексирани на сигнала.



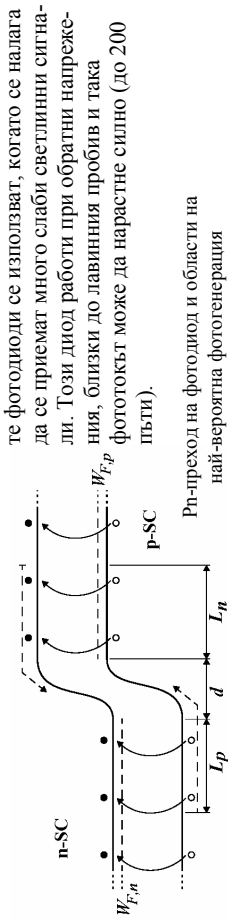
горе: принципна схема на лазер; долу: полупроводников лазер



Ширина на спектъра Резонансни модове Единична линия

## Фотодиод

На фигурата долу е показана схемата на енергетичните нива на обратен свързан рп-преход. Когато фотон с подходяща енергия  $h\nu \geq W_g$  взаимодейства със структурата, се произвежда двойка електрон/дупка (нееластичен удар), които се включват в обратния наситен ток. Така фотодиодният ток е мярка за броя фотони, претърпяли нееластични удари. Важна характеристика е спектралният отклик на фотодиода  $\lambda$ ,  $\mu\text{m} = 1.24/\Delta W_g$  eV. Когато  $\lambda$  расте, вероятността за абсорбция близо до повърхността е висока, но при намаляване на  $\lambda$  токът през фотодиода рязко намалява. Друга характеристика е честотният отклик (или честотната лента). Тя показва колко бързо ще реагира фотодиода на променящ се с времето оптичен сигнал и се определя от транзитното време за прелигане на носителите през обратно-свързания рп-преход. Квантовата ефективност е броят носители върху общия брой паднали фотони. Недостатък на фотодиода с рп-преход е тясната честотна лента на честотния отклик – десетки MHz. Затова по-често се използват по-широколентови фотодиоди – рп-фотодиод и лавинен фотодиод. При първите поради наличието на i-област се увеличава честотната лента, спектралната чувствителност, но най-силно квантовата ефективност. Затова рп-фотодиодите се използват като ефективни фотоприемници в оптичните комуникации. Лавинни-

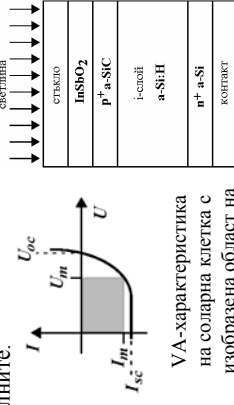


Rp-преход на фотодиод и области на най-вероятна фотогенерация

## Слънчева (соларна) фотооклетка

Ведната след изобретяването на рп-прехода (1949) се търси възможност за използване на фотovoltaичния ефект за преобразуване на светлинната в електрическа енергия (1954).

Днес слънчевите клетки основно се изработват от поли-Si (95%), РbTe и GaAs. Основните изисквания към материала за фотovoltaична клетка е ширината на забранената зона да е съгласувана със спектъра на слънчевата светлина, висока подвижност на носителите и дълго време на живот на носителите. Поради изискването  $h\nu > \Delta W_g$  ширината на 33 директно влияе върху ефективността на енергетичния преход. Например, за Si ( $\Delta W_g = 1.12$  eV); и за GaAs ( $\Delta W_g = 1.42$  eV), венчки фотони под критичната дължина на вълната  $\lambda_g = 1107$  nm (за Si) и  $\lambda_g = 873$  eV (за GaAs) от слънчевия спектър се поглъщат и затова се губи  $\sim 20\%$  от падащата слънчева енергия при Si и  $\sim 35\%$  – при GaAs. Но има и още нещо, понеже част от енергията на фотоните преминава в кинетична енергия на фотогенерираните носители (равносилно на нагряване на кристала), допълнително се губи още 45% от енергията при Si и 30% – при GaAs. Така има оптимум за  $\Delta W_g$  на използвания материал; и двата разглеждани полупроводници (Si и GaAs) са близки до оптималните.



V-A-характеристика на соларна клетка с изобразена област на максимална мощност

На V-A характеристиката на слънчевата клетка в права посока е показана работната област  $U_m, I_m$ , където се постига максимална изходна мощност и най-голяма ефективност на преобразуване. На фигурата вдясно е показана структурата на най-известната a-Si:H соларна клетка (аморфен хидратиран силиций). Тя има ниска ефективност ( $< 10\%$ ), но е много евтина за масово използване. Дава  $\sim 15$  mA/cm<sup>2</sup> ток на късо съединение и 900-950 mV напрежение на празен ход.

Si соларна клетка