

**Universitatea Tehnică a Moldovei**

**Artur Buzdugan, Victor Şontea**

**DISPOZITIVE MICROOPTOELECTRONICE**

**Chişinău, 2020**

# CUPRINS

<b>CUVÂNT ÎNAINTE</b>	<b>7</b>
<b>FOREWORD</b>	<b>9</b>
<b>I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR</b>	<b>11</b>
<b>1.1. SUCCINT PRIVIND TEORIA BENZILOR DE ENERGIE</b>	<b>11</b>
<b>1.2. FUNCȚIA DISTRIBUȚIEI FERMI-DIRAC</b>	<b>17</b>
<b>1.3. SEMICONDUCTORI ÎN ECHILIBRU</b>	<b>19</b>
<b>1.4. CONCENTRAȚIA INTRINSECĂ</b>	<b>22</b>
<b>1.5. ENERGIA DE IONIZARE</b>	<b>28</b>
<b>1.6. CONCENTRAȚIA EXTRINSECĂ</b>	<b>30</b>
<b>1.7. STATISTICA DONORILOR ȘI ACCEPTORILOR</b>	<b>35</b>
<b>1.8. NEUTRALITATEA SARCINILOR</b>	<b>37</b>
<b>1.9. ENERGIA FERMI</b>	<b>41</b>
<b>1.10. FENOMENE DE TRANSPORT</b>	<b>44</b>
<b>1.11. GENERAREA ȘI RECOMBINAREA</b>	<b>54</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL I</b>	<b>61</b>
<b>II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE</b>	<b>89</b>
<b>2.1. JONȚIUNEA P-N</b>	<b>89</b>
<b>2.2. POLARIZAREA P-N JONȚIUNII</b>	<b>91</b>
<b>2.3. CAPACITATEA P-N JONȚIUNII</b>	<b>95</b>
<b>2.4. MODELE LINIARE PENTRU P-N DIODA</b>	<b>102</b>
<b>2.5. STRĂPUNGerea P-N JONȚIUNII</b>	<b>108</b>
<b>2.6. JONȚIUNEA METAL – SEMICONDUCTOR</b>	<b>116</b>
<b>2.7. CONTACTUL DINTRE SEMICONDUCTORI IZOTIPI</b>	<b>126</b>
<b>2.8. HETEROJONȚIUNI</b>	<b>127</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL II</b>	<b>132</b>
<b>III. DISPOZITIVE SEMICONDUCTOARE BITERMINALE</b>	<b>153</b>
<b>3.1. DIODA P-N</b>	<b>153</b>
<b>3.2. VARICAPUL</b>	<b>162</b>
<b>3.3. STABILITRONUL. STABISTORUL</b>	<b>168</b>
<b>3.4. DIODA CU CURENT CONSTANT</b>	<b>175</b>
<b>3.5. DIODA TUNEL</b>	<b>177</b>
<b>3.6. DIODA TUNEL REVERS</b>	<b>186</b>
<b>3.7. DIODA DE IMPULS</b>	<b>188</b>
<b>3.8. DIODA SCHOTTKY</b>	<b>191</b>
<b>3.9. DIODA CU ACUMULARE DE SARCINĂ</b>	<b>197</b>

<b>3.10. DIODA P-I-N</b>	<b>199</b>
<b>3.11. DIODA GUNN</b>	<b>203</b>
<b>3.12. DIODE CU AVALANȘĂ DE TIMP DE TRANZIT</b>	<b>208</b>
<b>3.13. DIODA CU BAZA DUBLĂ</b>	<b>217</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL III</b>	<b>223</b>
<b>IV. HOMOSTRUCTURI COMUTATOARE</b>	
<b>MULTIJONȚIUNE</b>	<b>232</b>
<b>4.1 DIODA SHOCKLEY</b>	<b>232</b>
<b>4.2 DIACUL</b>	<b>236</b>
<b>4.3 TIRISTORUL SCR</b>	<b>240</b>
<b>4.4 TRIACUL</b>	<b>251</b>
<b>4.5 TIRISTORUL CU BLOCARE PE POARTĂ</b>	<b>254</b>
<b>4.6 COMUTATORUL CONTROLAT CU SILICIU</b>	<b>259</b>
<b>4.7 TIRISTORUL CONVENȚIONAL ASIMETRIC</b>	<b>260</b>
<b>4.8 TIRISTORUL CU CONDUȚIE INVERSĂ</b>	<b>261</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL IV</b>	<b>263</b>
<b>V. TRANZISTOARE BIPOLARE</b>	<b>264</b>
<b>5.1. TRANZISTOARE BIPOLARE HOMOJONȚIUNE</b>	<b>266</b>
<b>5.2. REGIMUL DE LUCRU. MODELUL CUADRIPOL</b>	<b>274</b>
<b>5.3. FAMILIA DE CARACTERISTICI STATICE</b>	<b>283</b>
<b>5.4. REGIMUL DINAMIC AL TRANZISTOARELOR BIPOLARE</b>	<b>288</b>
<b>5.5. TRANZISTOARE COMPLEMENTARE</b>	<b>291</b>
<b>5.6. TRANZISTOARE HETEROBIPOLARE</b>	<b>294</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL V</b>	<b>297</b>
<b>VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CAMP</b>	<b>309</b>
<b>6.1. TRANZISTOARE UNIPOLARE CU POARTA JONȚIUNE</b>	<b>310</b>
<b>6.2. TEC MOS CU CANAL INDUS</b>	<b>319</b>
<b>6.3. TEC MOS CU CANAL INITIAL</b>	<b>328</b>
<b>6.4. TRANZISTOARE BIPOLARE CU POARTA IZOLATĂ</b>	<b>331</b>
<b>6.5. ANALIZA COMPARATIVĂ A TRANZISTOARELOR</b>	<b>340</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL VI</b>	<b>345</b>

<b>VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE</b>	<b>348</b>
<b>7.1. FOTODETECTOARE</b>	<b>350</b>
<b>7.2. FOTOCONDUCTIVITATEA</b>	<b>357</b>
<b>7.3. FOTODIODE CU P-N JONȚIUNE</b>	<b>360</b>
<b>7.4. FOTODIODE P-I-N</b>	<b>368</b>
<b>7.5. FOTODIODE CU AVALANȘĂ</b>	<b>381</b>
<b>7.6. FOTODIODE SCHOTTKY</b>	<b>386</b>
<b>7.7. VARACTORE VARIABLE OPTIC</b>	<b>390</b>
<b>7.8. FOTOTRANZISTOARE HOMO- ȘI HETEROJONȚIUNE</b>	<b>393</b>
<b>7.9. FOTOTRANZISTOARE DARLINGTON</b>	<b>401</b>
<b>7.10. OPTOCUPLOARE. OPTOIZOLATOARE</b>	<b>402</b>
<b>7.11. FOTOTIRISTOARE</b>	<b>408</b>
<b>7.12. FOTOTRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP</b>	<b>409</b>
<b>7.13. DIODE ELECTROLUMINISCENTE</b>	<b>414</b>
<b>7.14. DIODE LASER</b>	<b>424</b>
<b>7.15. TRANZISTOARE ELECTROLUMINISCENTE TRANZISTOARE LASER</b>	<b>430</b>
<b>PROBLEME LA CAPITOLUL VII</b>	<b>433</b>
<b>VIII. ALTE DISPOZITIVE</b>	<b>443</b>
<b>8.1. DISPOZITIVE HALL</b>	<b>443</b>
<b>8.2. DETECTOARE SEMICONDUCTOARE DE RADIAȚII</b>	<b>448</b>
<b>8.3. DISPOZITIVE PIEZOFOTONICE ȘI PIEZOFOTOTRONICE</b>	<b>460</b>
<b>8.4. DISPOZITIVE CU CUPLAJ DE SARCINĂ</b>	<b>465</b>
<b>IX. LIMITELE MICROELECTRONICII</b>	<b>471</b>
<b>9.1 REFLECȚII ASUPRA EFECTELOR LIMITATOARE</b>	<b>471</b>
<b>ANEXE</b>	<b>476</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b>	<b>482</b>



## CUVÂNT ÎNAINTE

Avalanșa de noi dispozitive microoptoelectronice elaborate în laboratoare, ajuns în spectru relativ mic în producere în serii, dovedind prin aceasta utilitatea și performanțele. Evoluând, dispozitivele trebuie aduse la cunoștință generației noi de ingineri. Universitatea Tehnică din Moldova are o istorie unică în ingineria microelectronicii de pe acest plai începând din 1967, când a fost fondată Facultatea de Electrofizică, care a inițiat pregătirea inginerilor la specialitatea Dispozitive Semiconductoare, ulterior Microelectronica și Nanotehnologii. Acest fapt a constituit și unul din pilonii inițierii și dezvoltării industriei microelectronicii bazate pe Si în Chișinău (Uzina Mezon cu producerea anuală de cca 130 mln CI).

Manualele, notele de curs sunt scrise și editate pentru că autorii au considerat că nu există alte cărți care să spună ceea ce simțeau ei personal, că trebuie spus în felul în care voiau să o spună ei. Dat fiind lipsa unui manual al UTM în domeniu, am considerat că este necesar de un astfel de manual, care, de rând cu familiarizarea proceselor fizice din semiconductoare să conțină și suport de aplicare a cunoștințelor prin rezolvarea unor probleme tematice.

Generațiile premergătoare a inginerilor din domeniul microelectronicii obțineau cunoștințe vaste în fizica corpului solid și dispozitivelor electronice existate în acea perioadă. Necesitatea de noi specialități interdisciplinare, cum ar fi ingineria biomedicală, fizica medicală, ingineria clinică conduc la micșorarea numărului de ore alocate disciplinelor din ingineria microelectronicii. Din aceste considerente este necesar de identificat volumul optim al disciplinelor specializate predate la universități tehnice pentru ingineri cu cunoștințe interdisciplinare.

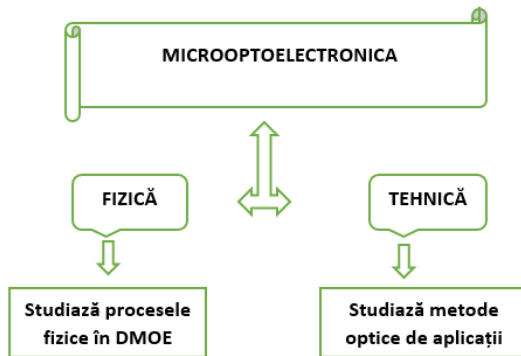
Acest manual este încercarea noastră de a umple acest vid. Textul manualului prezentat este „diferit” atât pentru ceea ce nu include, cât și pentru ceea ce include, iar această unicitate va iniția obligatoriu unele discuții.

În primul rând, acest text acoperă o serie de subiecte de la fizica semiconductorilor la dispozitive pe baza lor. În al doilea rând, dacă învățați ceva despre semiconductori pentru microoptoelectronică cu siguranță veți câștiga aplicând elementele proceselor fizice în dispozitive la rezolvarea unor probleme de complexitate medie, prezentate în manual.

Textul prezentat nu încearcă să fie cuvântul final pe niciunul dintre subiecte la care se adresează. Prezintă o tentativă de tratament corect și oferă un nivel funcțional de cunoștințe, dar este, de asemenea, pregătirea pentru un al doilea nivel de specializare în fizica corpului solid, dispozitivelor pe baza lor, care cu siguranță trebuie să urmeze dacă cei interesați decid.

Textul conține mai mult material decât poate fi acoperit prin numărul de ore alocate la disciplina Dispozitive Microoptoelectronice, astfel cadrul didactic nu va utiliza toate din acest material și nici nu trebuie să-l folosească în ordinea în care apare în cuprins.

Un specialist în ingineria tehnicii electronice trebuie să aibă cunoștințe în microoptoelectronica, care are aplicații în practicile tuturor domeniilor vieții.



### **Direcții de studii a dispozitivelor micro-optoelectronice**

Marea majoritate a dispozitivelor microoptoelectronice sunt confecționate în prezent pe baza semiconductorilor. Din aceste considerente curriculara disciplinei “Dispozitive microoptoelectronice” acordă atenție sporită studiului proceselor fizice de bază care stau la baza funcționării, dar și metodelor optime de aplicare a lor.

Fiind familiarizați cu acest curs succint, licențiații în inginerie vor avea un orizont suficient de cunoștințe pentru a se orienta în cum lucrează un dispozitiv microoptoelectronic, unde și cum poate fi aplicat în practică.

Compendiul cu problemele propuse este util pentru studenții specialităților Microelectronica, Ingineria Biomedicală, precum și pentru oricare care este interesat de acest domeniu.

## **FOREWORD**

The avalanche of new microoptoelectronic devices developed in laboratories, reach a relatively small spectrum in series production, thus proving its usefulness and performance. As it evolves, devices must be introduced to the new generation of engineers. The Technical University of Moldova has a unique history in microelectronics engineering in this area since 1966, when the Faculty of Electrophysics was founded, which initiated the training of engineers in the specialties of Semiconductor Devices, Microelectronics and Nanotechnologies. This fact was also one of the pillars of the initiation and development of the Si-based microelectronics industry in Chisinau (Mezon Plant with an annual production of about 130 million IC).

The manual or the course notes are written and edited because the authors considered that there are no other books that say what they felt personally, that it must be said in the way they wanted to say it. Given the lack of a manual of TUM in the field, we considered it necessary for such a manual, which, along with familiarization with physical processes in semiconductors, should also contain the application of knowledge by solving thematic problems.

Previous generations of microelectronics engineers gained extensive knowledge of solid body physics and electronic devices that existed at the time. The need for new interdisciplinary specialties, such as biomedical engineering, medical physics, clinical engineering led to a reduction in the number of hours allocated to the disciplines of microelectronics engineering. For these reasons it is necessary to identify the optimal volume of specialized disciplines taught at technical universities for engineers with interdisciplinary knowledge.

This book is our attempt to fill this void. The text of the textbook presented is "different" both for what it does not include and for what it includes, and this uniqueness will necessarily initiate some discussions.

First, this manual covers a range of topics from semiconductor physics to devices based on them. Secondly, if you learn something about semiconductors for microoptoelectronics you will definitely win by applying the elements of physical processes in devices to solve problems of maximum complexity, presented in the manual.

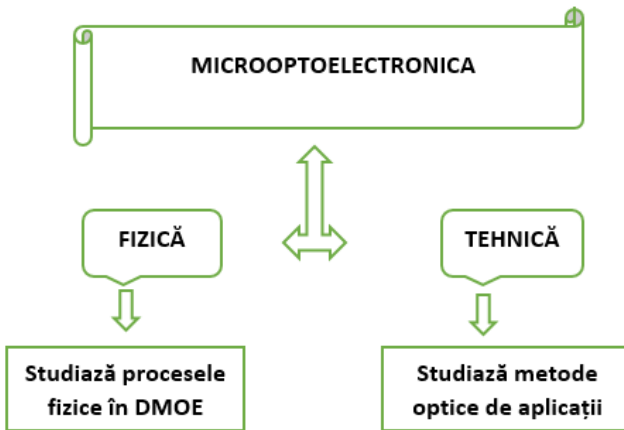
The presented manual does not try to be the final word on any of the topics it addresses. It presents an attempts at correct treatment and provides a functional level of knowledge, but it is also preparing for a second level of



specialization in solid body physics, devices based on them, which certainly must follow if those interested decide.

The manual contains more material than can be covered by the number of hours allocated to the discipline Microoptoelectronic Devices, so the teacher will not use all of this material and should not use it in the order in which it appears in the table of contents.

An electronic engineering specialist must have knowledge in microoptoelectronics, which has applications in the practices of all areas of life.



### **Study directions of micro-optoelectronic devices**

The vast majority of microoptoelectronic devices are currently made from semiconductors. For these reasons, the curriculum of the discipline “Microoptoelectronic devices” pays more attention to the study of the basic physical processes that underlie the operation, but also to the optimal methods of their application.

Being familiar with this brief course, engineering graduates will have a sufficient knowledge horizon to orient themselves in how a microoptoelectronic device works, where and how it can be applied in practice.

This manual with the proposed problems is useful for students of Microelectronics, Biomedical Engineering profiles, as well as for anyone who is interested in this field.

## 1. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

### 1.1 SUCCINT PRIVIND TEORIA BENZILOR DE ENERGIE

Corpurile solide se deosebesc puternic prin proprietăților lor. Din aceste considerente sunt cunoscute mai multe clasificări. Una din clasificările este conform rezistivității:

- corpurile solide la care  $\rho \in (10^{-8}-10^{-6} \text{ Ohm m})$  sunt numite conductoare, cele cu  $\rho \in (10^{-6}-10^{-12}) \text{ Ohm m}$  - semiconductoare, iar cu  $\rho \in 10^{-12}-10^{-22} \text{ Ohm m}$  - izolatoare (dielectrice),

iar alta, conform dependenței conductibilității de temperatură:

- corpurile solide la care conductibilitatea se micșorează cu temperatura conform dependenței  $\sigma \sim T^{-1}$  - conductoare (metale), iar la care conductibilitatea crește exponențial cu temperatura  $\sigma \sim \exp[-Ea/kT]$  (unde  $Ea$  - energia de activare,  $k$  - constanta lui Boltzmann) - dielectrice și semiconductoare.

Se cunoaște de asemenea, că existența impurităților micșorează conductibilitatea metalelor, dar mărește conductibilitatea semiconductoarelor.

Toate aceste dependențe pot fi explicate prin teoria benzilor de energie ale corpului solid. Fizica corpului solid explică că în corpuri solide, ca și într-un atom singular, electronii nu pot dispune de orice energie. În atom electronii pot avea energii discrete strict determinate, iar atomii diferitor elemente se deosebesc prin spectrul de nivele energetice. În corpuri solide interacțiunea atomilor conduce la desplicarea nivelelor și formarea regiunilor sau benzilor permise de energii separate prin benzi interzise pentru energii (fig. 1.1-a).

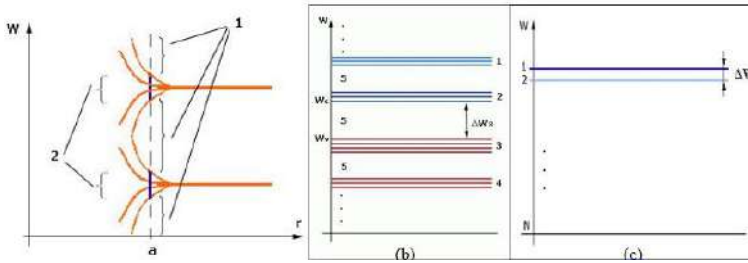
În rezultatul acesta se formează benzi permise pentru nivele energetice, separate de benzi de energii interzise (fig. 1.1-b).

Lățimea benzilor energetice este determinată de natura atomului ce formează corpul solid și structura sa. Notăm, că pentru nivele energetice adânci ale atomului desplicarea în benzi este minimă, deoarece electronii existenți pe aceste nivele sunt ecranati de norii electronilor externi, ce face practic imposibilă interacțiunea cu atomii din vecinătate. Pentru straturile de valență externe desplicarea poate fi de electron-volți. Numărul nivelelor energetice în care se despică fiecare nivel energetic al unui atom singular este egal cu numărul atomilor în cristal. Valoarea desplicării este cu atât mai mare, cu cât este mai puternică interacțiunea atomilor, deci este mai puternică la distanțe mici dintre atomi (fig. 1.1-c).

Concomitent cu existența nivelelor complete cu electroni, în atomi sunt și nivele energetice amplasate energetic mai sus, de regulă necompletate cu

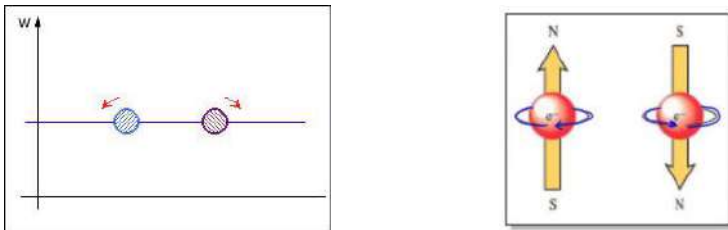
## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

electroni. Astfel de nivele pot fi completate când atomul, captând un electron în plus, se transformă în ion negativ.



**Figura 1.1. Despicarea nivelelor energetice (a), diagrama energetică (b) și lățimea benzilor de energii (c)**

În corpuri solide nivelele de energii necomplete, de asemenea se despică și formează benzi libere (necomplete). Conform principiului Pauli pe un nivel energetic nu pot exista concomitent mai mult de doi electroni (fig. 1.2). Din aceste considerente într-un atom cu multe nivele de energii electronii nu se pot plasa toți pe nivelul cel mai de jos, dar completează consecutiv nivelele de energii libere de mai sus. Tot din aceleași considerații este limitat locul și pentru electroni în benzile de energii permise. Dacă banda este rezultat al despicării unui nivel de energie, numărul vacanțelor este egal cu produsul numărului locurilor pe acest nivel de energie la numărul  $N$  atomilor din cristal.



**Figura 1.2. Coabitarea electronilor cu spini opuși pe un nivel de energie**

Dacă nivelul de energie corespunzător în atom este complet, atunci și banda de energii corespunzătoare va fi completă, și viceversa. Electronii în banda de energii se pot deplasa de la atom la atom.

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Lățimea benzii de energie permise nu poate fi mai mare ca unități de eV, astfel, în condiții a numărului de nivele de  $10^{22}$  -  $10^{23}$  - diferența de energii între nivelele apropiate este de cca  $10^{-22}$  -  $10^{-23}$  eV.

Într-un nivel complet toate stările de energii posibile sunt ocupate. Aceasta conduce la aceea, că electronii nivelelor de energii total complete nu participă la conducție. Din considerente generale, ar părea, că electronii de pe nivelele de energii complete sunt comuni și nu sunt legați concret de un atom al cristalului, deci ar putea să se deplaseze liber prin cristal sub acțiunea câmpului electric. Dar, electronii într-un câmp electric sunt accelerați și participarea lor în conducție este dictată de modificarea vitezei și deci a energiei (stării neenergetice). Luând act că toate stările în banda de energii sunt ocupate, câmpul electric nu poate transfera electronii în alte stări de energii și să modifice distribuția electronilor pe viteze. În acest caz, mărirea vitezei unui electron trebuie să fie compensată cu micșorarea vitezei altui electron, astfel ca suma vitezelor a tuturor electronilor în banda de energii completă într-un câmp electric nu se va modifica și mișcarea ordonată a electronilor (curentul electric) nu va apărea.

Concluzionăm următoarele, dacă într-un material:

- ✓ toate benzile de energii sunt total complete sau libere, astfel de substanță caracterizăm ca dielectric sau semiconductor. La acestea material conducția este mică și crește cu temperatura (fig. 1.3);
- ✓ cea mai de sus bandă de energie ocupată este completă parțial – electronii din ea se vor comporta ca electroni liberi, și astfel de material va conduce excelent curentul electric – conductoare. La aceste materiale conducția este mare și scade cu temperatura. Este cert, că nivelele de energii plasate mai jos ca banda de valență sunt complete total, deoarece electronii tind să ocupe primordial locurile vacante cu energii mai mici.

Aceste nivele nu vor contribui în conductibilitate.

Din cele expuse deducem ușor că, dacă cristalul este dielectric sau metal, în dependență de rata completării nivelelor de energii ale atomului. Dar, ar fi prea simplu. Problema constă, că benzile de energii de energii formate din diferite nivele, la apropierea atomilor pot să se suprapună și locurile existente astfel pot să se modifice, perturbând concluziile generale de mai sus. Astfel, multe cristale compuse din atomi cu benzi valente necomplete pot fi atribuite la dielectrics. Din aceste considerente toată gama de benzi de energii din cristale poate fi de două tipuri: ce se deosebesc prin poziționarea reciprocă a benzii complete cu electroni de valență și benzii cu stări libere (fig. 1.4).

Conducția se petrece prin promovarea electronilor de pe nivele de energii inferioare (complete cu electroni la 0 K în absența câmpului extern) pe nivele de energii superioare incomplete, acolo unde există posibilitatea de deplasare, datorită existenței orbitelor libere prin care aceștia pot să se deplaseze.

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

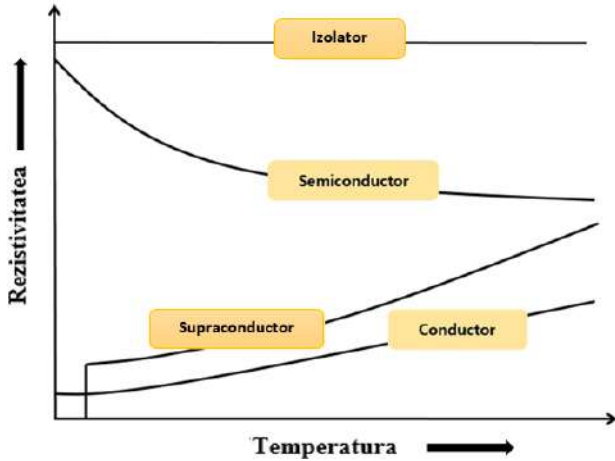


Figura 1.3. Dependența rezistivității de temperatură în corpuri solide

Cu creșterea temperaturii conductoarelor conducția scade datorită agitației termice a nucleelor în structura cristalină, care mărește frecvența coliziunii dintre electronii de conducție și benzile de energii ale structurii (coeficient negativ de temperatură). Cu creșterea temperaturii materialelor semiconductoare și izolatoare conducția crește datorită energiei termice primite de electronii din banda ocupată și posibilității de a promova pe o bandă permisă superioară (coeficient pozitiv de temperatură).

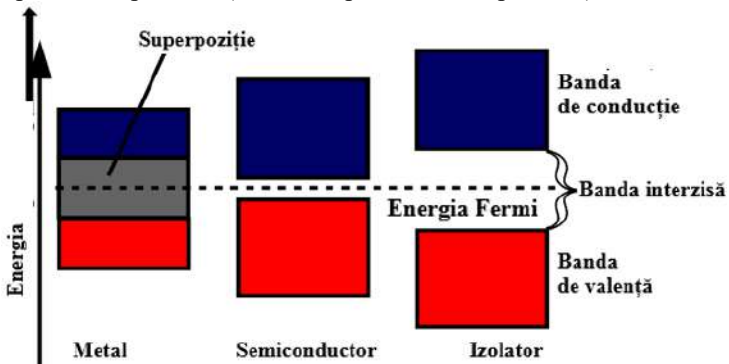


Figura 1.4. Clasificarea corpurilor solide conform poziției benzilor de energii

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Cele expuse conduc la următoarele condiții de clasificare a corpurilor solide (fig. 1.4). Materialele a căror nivele de energii complete sunt în contact direct (sau suprapuse) cu nivelele de stări libere sunt metale (conductoare). Dacă ultima bandă de energii a stărilor ocupate numită banda de valență (BV), iar banda de stări libere, numită banda de conducție (BC) sunt despărțite de o banda interzisă – astfel de materiale clasificate la  $T=0$  K nu vor fi conductoare și se atribuie la dielectrice sau semiconductoare.

Dacă lățimea benzii interzise  $\Delta W_i$ , (*distanța dintre pragul de jos al zonei de conducție  $W_c$  și pragul de sus al BV  $W_v$* ) excede 3 eV - astfel de material clasificăm ca (izolator) dielectric.

Materialele cu lățimea benzii interzise mai mica cu aprox. 3 eV se atribuie la semiconductori, la care se atribuie următoarele elemente (ordonate după grupe):

- ✓ grupa 3: B;
- ✓ grupa 14: C (diamant), Si, Ge, Sn (Sn-β);
- ✓ grupa 15: P (P negru), As, Sb (depus în vid);
- ✓ grupa 16: S, Se, Te;
- ✓ grupa 17: I.

Lărgimea benzilor interzise ( $T=300$ K) în monocristale semiconductoare este prezentată în tabelul 1.1

**Tabelul 1.1**

**Lărgimea benzilor interzise  $\Delta E$  în  
monocristalele elementelor semiconductoare**

Element	B	C	Si	Ge	Sn	P	As	Sb	Se	Te
$\Delta E$ (eV)	1.58	5.3	1.12	0.73	0.082	0.33	1.2	0.12	1.17	0.32

Constatăm variante de completare cu electroni a stărilor cuantice din BV:

- ✓ *Banda de valență completă cu electroni parțial.* În acest caz, sub acțiunea unui factor extern, ce livrează energie electronilor, ce trec pe nivele de energii învecinate libere.
- ✓ *În banda de valențe toate nivelele energetice sunt completate cu electroni, dar această bandă este în suprapunere cu altă bandă de energii cu stări libere de electroni.* În acest caz electronii din banda de valență vor trece pe nivele de energii libere a benzii cu stări libere, contribuind astfel la formarea curentului electric, deci la transport de sarcină electrică.
- ✓ *Numărul de stări posibile în banda de valență este egal cu numărul electronilor de valență ce formează cristalul.* În acest caz toate stările electronice în bandă sunt ocupate și pe fiecare nivel sunt plasați câte doi electroni cu spini opuși. Astfel de cristal este dielectric deoarece câmpul electric extern nu poate cauza formarea curent electric,

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

deoarece în banda completă electronii se pot numai schimba cu locurile.

Din cele expuse, observăm, că structura benzilor de energii în corpuri solide denotă esențial specificul și contribuția în conductibilitatea electrică.

*Curentul de drift* apare prin mișcarea (driftul) sarcinilor electrice. Dacă avem un număr de ioni pozitivi cu o densitate  $N$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) și o viteză medie de drift  $v_d$  ( $\text{cm/s}$ ) atunci densitatea curentului de drift va fi

$$\mathbf{J} = q\mathbf{B}v_d. \text{ A/cm}^2 \quad (\text{i})$$

Evident, dacă am vorbit de o viteză medie de drift, densitatea curentului de drift va fi:

$$\mathbf{J} = q \sum_{i=1}^N v_i \quad (\text{ii})$$

unde  $v_i$  – viteza a  $i$ - ion.

Deoarece electronii sunt particule încărcate cu sarcini, driftul total al electronilor în BC va cauza o creștere în curent.

Dacă o forță  $F$  este aplicată unei particule și particula se mișcă pe o distanță  $dx$ , particula va genera energie creșterea căreia este exprimată ca

$$dE = F dx = F v dt \quad (\text{iii})$$

La aplicarea unei forțe externe asupra electronului în BC, el va primi energie și se va mișca pe o stare de energie liberă din BC. Atunci curentul total în rezultatul mișcării electronilor în BC va fi:

$$\mathbf{J} = -q \sum_{i=1}^n v_i, \text{ (A/cm}^2\text{)} \quad (\text{iv})$$

unde  $n$  este numărul de electroni în unitate de volum în BC.

Observăm că curentul este direct proporțional vitezei electronilor, astfel este dictat de cât de ușor se vor deplasa electronii prin cristal.

*Masa efectivă a electronului.* Mișcarea electronului într-un cristal real este diferită de mișcarea electronului în spațiu liber. Adicional la forțele externe existente sunt și forțe interne în cristal ce acționează asupra electronului (cum ar fi sarcina electrică a ionilor pozitivi, protonii, sarcina negativă a altor electroni). Astfel suntem în drept să scriem:

$$\mathbf{F}_{\text{total}} = \mathbf{F}_{\text{ext}} + \mathbf{F}_{\text{int}} = m\mathbf{a} \quad (\text{v})$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

unde  $\mathbf{a}$  – accelerația particulei,  $\mathbf{m}^*$  - masa de repaos a particulei

Deoarece este dificil de considerat toate forțele interne exercitate asupra particulei, introducem noțiunea de masă efectivă  $m$ , care ia în considerație efectul rezultat al forțelor interne. Atunci scriem

$$\mathbf{F}_{\text{ext}} = \mathbf{m}^* \mathbf{a} \quad (\text{vi})$$

La aplicarea unui câmp electric extern  $E$ , determinăm accelerația electronului în cristal ca

$$\mathbf{a} = -q \mathbf{E} / m_n^* \quad (\text{vii})$$

unde semnul minus este datorat semnului sarcinii electronului (negativă). Formula este valabilă pentru aplicarea câmpului electric asupra electronului în regiunea marginii de jos a BC.

*Conceptul de gol.* În limita modelului bidimensional al legăturii covalente o sarcină pozitivă (stare liberă energetică) se creează când un electron de valență este trecut în BC. Pentru  $T > 0$  K toți electronii de valență pot primi energie termică și trece astfel în BC unde vor participa la formarea curentului electric prin mișcarea sa. Mișcarea electronilor prin stările libere ale BC poate fi asociată mișcării unor sarcini imaginare pozitive prin stările libere din BV.

Similar, introducem definiția de masă efectivă a golurilor  $m_p^*$  și sarcină pozitivă echivalentă cu sarcina electronului dar cu semnul  $+q$ . Aceste goli se vor deplasa în BV pe sensul câmpului electric extern aplicat.

## 1.2. FUNCȚIA DISTRIBUȚIEI FERMI-DIRAC

Una din părțile intrinsece ale teoriei statistice este determinarea funcției distribuției – funcției care în echilibru termodinamic la o temperatură  $T$  este proporțională probabilității că particula va ocupa un nivel de energii  $E$ . În sistemele clasice (necuantice), cu unele admiteri, este utilizată distribuția Maxwell-Boltzmann (MB):

$$f_{\text{MB}}(E) = C e^{-\frac{q}{kT}} \quad (1.1)$$

unde  $k$  – constanta Boltzmann,  $C$  – coeficient de proporționalitate.

Statistica MB mai este cunoscută și ca statistica clasică, pentru că se aplică doar particulelor care interacționează foarte slab între ele (densitatea de particule este mică) și în situații în care numărul particulelor permise pe o



## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

stare cuantică nu este restricționat de principiul Pauli (e.g: molecule de gaz, electroni și goluri într-un semiconductor nedegenerat).

În sisteme de particule mecano-cuantice nedispersabile sunt două funcții de distribuție: Bose-Einstein (BE) și Fermi-Dirac(FD). Prima este utilizată pentru particule cu spin întreg (0, 1, 2,...) (bozoni: *fotoni, fononi*) ce sunt descrise de funcția:

$$f_{BE}(E) = \left\{ e^{[(E-\mu)/kT]} \right\}^{-1} \quad (1.2)$$

unde  $\mu$  - potențialul chimic, definit ca energia obținută sau cedată când o particulă este adăugată sau scoasă din sistem, dacă sistemul este în echilibru la faza inițială și finală. Este deci un concept similar energiei Fermi.

A doua funcție de distribuție discutată este utilizată pentru particule de spin semiîntreg (1/2, 3/2, 5/2...) (fermioni: *electronii din metal, electronii, golurile din semiconductori degenerați*) ce sunt descrise de funcția:

$$f_{FD}(E) = \left\{ 1 + e^{[(E-E_F)/kT]} \right\}^{-1} \quad (1.3)$$

unde  $E_F$  – nivelul Fermi, care la temperatura dată este ocupat de electroni cu probabilitatea de 1/2 (50%).

Evident, probabilitatea, că un nivel de energii va fi ocupat nu de electron dar de gol este  $1-f(E)$ . La analiza fenomenelor legate de goluri, deseori se admite, că  $E \ll E_F$  și astfel:

$$e^{(E-E_F)/kT} \ll 1 \quad (1.4)$$

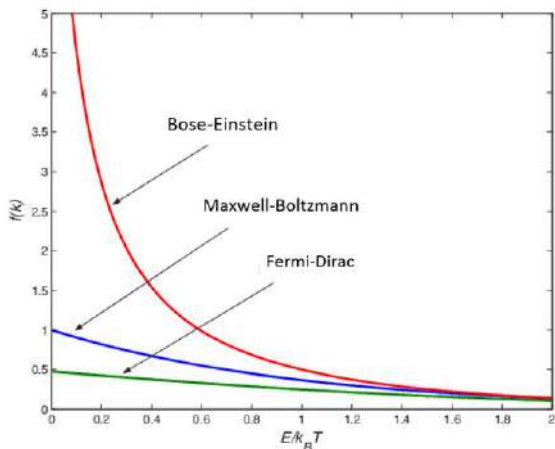
Diferența între distribuțiile BE și FD constă în aceea, că ocuparea stării cuantice pentru fermioni este restricționată de principiul Pauli, care nu acționează pentru bozoni. Principiul de excludere Pauli ne spune, că o stare cuantică nu poate fi ocupată decât de cel mult două particule cu spini opuși, astfel încât numărul total de particule cu același spin este egal sau mai mic decât numărul total al stărilor cuantice pe care particulele le pot ocupa într-un corp solid.

Compararea statisticilor distribuțiilor analizate este dată în figura 1.5. Pentru ambele tipuri de statistică, dacă numitorul exponentei devine foarte mare în raport cu unitatea, aceasta din urmă poate fi neglijată obținând în final:

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$\langle E \rangle = e^{-\frac{(E-\mu)kT}{kT}} = C e^{-\frac{E}{kT}} \quad (1.5)$$

deci exprimă distribuția Maxwell-Boltzmann din mecanica statistică clasică, în condițiile când  $E > \mu$ , iar temperatura  $T$  să fie suficient de înaltă.



**Figura 1.5. Comparația statisticilor:**  
**(a) Fermi-Dirac, (b) Maxwell-Boltzmann, (c) Bose-Einstein.**

### 1.3. SEMICONDUCTORI ÎN ECHILIBRU

Cunoaștem, că curgerea curentului electric în material semiconductor este determinată de numărul de electroni liberi în BC și de goluri în BV. Pentru determinarea concentrației electronilor și golurilor în BC și BV respectiv, vom folosi densitatea stărilor cuantice în BV și BC de rând cu funcția probabilității FD. Vom aplica de asemenea concepția energiei Fermi în semiconductor.

Starea de echilibru termic (termoechilibru) înseamnă că nici-o forță externă (gradient temperatură, potențial, câmp electric sau magnetic, etc.) nu acționează asupra semiconductorului. În acest caz toate proprietățile semiconductorului sunt invariante în timp.

Distribuția electronilor în echilibru este dată de densitatea stărilor alocate într-un timp, probabilitatea că o stare este ocupată de un electron fiind:

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$n(E) = g_c(E)f_F(E) \quad (1.6)$$

unde  $f_F(E)$  – funcția probabilității FD;

$g_c(E)$  –densitatea stărilor cuantice în BC.

Concentrația totală a electronilor în unitate de volum în BC poate fi determinată prin luarea integralului funcției (1.6) pe tot intervalul de energii a benzii de conducție.

Similar, pentru golurile din BV:

$$p(E) = g_v(E)[1 - f_F(E)] \quad (1.7)$$

unde  $f_F(E)$  – funcția probabilității Fermi-Dirac;

$g_v(E)$  –densitatea stărilor cuantice în banda de valență.

Concentrația totală a golurilor în unitate de volum în BV poate fi determinată prin luarea integralului funcției (1.6) pe tot intervalul de energii a BV.

Pentru determinarea concentrației de termoechilibru a electronilor și golurilor trebuie să știm poziția nivelului Fermi  $E_F$  în semiconductor în raport cu marginile BC și BV. Ne vom referi iniția la semiconductori intrinseci (puri).

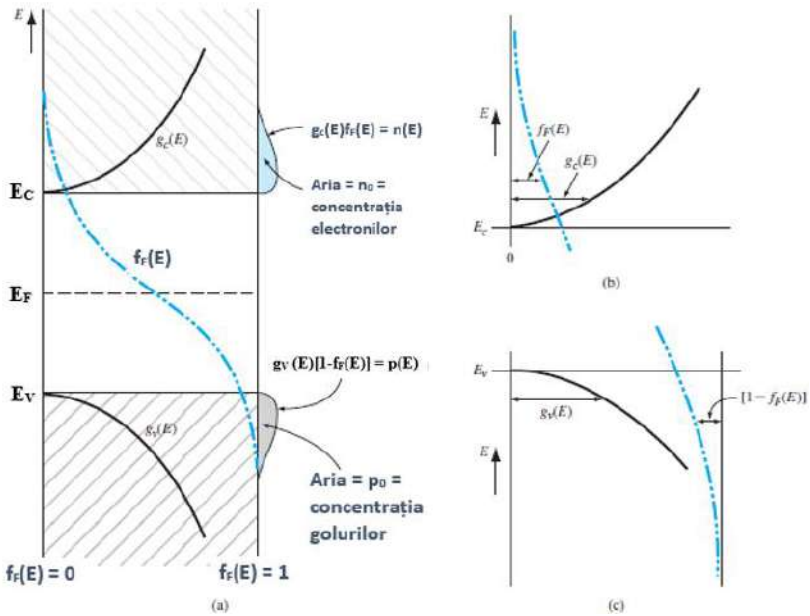
Cunoaștem deja, că la temperatura  $T=0$  toate stările de energii în BC sunt libere de electroni. Nivelul Fermi astfel se va plasa între BC și BV. Cu creșterea temperaturii electronii de valență vor fi activați grație energiei termice primite. Această energie este suficientă că o parte din acești electroni să aibă suficientă energie pentru a sări în BC. În acest caz se vor forma în BV nivele de energii libere de electroni, ce înseamnă crearea de goluri în BV. În semiconductor intrinsec numărul electronilor în BC și golurilor în BV va fi egal, deoarece ei se formează în perechi la activare termică.

Figura 1.6-a arată funcția densității stărilor în BC  $g_c(E)$ , funcția densității stărilor în BV  $g_v(E)$ , funcția probabilității Fermi Dirac pentru temperatura  $T>0$ , când  $E_F$  este aproximativ la mijlocul benzii interzise (între BV și BC). Dacă presupunem că masele efective ale electronilor și golurilor sunt egale, atunci  $g_c(E)$  și  $g_v(E)$  sunt funcții simetrice în raport cu energia medie între BV și BC (deci cu energie Fermi). Am notat deja că funcția  $f_F(E)$  pentru  $E>E_F$  este simetrică funcției  $1-f_F(E)$  pentru  $E<E_F$  la energia Fermi a semiconductorului. Aceasta înseamnă că funcția  $f_F(E)$  pentru  $E=E_F + dE$  este egală funcției  $1-f_F(E)$  pentru energia  $E = E_F - dE$ .

Din graficul 1.6 (b) și 1.6 (c) observăm, că produsul  $g_c(E)$  cu  $f_F(E)$  este distribuția electronilor în BV dată de ecuația (1.1) și construită în figura 1.6 (a). Similar, din graficul 1.1 (c) reținem că este ilustrarea produsului  $g_v(E)$  cu

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$(1-f_F(E))$  este distribuția golurilor în BV, dată prin ecuația (1.7) și ilustrată prin figura 1.6 (a). Aria cuprinsă de aceste curbe este nu este altceva decât densitatea totală a electronilor în BV și a golurilor în BV. De aici vedem, că dacă  $g_C(E)$  și  $g_V(E)$  sunt simetrice, energia Fermi va fi la mijlocul benzii interzise, pentru a argumenta egalitatea electronilor și golurilor. Dacă masele efective ale electronilor și golurilor nu sunt egale, atunci și funcțiile densităților stărilor  $g_C(E)$  și  $g_V(E)$  nu vor fi total simetrice în raport cu mijlocul benzii interzise. În acest caz, pentru asigurarea egalității concentrației electronilor și golurilor, energia Fermi se va deplasa puțin de la mijlocul benzii interzise.



**Figura 1.6. (a) Densitatea funcției stărilor, funcția probabilității Fermi-Dirac, și suprafețele marcate reprezentând concentrațiile electronilor și golurilor pentru cazul plasării nivelului Fermi la mijlocul benzii interzise;**  
**(b) graficul mărit în regiunea marginii benzii de conducție și**  
**(c) – în regiunea marginii benzii de valență.**

### 1.4. CONCENTRAȚIA INTRINSECĂ

Am reiterat că nivelul Fermi este plasat în mijlocul benzii interzise într-un semiconductor intrinsec.

*Concentrația electronilor în termoechilibru.* Dacă luăm integralul ecuației (1.6) obținem concentrațiile electronilor:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} g_c(E) f_F(E) dE \quad (1.8)$$

Limita de jos a integralului este energia marginii BC, iar limita de sus – admitem că energia la infinit, deoarece probabilitatea funcției Fermi scade rapid la zero cu creșterea energiei cum vedem din figura 1.2 (a).

Am admis, că energia Fermi este în limitele benzii interzise. Pentru electroni în BC avem  $E > E_c$ . Dacă  $E_c - E_F \gg kT$ , atunci  $(E - E_F) \gg kT$ , astfel funcția probabilității Fermi reduce aproximarea Boltzmann care este:

$$f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} \approx \exp \left[ -\frac{(E - E_F)}{kT} \right] \quad (1.9)$$

Aplicând aproximarea Boltzmann la ecuația (1.8) obținem densitatea electronilor în termoechilibru în BC:

$$f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{kT}} \approx \exp \left[ -\frac{(E - E_F)}{kT} \right] \quad (1.10)$$

Integralul funcției din ecuația (1.10) poate fi rezolvat ușor, dacă introducem notarea:

$$\eta = \frac{E - E_c}{kT} \quad (1.11)$$

Atunci ecuația (1.10) se transformă în:

$$n_0 = \frac{4\pi(2m_n^*kT)^{3/2}}{h^3} \exp \left[ \frac{-(E_c - E_F)}{kT} \right] \int_0^{\infty} \eta^{1/2} \exp(-\eta) d\eta \quad (1.12)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Integralul din ecuația (1.12) este o gamma funcție și are soluția de:

$$\int_0^{\infty} \eta^{1/2} \exp(-\eta) d\eta = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \quad (1.13)$$

și ecuația (1.8) devine:

$$n_0 = \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^2} \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] \quad (1.14)$$

Definim parametrul  $N_C$  ca

$$N_C = \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^2} \quad (1.15)$$

unde  $m_n^*$  - masa efectivă a electronului;

$N_C$  – densitatea efectivă de stări în BC.

Concentrația electronilor în termoechilibru în BC este:

$$n_0 = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] \quad (1.16)$$

Dacă admitem că  $m_n^* = m_0$  atunci densitatea de stări în BC la  $T=300$  K va fi:  $N_C = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , care este o valoare valabilă aproximativ pentru majoritatea semiconductorilor. La schimbarea masei efective a electronilor această valoare a densității stărilor  $N_C$  se va modifica puțin, dar în limitele aceleiași mărimi de ordine.

*Concentrația golurilor în termoechilibru.* Concentrația golurilor în BV în termoechilibru o găsim prin luarea integralului ecuației (1.2) în condițiile energiei benzii de valență:

$$p_0 = \int g_v(E)(1 - f_F(E))dE \quad (1.17)$$

Notăm, că

$$1 - f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E_F - E}{kT}\right]} \quad (1.18,a)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Pentru stările de energie în BV  $E < E_V$ . Dacă  $(E_F - E_V) \gg kT$  (de asemenea admitem că funcția Fermi este plasată în banda interzisă), atunci avem o formă puțin deosebită de aproximarea Boltzmann. În aceste condiții ecuația (1.18, a) poate fi scrisă ca:

$$1 - f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E_F - E}{kT}} \approx \exp \frac{-(E_F - E)}{kT} \quad (1.18, b)$$

Aplicând aproximarea Boltzmann a ecuației (1.18, b) la ecuația (1.17) vom găsi concentrația gurilor în BV în termoechilibru:

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_V} \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E_V - E} \exp\left[\frac{-(E_F - E)}{kT}\right] dE \quad (1.19)$$

în care limita de jos a integralului luăm infinitul (în loc de minimul de jos al BV). Deoarece, similar discuție de mai sus referitoare la BC, exponenta scade foarte repede la zero, această presupunere este valabilă.

Ecuația (1.19) poate fi rezolvată mai ușor iarăși prin notarea unei variabile:

$$\eta^i = \frac{E_V - E}{kT} \quad (1.20)$$

Atunci ecuația (1.19) devine:

$$p_0 = \frac{-4\pi(2m_p^*kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left[\frac{-(E_F - E_V)}{kT}\right] \int_{+\infty}^0 (\eta^i)^{1/2} \exp(-\eta^i) d\eta^i \quad (1.21)$$

Unde semnul negativ vine din diferențialul  $dE = -kT d\eta^i$ . Notăm, că limita de jos a  $\eta^i$  devine +infiniț când  $E = -\infiniț$ . La schimbarea ordinii integrării, introducem un alt semn minus. Din ecuația (1.13) ecuația (1.21) devine:

$$p_0 = \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^2} \exp\left[\frac{-(E_F - E_V)}{kT}\right] \quad (1.22)$$

Definim parametrul  $N_v$  ca:

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$N_v = \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^2} \quad (1.23)$$

care este densitatea efectivă a stărilor în BV, iar  $m_p^*$  - masa efectivă a golumilor. Concentrația golumilor în BV în termoechilibru poate fi scrisă ca:

$$p_0 = N_v \exp\left[\frac{-(E_F - E_v)}{kT}\right] \quad (1.24)$$

Valoarea  $N_v$  este de asemenea de ordinul  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  la  $T=300 \text{ K}$  pentru majoritatea semiconducturilor.

*Concentrația purtătorilor intrinseci.* Pentru un semiconductor intrinsec, concentrația electronilor în BC este egală cu concentrația golumilor în BV. Deoarece  $n_i = p_i$ , pentru semiconductori intrinseci utilizăm în expresii numai  $n_i$ , care se referă atât la concentrația intrinsecă de electroni, cât și la concentrația intrinsecă de golumi.

În tabelul 1.2 prezentăm datele din literatură pentru unii parametri ai semiconducturilor intrinseci:

**Tabelul 1.2 Densitatea efectivă a stărilor și masele efective ale golumilor și electronilor**

	$N_c, \text{ cm}^{-3}$	$N_v, \text{ cm}^{-3}$	$m_n^*/m_0$	$m_p^*/m_0$	$N_i, \text{ cm}^{-3}, T=300\text{K}$
<b>Si</b>	<b>2,8 10<sup>19</sup></b>	<b>1,04 10<sup>19</sup></b>	<b>1,08</b>	<b>0,56</b>	<b>1,5 10<sup>10</sup></b>
<b>GaAs</b>	<b>4,7 10<sup>17</sup></b>	<b>7,0 10<sup>18</sup></b>	<b>0,067</b>	<b>0,48</b>	<b>1,8 10<sup>10</sup></b>
<b>Ge</b>	<b>1,04 10<sup>19</sup></b>	<b>6,0 10<sup>18</sup></b>	<b>0,55</b>	<b>0,37</b>	<b>2,4 10<sup>13</sup></b>

Nivelul Fermi  $E_F$  pentru semiconductor intrinsec se numește nivel Fermi intrinsec și se notează ca  $E_{Fi}$ . Dacă aplicăm ecuațiile (1.16) și (1.24) pentru semiconductorul intrinsec, scriem:

$$n_0 = n_i = N_c \exp\left[\frac{-(E_c - E_F)}{kT}\right] \quad (1.25)$$

$$p_0 = p_i = n_i = N_v \exp\left[\frac{-(E_F - E_v)}{kT}\right] \quad (1.26)$$

Produsul ecuațiilor (1.25) și (1.26) va fi:



## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

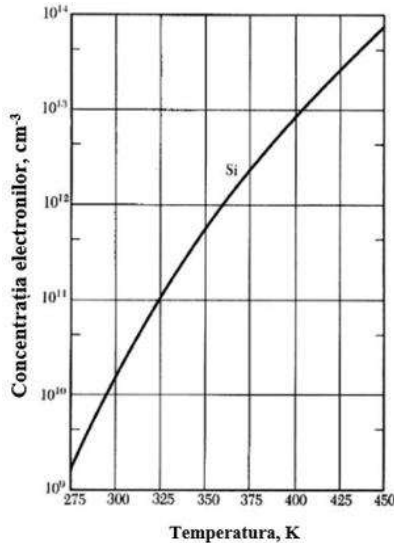
$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left[\frac{-(E_c - E_{F_i})}{kT}\right] \exp\left[\frac{-(E_{F_i} - E_v)}{kT}\right] \quad (1.27)$$

sau:

$$n_i^2 = N_c N_v \exp\left[\frac{-(E_c - E_v)}{kT}\right] = N_c N_v \exp\left[\frac{-E_g}{kT}\right] \quad (1.28)$$

Observăm din ecuația (1.26) că la o temperatură dată valoarea concentrației intrinsece a semiconductorului este constantă și nu depinde de energia Fermi. Cu modificarea temperaturii, concentrația intrinsecă este funcție puternică de temperatură (fig. 1.7).

Concentrațiile intrinsece pentru cele mai răspândite semiconductoare sunt reprezentate mai sus în tabelul 1.2.



**Figura 1.7. Concentrația intrinsecă a electronilor ca funcție de temperatură în Si semiconductor**

*Poziția nivelului intrinsec Fermi.* Am susținut calitativ, că nivelul Fermi este plasat practic în mijlocul benzii interzise în semiconductor intrinsec. Avem posibilitatea să calculăm poziția nivelului Fermi. Deoarece concentrațiile electronilor și golorilor sunt egale, egalăm ecuațiile (1.25) și (1.26) obținând:

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$N_C \exp \left[ \frac{-(E_C - E_{Fi})}{kT} \right] = N_V \exp \left[ \frac{-(E_{Fi} - E_V)}{kT} \right] \quad (1.29)$$

Dacă logaritmăm în logaritmul zecimal ambele părți ale ecuației (1.29) și determinăm astfel  $E_{Fi}$  obținem:

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{1}{2}kT \ln \left( \frac{N_V}{N_C} \right) \quad (1.30)$$

Din definițiile anterioare ale  $N_C$  și  $N_V$  din ecuațiile (1.15) și (1.23) respectiv, ecuația (1.30) poate fi exprimată:

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{3}{4}kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad (1.31)$$

Primul termen  $\frac{1}{2}(E_C + E_V)$  este energia exactă a mijlocului benzii interzise. Astfel, definim:

$$\frac{1}{2}(E_C + E_V) = E_{\text{mijlocul benzii interzise}}$$

de unde:

$$E_{Fi} - E_{\text{mijlocul benzii interzise}} = \frac{3}{4}kT \ln \left( \frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad (1.32)$$

Dacă masele efective ale electronilor și golurilor ar fi egale, nivelul Fermi intrinsec este plasat exact la mijlocul benzii interzise.

Dacă  $m_p^* > m_n^*$  nivelul Fermi intrinsec este puțin deplasat în sus (spre BC).

Dacă  $m_p^* < m_n^*$  nivelul Fermi este puțin deplasat în jos (spre BV).

Densitatea stărilor este direct dependentă de masa efectivă, astfel, o masă efectivă mare înseamnă o densitate a stărilor mare.

Nivelul Fermi poate să se deplaseze și în afara benzii interzise cu o densitate foarte mare a stărilor, cu scopul menținerii egalității numărului de electroni și goluri în semiconductori intrinseci.

## 1.5. ENERGIA DE IONIZARE

Înainte de a analiza doparea semiconductorilor cu diverse impurități, să ne aducem aminte despre energia de ionizare a electronului.

Este posibil de calculat distanța aproximativă a electronului donor de ionul impurității donoare, și de asemenea, energia aproximativă necesară transmiterii electronului donor în BC. Această energie se numește energie de ionizare. Vom utiliza modelul Bohr al atomului pentru aceste calcule. Justificarea folosirii acestui model fiind, că distanța cea mai probabilă a unui electron de nucleu al atomului de hidrogen, determinate prin mecanica cuantică, este aceeași ca și raza Bohr. Nivelele de energii ale atomului de hidrogen determinate prin metodele mecanicii cuantice sunt de asemenea similare celor obținute din teoria Bohr.

Începem analiza prin echivalarea forței coulombiane de atracție dintre electron și ion echivalată cu forța centrifugă a electronului orbital. Această egalitate menține electronul pe o orbită cvasistaționară. Astfel avem:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon r_n^2} = \frac{m^*v^2}{r_n} \quad (1.33)$$

unde  $v$  – viteza și  $r_n$  – raza orbitei.

Dacă admitem, că momentul unghiular este de asemenea cuantificat, atunci scriem:

$$m^*r_nv = n\hbar \quad (1.34)$$

Din ecuațiile (1.33-1.34) obținem:

$$r_n = \frac{n^2\hbar^2 4\pi\epsilon}{m^*q^2} \quad (1.35)$$

Admiterea, că cuantificarea momentului unghiului conduce la aceea că și raza de asemenea este cuantificată.

Raza Bohr este definită ca:

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_0q^2} \quad (1.36)$$

Normăm raza orbitală a donorului la raza Bohr:

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$\frac{r_n}{a_0} = n^2 \epsilon_r \left( \frac{m_0}{m^*} \right) \quad (1.37)$$

unde  $\epsilon_r$  –constanta dielectrică relativă a materialului semiconductor,

$m_0$  – masa de repaos a electronului,

$m^*$  - masa efectivă a electronului în conducție în semiconductor.

Dacă considerăm în semiconductor de Si pentru care  $\epsilon_r = 11,7$ , masa efectivă a electronului în conducție  $m^*/m_0 = 0,26$ , nivelul de energie minimal, în care  $n=1$ , atunci obținem:

$$r_1/r_0 = 45 \quad (1.38)$$

sau raza  $r_1 = 23,9 \text{ \AA}$ .

Această valoare a razei corespunde aproximativ la patru constante ale Si. Amintim, că o unitate structurală de Si conține 8 atomi, astfel raza electronului orbital donor cuprinde mai mulți atomi. Deci electronul donor nu este puternic legat de atomul donor.

Energia totală a electronului orbital este dat de:

$$E = T + V \quad (1.39)$$

unde  $T$  – energia cinetică,  $V$  energia potențială a electronului.

Energia cinetică este

$$T = m^* v^2 / 2 \quad (1.40)$$

Folosind viteza  $v$  din ecuația (1.34) și raza  $r_n$  din ecuația (1.35) energia cinetică va fi:

$$T = \frac{m^* q^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\epsilon)^2} \quad (1.41)$$

Energia potențială:

$$V = \frac{-q^2}{4\pi\epsilon r_n} = \frac{-m^* q^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\epsilon)^2} \quad (1.42)$$

Iar energia totală va fi:

$$E = T + V = \frac{-m^* q^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\epsilon)^2} \quad (1.43)$$

## 1.6. CONCENTRAȚIA EXTRINSECĂ

Într-un  $1 \text{ cm}^3$  al cristalului sunt  $\sim 10^{22}$  atomi. Considerăm o substanță pură în care la 100000 de atomi proprii este 1 atom de impurități (astfel concentrația impurităților nu depășește  $N_{imp} = 0.001 \%$ ). Dar și în acest caz într-un  $1 \text{ cm}^3$  de substanță pură vor fi cca  $\sim 10^{17}$  atomi de impurități. La  $T = 300\text{K}$ :  $N_{imp} \gg n_i$ . Acest fapt ne sugerează, că pentru a cunoaște proprietățile reale ale semiconductorilor este necesar de a studia și semiconductorii cu impurități. Notăm, că impuritățile au influențe majore asupra proprietăților semiconductorilor.

Clasificarea impurităților poate fi din următoarele considerente:

- ✓ în scop funcțional impuritățile sunt *donoare* și *acceptoare*.
- ✓ după energiile de activare impuritățile sunt *la adâncimi de energii mici* ( $W_{ion} \ll W_g$ ), *la adâncimi de energii mari* ( $W_{ion} \sim W_g$ ).

Este convențional primit, că semiconductorii de a căror conductibilitate este determinată de purtători de sarcină rezultanți ai ionizării atomilor – sunt *semiconductori extrinseci* (dopați). Semiconductorii extrinseci obținuți prin doparea cu impurități donoare se numesc *semiconductori n-tip* (cu conductibilitate electronica), iar cei obținuți prin doparea cu impurități acceptoare – *semiconductori p-tip* (cu conductibilitate cu goluri).

Important de menționat, că *atomii de impurități donoare livrează electroni către BC fără a crea goluri în BV*.

La fel, *atomii de impurități acceptoare livrează goluri către BV fără a genera electroni în BC*.

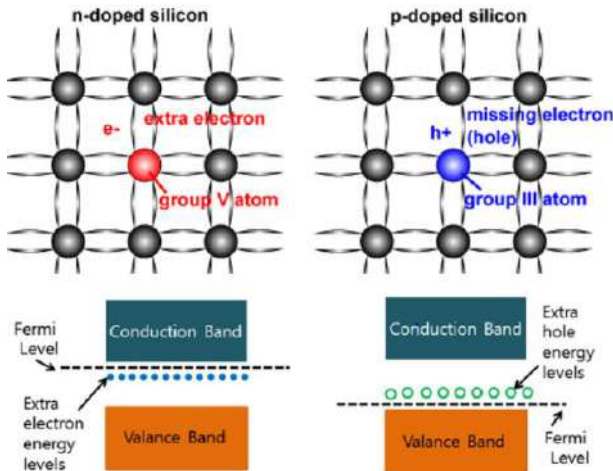


Figura 1.8.  
Formarea  
conductibilității  
extrinsece de  
tip: n (a), p (b)

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Semiconductori n-tip. Dacă în Si introducem atom al elementului cu valența V (e.g. de P (fig. 1.8, a), atunci patru din cei cinci electroni de valență vor intra în legătură cu patru atomi apropiați ai Si (similar legăturilor din atomul semiconductorului intrinsec). Al cincilea electron va rămân în surplus și va avea legătură foarte slabă cu atomul său. Din aceste considerente pentru al rupe de atom ca să devină electron liber este necesară energie foarte mică (inclusiv suficientă din creșterea temperaturii, e.g. la temperatura de cameră).

Pe diagrama energetică (fig. 1.8) este notat nivelul de energii permis ( $E_d$ )  $W_D$ , introdus prin prezența atomului donor din P. Pe acest nivel se va afla electronul în surplus al F. La o creștere neesențială a temperaturii el va trece în BC și va deveni liber. Atomul neutru al F va deveni astfel ion pozitiv (deoarece este lipsit de un electron de valență). Cantitatea de energie necesară pentru ruperea electronului de atomul său și formarea unui ion se numește energia de activare (sau de ionizare) a impurităților ( $< 0,1$  eV). Dar, totătm, că ionul format este puternic legat de rețeaua cristalină a elementului și nu se poate asocial sau confunda cu golul, deci nu se poate deplasa ca și golul.

Astfel, vedem, că apariția în Si a atomului de P a condus la apariția în BC a electronului liber (de conducție). *Formarea acesteia nu este cauzată și de existența golului.*

Evident, în semiconductori reali nu dopăm cu un singur atom dar cu ( $10^{14}$ - $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>), de aceea obținem multiple nivele de energii ale impurităților, care pot să se unească (suprapună) formând astfel benzi de energii ale impurităților în banda interzisă în apropierea BC a Si.

Conductibilitatea semiconductoarelor de tip *n* este determinată de electronii liberi care în acest caz sunt *purtători de sarcină majoritari*. *Golurile, însă în semiconductori de tip n sunt purtători de sarcină minoritari*. Goluri în astfel de semiconductori de tip *n* sunt relative puține ( $n_n \gg p_n$ ), dar totuși există grație efectului de termogenerare (similar semiconductoarelor intrinseci)

Semiconductori de tip p. Astfel de semiconductor se obține prin introducerea atomilor impurităților ale elementelor chimice cu valența trei (e.g. Al sau In) (fig. 1.8, b).

Fiind plasat între atomii de Si (sau Ge) atomul de In va asigura numai 3 legături de valență saturate. A patra legătură va fi incompletă, dar nu are sarcină, deci atomul de In este electric neutru. Sub acțiunea energiei, e.g. termice, chiar și relativ mici, electronul din o legătură valentă completă învecinată poate să completeze această legătură. Astfel, în stratul extern al atomului de In va apărea un electron surplus și atomul de In devine ion negativ. Legătura ionizată a atomului de bază (Si sau Ge) de la care un electron a trecut la atomul de In poartă deja o sarcină pozitivă, fiind un gol.

Adăugând impurități de atomi de donor sau acceptor la un semiconductor noi schimbăm distribuția electronilor și golurilor. Deoarece energia Fermi

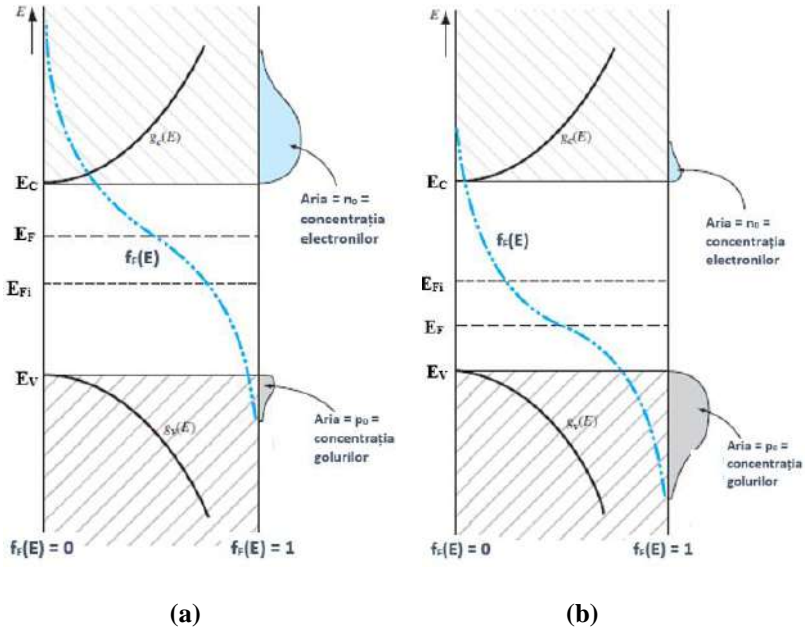
## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

este raportată la funcția de distribuție, energia Fermi se va schimba la prezența atomului de impurități.

Dacă energia Fermi se schimbă în apropierea mijlocului benzii interzise, densitatea electronilor în BC și a golurilor în BV de asemenea se vor schimba. Acest efect este reprezentat în figurile 1.9.

Când  $E_F > E_{Fi}$ , concentrația electronilor este mai mare ca a golurilor, iar când  $E_F < E_{Fi}$  – concentrația golurilor este mai mare ca concentrația electronilor. Când densitatea electronilor este mai mare ca a golurilor, semiconductorul este de tip  $n$ , deci avem doparea cu impurități donoare. Când densitatea golurilor este mai mare ca a electronilor, semiconductorul este de tip  $p$ , deci avem doparea cu impurități acceptoare.

Nivelul Fermi, cum am mai menționat își va schimba poziția în ambele cazuri (vezi figura 1.9)).



**Figura 1.9. Funcția densității stărilor, funcția probabilității Fermi-Dirac și suprafețele ce reprezintă concentrațiile electronilor și golurilor pentru cazul când nivelul Fermi  $E_F$  este mai sus (a) și mai jos (b) de nivelul Fermi intrinsec  $E_{Fi}$ .**

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Expresiile obținute anterior pentru concentrațiile purtătorilor de sarcină în termoechilibru (ecuațiile 1.25, 1.26) sunt ecuații generale pentru  $n_0$  și  $p_0$  în raport cu energia Fermi:

$$n_0 = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] \quad (1.44)$$

$$p_0 = N_V \exp\left[\frac{-(E_F - E_V)}{kT}\right] \quad (1.45)$$

Cum am discutat mai sus, energia Fermi poate varia în banda interzisă, care va influența valorile  $n_0$  și  $p_0$  din ecuațiile menționate.

În semiconductor de tip  $n$ , electronii sunt purtători de sarcină majoritari, iar golurile – purtători de sarcină minoritari, și invers, în semiconductor de tip  $p$ , golurile sunt purtători de sarcină majoritari, iar electronii sunt purtători de sarcină minoritari.

*Produsul  $n_0 p_0$ .* Din ecuațiile de mai sus aflăm produsul:

$$n_0 p_0 = N_C N_V \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] \exp\left[\frac{-(E_F - E_V)}{kT}\right] \quad (1.46)$$

De unde:

$$n_0 p_0 = N_C N_V \exp\left[\frac{-E_g}{kT}\right] \quad (1.47)$$

Deoarece ecuația (1.44) este obținută pentru valori generale ale energiei Fermi, valorile  $n_0$  și  $p_0$  nu sunt obligatoriu egale (ne referim la semiconductori extrinseci). Însă, ecuația (1.46) este exact aceeași ca și ecuația (1.28) pentru semiconductor intrinsec. De aici constatăm, că pentru orice semiconductor în stare de echilibru:

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1.48)$$

Ecuația (1.46) statuează că produsul  $n_0 p_0$  este totdeauna o constantă pentru un semiconductor la o anumită temperatură. Deși ecuația aceasta pare foarte simplă, este una din ecuațiile fundamentale a semiconductorilor în condiții de echilibru termic. Menționăm, numai, ca această ecuație a fost obținută în condiția aproximării Boltzmann. Astfel, dacă în careva condiții această aproximare Boltzmann nu mai este validă ecuația de mai sus tot își pierde valabilitatea.



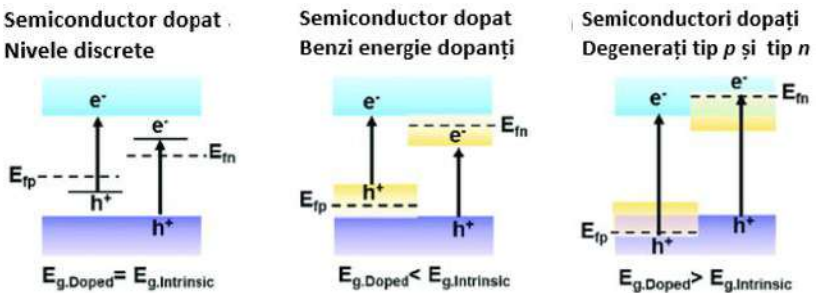
## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

*Semiconductori non degenerați și degenerați.* Când discutăm despre doparea semiconductoarelor, presupunem, că concentrația dopanților este foarte mică comparativ cu densitatea atomilor gazdă. Existența de exemplu a atomilor donori, este împrăștiată departe unul de altul. Astfel nu există practic interacțiuni între electronii donori în n-tip semiconductor. Noi am admis că introducerea impurităților este discretă, și stările de energie ale electronilor donori nu interacționează între ele în n-tip semiconductor. Similar, stările de energie ale golurilor nu interacționează în semiconductor de tip p. Astfel de semiconductori sunt numiți semiconductori nedegenerați de tip n.

Dacă concentrația impurităților crește, distanța dintre atomii impurităților se micșorează, și se poate de ajuns la un moment, când ei vor interacționa între ei. În acest caz nivelele discrete ale atomilor impurităților se pot uni în benzi de energii. Cu creșterea ulterioară a concentrațiilor impurităților, aceste benzi donoare se lătesc și pot să suprapună marginea benzii de conducție. Această suprapunere de energii are loc când concentrația donoriilor devine comparabilă cu densitatea stărilor. Când concentrația electronilor donori depășește densitatea stărilor, nivelul energiei Fermi se deplasează în BC. Aceste tipuri de semiconductori se numesc semiconductori degenerați.

În mod similar se explică formarea semiconductoarelor degenerați de tip p.

Modelul schematic a diagramelor benzilor energetice a astfel de semiconductori în comparație cu alte tipuri de dopări este reprezentată în figura 1.10



**Figura 1.10. Modelul simplificat al diagramelor benzilor energetice pentru semiconductori degenerați de tip n și de tip n**

## 1.7. STATISTICA DONORILOR ȘI ACCEPTORILOR

Am discutat succint privind funcția distribuției Fermi-Dirac care reprezintă probabilitatea că o stare particulară de energie va fi ocupată de un electron. Să vedem reflectarea acestei statistici asupra semiconductorilor dopați.

*Funcția probabilității.* Postulatul Pauli privind principiul exclusiei ne vorbește că se permite numai o particulă cu același spin să ocupe aceeași stare cuantică. Acest postulat este aplicabil și la stările donoare și acceptoare din semiconductor.

Admitem, că avem  $N_i$  electroni și  $g_i$  stări cuantice ( indicele  $i$  indică nivelul  $i$  de energie). Fiecare nivel donor dispune de două orientări ale spinului electronului donor, astfel fiecare nivel donor are două stări cuantice. Plasarea unui electron într-o stare cuantică se opune însă plasării altui electron în a două stare cuantică. Prin adăugarea unui electron, vacanța solicitată de atom este satisfăcută, și adăugarea unui al doilea electron pe nivel donor nu mai este posibilă. Funcția de distribuție a electronilor donori pe starea energetică donoră este astfel puțin diferită de funcția Fermi-Dirac.

Funcția probabilității Fermi-Dirac a electronilor ce ocupă stările de energie este:

$$n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right)} \quad (1.49)$$

unde  $n_d$  – densitatea electronilor ce ocupă nivelul donor și  $E_d$  –energia nivelului donor. Factorul  $1/2$  în această ecuație este rezultat direct a spin-factorului menționat mai sus. Acest factor  $1/2$  este uneori scris ca  $1/g$  unde  $g$  – factor de degenerare.

Ecuația (1.49) poate fi scrisă ca:

$$n_d = N_d - N_d^+ \quad (1.50)$$

unde  $N_d^+$  -concentrația donozilor ionizați.

În multe aplicații suntem mai interesați în concentrația donozilor ionizați, decât în concentrația electronilor ce rămân în stări donoare.

Similar, pentru atomi acceptori:

$$p_a = \frac{N_a}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_F - E_a}{kT}\right)} = N_a - N_a^- \quad (1.51)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

unde  $N_a$  – concentrația atomilor acceptori,  $E_a$  – nivelul acceptor energetic,  $p_a$  – concentrația golurilor pe stările acceptoare,  $N_a^-$  concentrația acceptorilor ionizați. Un gol pe stare acceptoare corespunde unui atom acceptor electric neutru care rămâne cu legătura covalentă liberă.

*Ionizare completă.* Funcția probabilității pentru electroni pe stări de energii donoare este deja descrisă de ecuația (1.49). Dacă admitem, că  $(E_d - E_F) \gg kT$ , obținem:

$$n_d \approx \frac{N_d}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right)} = 2N_d \exp\left[\frac{-(E_d - E_F)}{kT}\right] \quad (1.52)$$

Dacă  $(E_d - E_F) \gg kT$ , atunci aproximarea Boltzmann este de asemenea validă pentru electronii în BC. Astfel ecuația (1.16) poate fi scrisă ca:

$$n_0 = N_C \exp\left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right] \quad (1.53)$$

Putem determina numărul relativ al electronilor pe stări donoare în comparație cu numărul total al electronilor: astfel, considerăm că raportul electronilor pe stări donoare la numărul total al electronilor în BC plus stările donoare. Folosind expresiile ecuațiilor (1.53) și (1.16) scriem:

$$\frac{n_d}{n_d + n_0} = \frac{2N_d \exp\left[\frac{-(E_d - E_F)}{kT}\right]}{2N_d \exp\left[\frac{-(E_d - E_F)}{kT}\right] + N_C \left[\frac{-(E_C - E_F)}{kT}\right]} \quad (1.54)$$

Energia nivelului Fermi se reduce din această expresie, și împărțind la termenul din numărător obținem în final:

$$\frac{n_d}{n_d + n_0} = \frac{1}{1 + \frac{N_C}{2N_d} \exp\left[\frac{-(E_C - E_d)}{kT}\right]} \quad (1.55)$$

Factorul  $(E_C - E_d)$  este nu altceva decât energia de ionizare a electronilor donori.

O analiză în detalii a semiconductorilor extrinseci de asemenea ne va demonstra, că la  $T=0$  K energia nivelului Fermi se plasează de asemenea în mijlocul benzii interzise.

La temperatura  $T=0$  K nici un electron din stările donoare nu este activat termic și trece în BC. Similar, nici un electron din BV nu este activat și nu trece pe nivele acceptoare. Acest efect se numește *freeze-out* în ambele cazuri descrise.

În intervalul de temperaturi  $T=0$  K (*freeze-out*) și  $T=300$  K (ionizare completă) avem starea de ionizare parțială a atomilor de pe stările donoare și acceptoare.

### 1.8. NEUTRALITATEA SARCINILOR

În echilibru termic, cristalul semiconductor este neutru din punct de vedere electric. Electronii sunt distribuiți între stări energetice diverse creând sarcini negative și pozitive, dar densitatea netă a sarcinilor este zero. Această condiție de neutralitate este folosită pentru determinarea concentrațiilor electronilor și golurilor în termoechilibru în funcție de concentrația impurităților dopante.

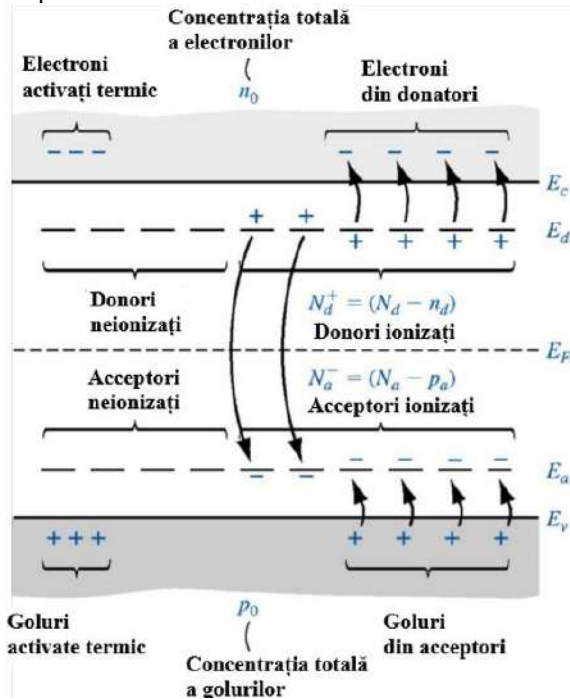


Figura 1.11. Plasarea benzilor de energii în semiconductor compensat

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Un *semiconductor* numim *compensat* care conține atât impurități donoare cât și acceptoare. Un semiconductor compensat se poate realiza prin difuzia impurităților acceptoare în *n*-tip semiconductor sau prin difuzia impurităților donoare în *p*-tip semiconductor. Un semiconductor *n*-tip compensat are loc când  $N_d > N_a$ , iar *p*-tip compensat când  $N_a > N_d$ . În caz, că  $N_a = N_d$  avem semiconductor compensat complet. În acest caz caracteristicile sunt similare unui semiconductor intrinsec.

*Compensarea impurităților în semiconductori extrinseci.* Este evident, că cu cât este mai mare concentrația de donori  $N_d$ , cu atât este mai mare concentrația de electroni, iar cu cât este mai mare concentrația de acceptori  $N_a$ , cu atât mai mare este concentrația de goluri în semiconductor.

Dacă un semiconductor este dopat și cu donori și cu acceptori are loc procesul de compensare reciprocă a impurităților (fig. 1.11).

Compensarea poate fi diferită:

*deplină* ( $N_d = N_a$ ) - comportamentul semiconductorului va fi similar semiconductorului intrinsec;

*parțială:*  $N_d > N_a$  semiconductorul va fi ca un semiconductor de tip *n*;

$N_d < N_a$  semiconductorul va fi ca un semiconductor de tip *p*.

Condiția neutralității sarcinilor este exprimată prin egalarea densității sarcinilor negative cu densitatea sarcinilor pozitive:

$$n_0 + N_a^- = p_0 + N_d^+ \quad (1.56)$$

$$n_0 + (N_a^- - p_a) = p_0 + (N_d^+ - n_d) \quad (1.57)$$

Unde  $n_0$  și  $p_0$  sunt concentrațiile electronilor și golurilor în termoechilibru în BC și BV respective. Parametrii  $n_d$  este concentrația electronilor în stările de energie donoare. Astfel  $N_d^+ = N_d - n_d$  este concentrația sarcinilor pozitive a stărilor donoare. Similar,  $p_a$  - concentrația sarcinilor negative ale stărilor acceptoare, și  $N_a^- = N_a - p_a$  este concentrația sarcinilor negative ale stărilor acceptoare. Noi avem expresia pentru  $n_0$ ,  $p_0$ ,  $n_d$  și  $p_a$  în termeni de energia Fermi și temperatură.

În tabelul 1.3 sunt date nivelele de energii formate de unele impurități în Ge și Si. Aceste elemente pot intra în rețeaua cristalină ca atom donator (D) sau acceptor (A) și pot fi ionizate o dată sau dublu ionizate. Se pot realiza astfel situații, când una și aceeași impuritate formează atât nivele acceptoare, cât și donoare, de exemplu Cu sau Au în Ge (tab. 1.3).

I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Tabelul 1.3. Energia de activare a nivelelor donoare și acceptoare în semiconductori din Si și Ge

Impurități donoare în Si	Ec(-)/Ev(+), eV	Impurități acceptoare în Si	Ec(-) / Ev(+), eV
<b>P</b>	-0,044	B	+0,015
<b>As</b>	-0,049	Al	+0,057
<b>Sb</b>	-0,039	Ga	+0,065
<b>Li</b>	-0,033	In	+0,16
<b>Ag</b>	+0,34	Cu / Cu <sup>+</sup> / Cu <sup>++</sup>	+0,024/+0,37/+0,52
<b>Au</b>	+0,35	Ag	-0,033
<b>Mn</b>	-0,53	Au	-0,54
		Zn / Zn <sup>+</sup>	+0,31 / +0,55
Impurități donoare în Ge		Impurități acceptoare în Ge	
<b>P</b>	-0,012	B	+0,0104
<b>As</b>	-0,0127	Al	+0,0102
<b>Sb</b>	-0,0096	Ga	+0,0108
<b>Li</b>	-0,0093	In	+0,0112
<b>Au</b>	+0,05	Cu / Cu <sup>+</sup> /Cu <sup>++</sup>	+0,04 /+0,33/-0,026
<b>Mn</b>	-0,37	Ag / Ag <sup>+</sup>	+0,13 / -0,29
		Au / Au <sup>+</sup> / Au <sup>++</sup> /	+0,16/-0,2/-0,04
		Zn / Zn <sup>+</sup>	+0,03 / +0,09
		Cd / Cd <sup>+</sup>	+0,05 /+0,16

Notă: semnul (-) denotă poziția nivelului mai jos de marginea BC, semnul (+) – mai sus de marginea BV.

Concentrația electronilor în termoechilibru. Dacă presupunem ionizarea completă ecuația (1.56) devine:

$$n_0 + N_a = p_0 + N_d \quad (1.58)$$

Dacă exprimăm  $p_0 = n_i^2/n_0$  ecuația (1.56):

$$n_0 + N_a = \frac{n_i^2}{n_0} + N_d \quad (1.59)$$

Concentrația electronilor  $n_0$  poate fi determinată folosind formula pătratică:

$$n_0 = \frac{(N_d - N_a)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_d - N_a}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (1.60)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

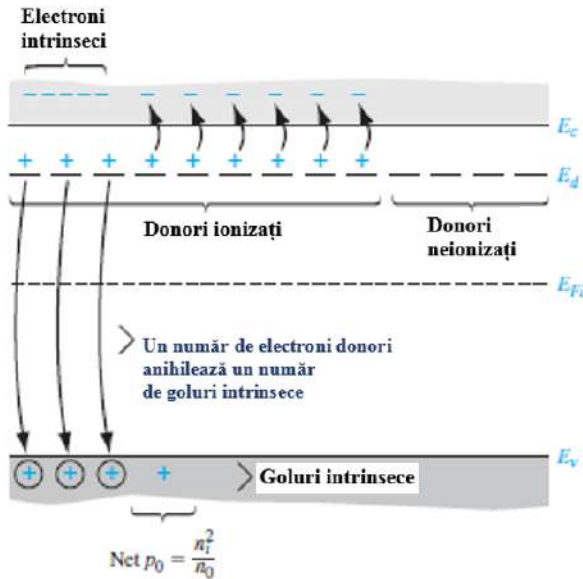
Semnul pozitiv în formula pătratică trebuie utilizată deoarece, în limita semiconductorului intrinsec când  $N_a=N_d=0$ , concentrația electronilor trebuie să aibă o valoare pozitivă, sau  $n_0=n_i$ .

Ecuția (1.60) este folosită pentru calculul concentrației electronilor în *n-tip* semiconductor, sau când  $N_d > N_a$ . Deși ecuația (1.60) a fost derivată pentru un semiconductor compensat, ea este validă pentru  $N_a = 0$ .

Similar obținem și pentru concentrația golurilor  $p_0$  în termoechilibru:

$$p_0 = \frac{(N_a - N_d)}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_a - N_d}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (1.61)$$

Am susținut că concentrația electronilor în BC crește peste concentrația intrinsecă cu adăugarea atomilor donori. În același timp, concentrația golurilor ca purtători minoritari scade sub valoarea concentrației intrinsece cu adăugarea atomilor donori. Trebuie să ținem minte că, cu adăugarea atomilor impurităților donoare și a respectivilor electronilor donori, există o redistribuite a electronilor între stările de energie existente.



**Figura 1.12. Diagrama benzilor de energie cu redistribuția electronilor la adăugarea donoșilor**

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Din figura 1.12 se observă, că unii electroni donor vor cădea în stările libere ale BV, și datorită la aceasta, vor anihila unele goluri intrinsece.

Concentrația golurilor - purtători minoritari astfel va scădea. În același timp, din cauza acestei redistribuții, concentrația net a electronilor în BC este nu sumă aritmetică simplă a concentrației donozilor și concentrației electronilor intrinseci.

Am văzut că concentrația intrinsecă a purtătorilor  $n_i$  este funcție puternică de temperatură.

Cu creșterea temperaturii, perechi adăugătoare de electroni-goluri sunt termogenerate, dacă parametrul  $n_i^2$  în ecuația (1.60) devine dominant. Semiconductorul va pierde eventual caracteristicile extrinsece (fig. 1.13).

Cu creșterea temperaturii observăm dominarea semiconductorului intrinsec. La temperaturi joase se observă contribuția ionizării parțiale (fig. 1.13)

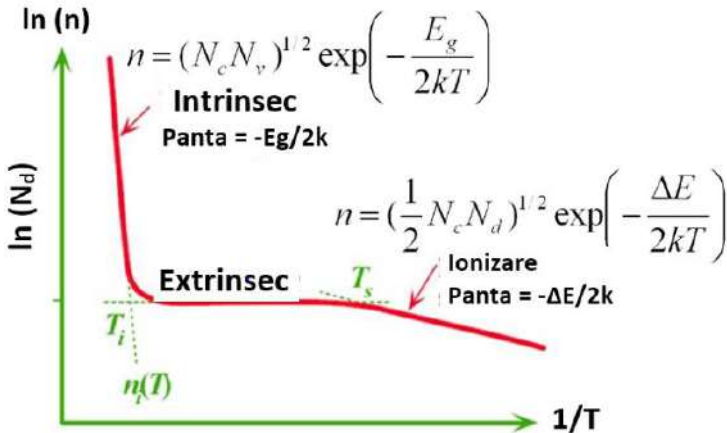


Figura 1.13. Dependența conductivității (proporționale cu concentrația purtătorilor de sarcină) de temperatură

### 1.9. ENERGIA FERMI

*Deducerea energiei Fermi.* Poziția nivelului energiei Fermi se poate deduce din ecuația (1.16) pe care o rezolvăm pentru  $E_c - E_F$ :



## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$E_C - E_F = kT \ln\left(\frac{N_C}{n_0}\right) \quad (1.62)$$

unde  $n_0$  este dată de ecuația (1.60). Dacă considerăm un semiconductor  $n$ -tip, în care  $N_d \gg n_i$ , atunci  $n_0 \approx N_d$  și astfel:

$$E_C - E_F = kT \ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right) \quad (1.63)$$

Distanța dintre marginea BC și nivelul energiei Fermi este funcție logaritmică a concentrației donozilor. Cu creșterea concentrației donozilor, nivelul Fermi se deplasează spre BC. Și, dacă nivelul Fermi se deplasează mai aproape de BC concentrația electronilor în BC va crește.

Notăm, că avem un semiconductor compensat, atunci termenul  $N_d$  în ecuația (1.57) este înlocuit cu  $N_d - N_a$  sau cu concentrația net a donozilor.

Similar obținem că:

$$E_F - E_V = kT \ln\left(\frac{N_V}{p_0}\right) \quad (1.64)$$

și în condiții de  $N_a \gg n_i$ :

$$E_F - E_V = kT \ln\left(\frac{N_V}{N_A}\right) \quad (1.65)$$

Este posibil să determinăm relațiile dintre nivelul energiei Fermi și nivelul energiei Fermi intrinsec în termeni de concentrații ale golurilor. Deoarece cum am arătat mai înainte:

$$p_0 = n_i \exp\left[-(E_F - E_{Fi})/kT\right] \quad (1.66)$$

atunci

$$E_{Fi} - E_F = kT \ln\left(\frac{p_0}{n_i}\right) \quad (1.67)$$

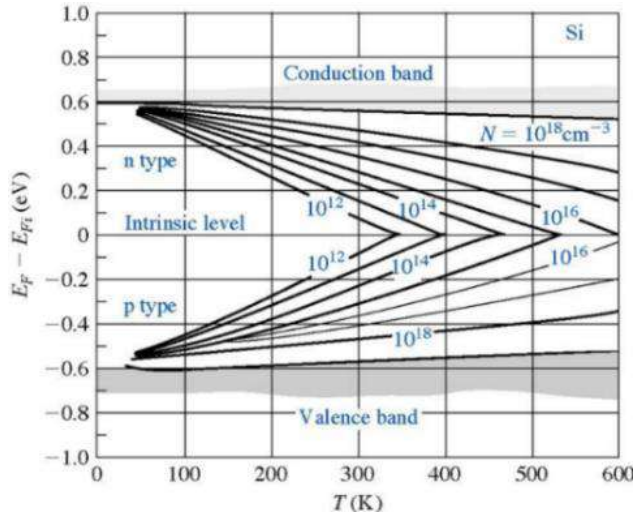
sau, similar

$$E_F - E_{Fi} = kT \ln\left(\frac{n_0}{n_i}\right) \quad (1.68)$$

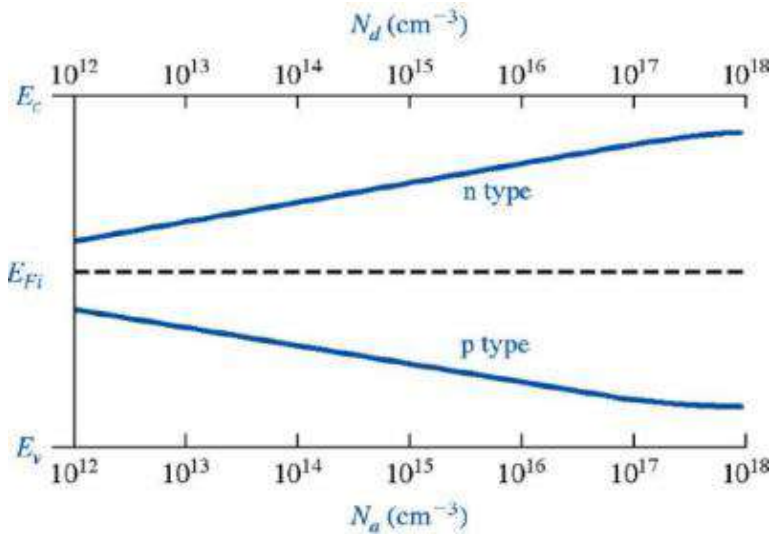
*Variația poziției nivelului energiei Fermi cu alți factori.*

Poziția nivelului energiei Fermi în funcție de temperatură și de concentrația dopanților este dictată de relațiile (1.67, 1.68) din care observăm o dependență aproximativ direct proporțională cu temperatură și logaritmică de concentrațiile donozilor sau acceptozilor (fig. 1.14, a, b) respectiv.

I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR



(a)



(b)

Figura 1.14. Energia Fermi vs temperatura (a) și concentrația (b)

### 1.10. FENOMENE DE TRANSPORT

Am discutat succint privind semiconductorul în stare de termoechilibru și am determinat concentrațiile purtătorilor de sarcină (electronilor și golurilor) în BV și BC. Densitatea (concentrația) acestor sarcini încărcate electric este importantă pentru determinarea proprietăților electrice ale materialelor semiconductoare. Fluxul rezultat al electronilor și golurilor cauzează curentul electric prin material. Procesele ce stau la baza mișcării purtătorilor de sarcină se numesc procese de transport. Aceste fenomene permit determinarea caracteristicilor volt-amperice a dispozitivelor pe baza materialelor semiconductoare

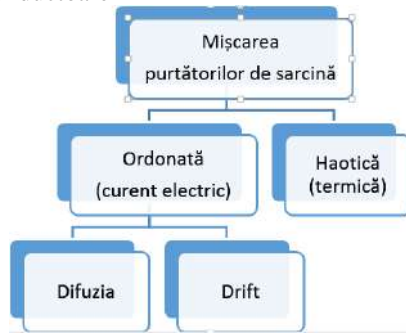


Figura 1.15. Tipuri de mișcare a purtătorilor de sarcină

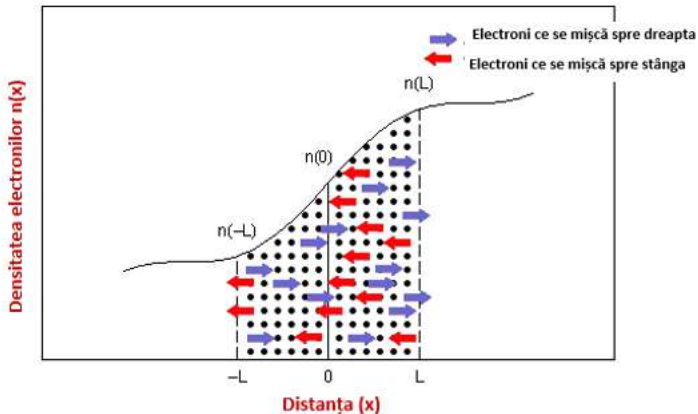


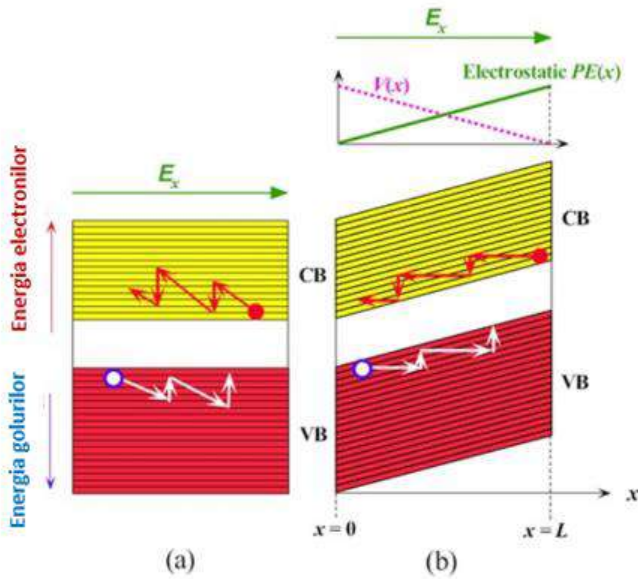
Figura 1.16. Difuzia purtătorilor de sarcină sub influența gradientului concentrației.

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Procesul de transport al purtătorilor de sarcină poate fi observat în semiconductori în prezența electronilor în BC și, în caz de completare parțială cu electroni în BV. În aceste condiții și în lipsa gradientului de temperatură, transportul purtătorilor de sarcină poate fi sau sub acțiunea câmpului electric, sau sub acțiunea gradientului de concentrații a purtătorilor de sarcină cauzând în semiconductor manifestarea a două procese fizice: driftului și difuziei (fig. 1.15, 1.16).

Numim difuzie deplasarea ordonată a purtătorilor de sarcină cauzată de neuniformitatea concentrației purtătorilor de sarcină din regiuni cu concentrații mari spre regiuni cu concentrații mai mici

Numim drift mișcarea ordonată a purtătorilor de sarcină sub acțiunea câmpului electric (fig. 1.17).



**Figura 1.17. Driftul purtătorilor de sarcină în câmp electric: (a) model simplificat; (b) curbarea benzilor energetice sub acțiunea energiei potențiale a electronilor  $-eV(x)$  și  $V(x)$ , ce scade în direcția  $E_x$  cu creșterea energiei potențiale**

*Mobilitatea.* Viteza medie a purtătorilor de sarcină într-un câmp electric se definește ca mobilitatea purtătorilor de sarcină. Mobilitatea electronilor și

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

golurilor este un parametru important al materialelor semiconductoare, și este utilizată în descrierea driftului purtătorilor de sarcină.

Notăm, că accelerația, de exemplu a golurilor, sub acțiunea unei forțe externe, în cazul nostru a câmpului electric, este descrisă ca:

$$F = m_{cp}^* \frac{dv}{dt} = qE \quad (1.69)$$

unde  $m_{cp}^*$  - masa efectivă a golurilor în conducție cu presupunerea, că viteza de drift inițială este zero

$$v = q \frac{E \tau}{m_{cp}^*} \quad (1.70)$$

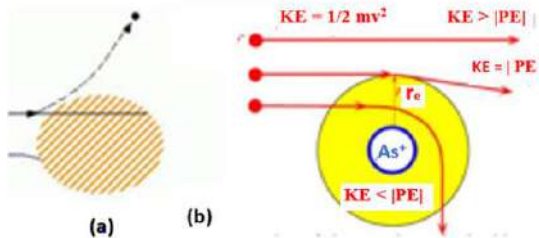
Definim mobilitatea golurilor ca:

$$\mu_p = \frac{v_{dp}}{E} = \frac{q\tau_{cp}}{m_{cp}^*} \quad (1.71)$$

unde  $\tau$  – timpul de viață a purtătorilor de sarcină, timpul dintre două coliziuni.

Similar, pentru electroni:

$$\mu_n = \frac{v_{dn}}{E} = \frac{q\tau_{en}}{m_{en}^*} \quad (1.72)$$



**Figura 1.18. Împrăștierea pe fononi (a) și pe impurități ionizate (b)**

Există două mecanisme de coliziune ce pot afecta mobilitatea purtătorilor de sarcină în semiconductor: cu rețeaua cristalină (fononii) și cu impuritățile din material (fig. 1.18). La o temperatură diferită de  $T=0K$  atomii rețelei

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

cristaline vibrează în locul unde sunt plasați în rețeaua cristalină. Vibrațiile rețelei cauzează perturbarea periodicității potențialului rețelei cristaline. O periodicitate perfectă a potențialului rețelei cristaline asigură o mișcare fără piedici a purtătorilor de sarcină prin cristal. Dar perturbarea potențialului rețelei cristaline cauzează coliziuni proprii a electronilor cu golurile precum și cu atomii rețelei cristaline în vibrații. Acest proces se numește coliziuni cu fononii și denotă o dependență de temperatură a mobilității purtătorilor de sarcină de tipul:

$$\mu_L = \alpha T^{-3/2} \quad (1.73)$$

Observăm o dependență invers proporțională a mobilității purtătorilor de sarcină de temperatură la interacțiunea cu fononii rețelei cristaline. În realitate dependența mobilității de temperatură la interacțiunea cu fononii rețelei este mai complexă ca factorul de putere (-3/2) și depinde și de concentrația purtătorilor de sarcină în semiconductor.

Al doilea mecanism de influență a mobilității este interacțiunea (coliziunea) cu impuritățile materialului. Impuritățile sunt introduse în material pentru a gestiona cu proprietățile lui. La temperatura de cameră toate impuritățile sunt ionizate. Astfel există o interacțiune coulombiană a purtătorilor de sarcină în mișcare cu impuritățile ionizate. Acest fapt influențează mobilitatea purtătorilor de sarcină prin structura cristalină. Dacă presupunem, că există numai acest mecanism de interacțiune, dependența mobilității de temperatură va fi:

$$\mu_L = \alpha \frac{T^{+3/2}}{N_i} \quad (1.74)$$

unde  $N_i$  - concentrația totală a impurităților ionizate:

$$N_i = N_d^+ + N_a^- \quad (1.75)$$

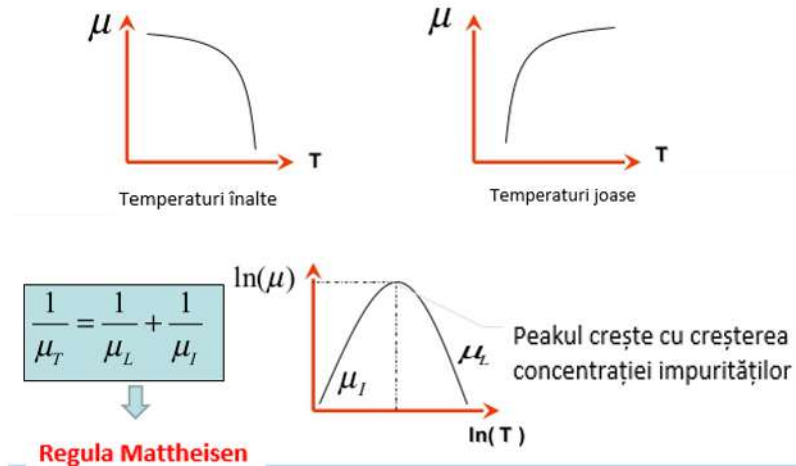
În caz general obținem relația numită *regula Mattheisen*:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_L} \quad (1.76)$$

unde  $\mu_i$  - mobilitatea rezultantă a coliziunilor cu ionii impurităților, iar  $\mu_L$  - mobilitatea rezultantă a coliziunilor cu rețeaua cristalină (fononii).

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Conchidem, că la temperaturi înalte este dominantă împrăștierea purtătorilor de sarcină pe oscilațiile termice ale rețelei cristaline. De aceea, cu creșterea temperaturii, în acest interval de temperaturi mobilitatea purtătorilor de sarcină scade (fig. 1.19).



**Figura 1.19. Dependența mobilității purtătorilor de sarcină de temperatură**

În intervalul temperaturilor joase, cu micșorarea temperaturii viteza termică a mișcării haotice a purtătorilor de sarcină scade, ce conduce la creșterea timpului de aflare a purtătorului de sarcină în apropierea ionului impurității, deci durata influenței câmpului electric a ionului impurității asupra purtătorului de sarcină va crește de asemenea.

Din aceste considerente în intervalul de temperaturi scăzute cu micșorarea temperaturii mobilitatea purtătorilor de sarcină va scădea. Cu creșterea concentrației impurităților crește și împrăștierea pe ionii impurităților, astfel micșorându-se mobilitatea purtătorilor de sarcină. Însă, în intervalul de temperaturi înalte, mecanismul dominant de împrăștiere a purtătorilor de sarcină, chiar și la concentrații înalte a impurităților, va rămâne împrăștierea pe oscilațiile termice ale atomilor rețelei cristaline (pe fononi). Astfel, curbele dependenței termice a mobilității purtătorilor de sarcină în intervalul temperaturilor înalte practic nu se deplasează cu creșterea concentrației impurităților.

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

*Difuzia.* Din cursul de fizică generală cunoaștem, că densitatea fluxului de particule în proces de difuzie (numărul particulelor, ce parcurg într-o unitate de timp o suprafață unitară perpendiculară direcției gradientului de concentrație) este proporțională gradientului de concentrație a acestor particule.

Presupunem, că  $\Delta n$  este excesul concentrației de electroni. Conform primei legi lui Fick (pentru difuzie staționară) cota difuziei staționare - cota difuziei electronilor fiind gradientul de concentrații:

$$-d(\Delta n)/dx = -D_n d(\Delta n)/dx \quad (1.77)$$

unde  $D$  – coeficientul de difuzie a electronilor.

În acest caz curentul de difuzie al electronilor:

$$J_n = q D_n (dn/dx) \quad (1.78)$$

iar curentul de difuzie cauzat de goluri este:

$$J_p = -q D_p dp/dx \quad (1.79)$$

Vectorul gradientului concentrației este îndreptat spre direcția creșterii argumentului, iar particulele difuzează în direcția, unde sunt mai puține, deci contra direcției gradientului de concentrații. De aceea și semnul dintre părțile din stânga și dreapta ecuației sunt opuse.

Să discutăm privind difuzia electronilor și golurilor în semiconductori, deci despre difuzia purtătorilor de sarcină electrică  $q$ . În acest caz densitatea cotei electronilor din curentul de difuzie poate fi obținut prin înmulțirea părții din dreapta a ecuației cu valoarea sarcinii elementare electrică. Electronii difuzează contra direcției gradientului de concentrații și au sarcina negativă. De aceea direcția vectorului densității curentului de difuzie va coincide cu direcția vectorului gradientului de concentrații a electronilor:

$$J_{dif} = q D \quad (1.80)$$

Concomitent cu procesul difuziei a purtătorilor de sarcină neechilibrați are loc recombinarea lor. De aceea concentrația de surplus se micșorează în direcția de la sursa acestui surplus de concentrații a purtătorilor de sarcină.

Unitatea de măsură a coeficientului de difuziune:

$$[D] = m^2 c^{-1} \quad (1.81)$$



## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

de unde determinăm următoarea dependență:  $D = L^2/\tau$ , unde  $L$  – lungimea difuziei sau parcursul liber.

Astfel deducem definiția *lungimii difuziei (parcursului liber)* ca distanța, în care concentrația de surplus se micșorează de  $e$  ori (în lipsa câmpului electric extern). Observăm, că lungimea difuziei este în relație cu timpul de viață ca:

$$L = (D \tau)^{1/2} \quad (1.82)$$

*Driftul.* Mișcarea direcționată a purtătorilor de sarcină sub acțiunea câmpului electric se numește *drift*. Electronii, fiind accelerați în câmp electric, pe lungimea de parcurs liber primesc energie suplimentară de cca  $10^{-8} - 10^{-4}$  eV. Din aceste considerente, electronii trec pe nivele energetice mai superioare (diferența între două nivele de energii vecine din banda permisă fiind de numai 1-22 eV). La ciocnirea ulterioară a electronului cu atomul rețelei cristaline electronul cedează rețelei cristaline energia primită pe lungimea parcursului liber, astfel retrăgându-se din BV pe nivelul energetic inferior în BC. În acest caz este mai confortabil să ne închipuim mișcarea golurilor în BV: golurile deplasându-se în direcția vectorului câmpului electric și primind în acest timp energie suplimentară, trecând pe nivele energetice inferioare. În rezultatul driftului electronilor în semiconductor apare componenta electronică a densității curentului de drift, pe care o descriem prin legea lui Ohm, determinată în continuare. Să admitem că la o mostră din semiconductor cu lungimea  $L$  și secțiunea  $A$  se aplică un câmp electric continuu cu intensitatea  $E$  (fig. 1.26b). În acest caz, concomitent cu driftul haotic al purtătorilor de sarcină (e.g. electronilor) are loc și mișcarea lor ordonată dar în direcție opusă câmpului electric aplicat. Astfel are loc a viteză de mișcare diferită de zero a electronilor în direcția câmpului electric aplicat. Această viteză se definește ca viteza medie de drift a purtătorilor de sarcină. Accelația medie a electronilor se exprimă ca:

$$a = qE/m_n \quad (1.83)$$

Luând în considerare multiplele ciocniri între purtători de sarcină și atomii rețelei cristaline viteza medie a driftului electronilor va fi:

$$V_{\text{drift}} = a E/\tau \quad (1.84)$$

Dacă introducem termenul de mobilitate a electronilor:

$$\mu_n = q\tau / m_n \quad (1.85)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

atunci

$$V_{\text{drift}} = \mu_n / E \quad (1.86)$$

În același mod determinăm parametrii mișcării golurilor

$$V_{\text{drift}} = \mu_p / E \quad (1.87)$$

Densitatea curentului de drift cauzat de electroni va fi:

$$J_{n \text{ dr}} = qn V_{\text{dr}} \quad (1.88)$$

și conductibilitatea specifică în volum cauzată de electroni va fi:

$$\sigma_n = J_{n \text{ dr}} / E = qn V_{\text{dr}} / E = qn \mu_n \quad (1.89)$$

Analogic obținem pentru goluri:

$$\sigma_p = J_{p \text{ dr}} / E = qp V_{\text{dr}} / E = qp \mu_p \quad (1.90)$$

Dar un câmp electric cu intensitatea  $E$  va acționa atât asupra electronilor, cât și asupra golurilor concomitent. Luând în considerare că polaritatea sarcinilor este opusă, iar vitezele de drift ale lor sunt orientate în sens opus, atunci curenții respectivi se vor aduna conducând la nașterea curentului total. Astfel revenim la formularea legii lui Ohm:

$$J_{\text{dr}} = J_{\text{ndr}} + J_{\text{pdr}} = (n\mu_n + p\mu_p)qE = \sigma E \quad (1.90)$$

unde  $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$  conductibilitatea specifică în volum a semiconductorului.

Atunci

$$R = \rho / S = (1/\sigma)(l/S) = l/S q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.91)$$

*Contribuția componentei dictate de purtătorii de sarcină minoritari în unele cazuri poate fi neglijate.* Cu cât este mai mare mobilitatea  $\mu$  cu atât este mai mare viteza mișcării ordonate a purtătorilor de sarcină pentru aceeași intensitate a câmpului electric. Pentru cazul de egalitate a concentrației impurităților, semiconductorul de tip  $n$  va avea o conductibilitate specifică mai mare ca cel de tip  $p$  deoarece  $\mu_n > \mu_p$ .

Să generalizăm procesele difuziei și driftului (Tabelul 1.4).

Driftul și difuzia deseori au loc concomitent în semiconductori, de aceea scriem

**I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR**

$$J_n = J_n \text{ drift} + J_n \text{ dif} = qn\mu_n + qD_n (dn/dx) \quad (1.93)$$

$$J_p = J_p \text{ drift} + J_p \text{ dif} = qp\mu_p + qD_p (dp/dx) \quad (1.94)$$

**Tabelul 1.4. Procesele difuziei și driftului**

Curentul de difuziune	Curentul de drift
<b><u>UNDE?</u></b>	
în semiconductor în lipsa câmpului electric extern aplicat la semiconductor	în semiconductor în funcție de câmpul electric extern aplicat către <i>p-n</i> joncțiune
<b>DE CE?</b>	
depinde de constantele $D_p$ și $D_n$ , de valoarea sarcinii pozitive sau negative, dar nu depinde de permitivitatea semiconductorului	depinde de permitivitate
<b>ÎNCOTRO?</b>	
direcția curentului de difuziune depinde de modificările concentrației purtătorilor de sarcină.	direcția curentului de drift depinde de polaritatea câmpului aplicat din exterior

Prin calcule nu prea complicate identificăm relația directă între coeficientul de difuziune și mobilitatea purtătorilor de sarcină:

$$D_n = (kT/q) \mu_n \quad (1.95)$$

$$D_p = (kT/q) \mu_p \quad (1.96)$$

Aceste ecuații se mai numesc *relația Einstein*.

Din relațiile (1.55), (1.56) obținem:

$$D_n/\mu_n = D_p/\mu_p = kT/q = U_T \quad (1.97)$$

unde  $U_T$  –potențialul termic care pentru 300K este:  $U_T=26 \text{ mV}$ .

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Relațiile (1.60, 1.61) se referă atât la starea de echilibru cât și la starea de neechilibru și sunt folosite la concentrații nu prea mari de impurități, deci pentru semiconductori nedegenerați.

*Curentul total.* Din cele expuse avem patru mecanisme independente du curent în semiconductor: driftul de electroni, driftul de goluri, curentul de difuzie a electronilor și curentul de difuzie a golurilor. Curentul total:

$$J = qn\mu_n E_x + qp\mu_p E_x + qD_n \frac{dn}{dx} + qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.98)$$

Dacă ne referim la caz tridimensional, ecuația va fi exprimată ca:

$$J = qn\mu_n E_x + qp\mu_p E_x + qD_n \nabla n + qD_p \nabla p \quad (1.99)$$

*Relația Einstein.* Într-un semiconductor fără aplicarea câmpului electric extern și în termoechilibru curentul total va fi zero. De exemplu pentru electroni:

$$J = qn\mu_n E_x + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (1.100)$$

Presupunând cazul cvazineutralității ( $n \approx N_d(x)$ ) ecuația (1.99) devine:

$$J_n = e\mu_n N_d(x) E_x + eD_n \frac{dN_d(x)}{dx} = 0 \quad (1.101)$$

Notăm, că curentul electric este:

$$E_x = -\left(\frac{kT}{q}\right) \frac{1}{N_d(x)} \frac{dN_d(x)}{dx} \quad (1.102)$$

Substituind expresiile pentru curentul electric (1.101) în expresia (1.100):

$$0 = -q\mu_n N_d(x) \left(\frac{kT}{q}\right) \frac{1}{N_d(x)} + qD_n \frac{dN_d(x)}{dx} \quad (1.103)$$

Ecuația (1.103) este validă pentru condițiile:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (1.104, a)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Similar pentru curentul golurilor

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (1.104, b)$$

Din ecuațiile (1.104) și (1.105) obținem:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{kT}{q} \quad (1.105)$$

Astfel, coeficientul de difuzie și mobilitatea nu sunt parametri independenți. Această relație se numește *relația Einstein* (1.95, 1.96) scrisă în altă formă.

### 1.11. GENERAREA ȘI RECOMBINAREA

Discuțiile în paragrafele precedente se referă în special la starea de termoechilibru în semiconductor. La aplicarea tensiunii, existența curentului electric, semiconductorul operează în condiții de neechilibru. Excesul de electroni în BC și de goluri în BV pot exista oricând adițional concentrației de termoechilibru, dacă există careva excitație externă.

Concentrațiile de exces al electronilor și golurilor nu se mișcă independent în semiconductor. Purtătorii de exces de asemenea cauzează curentul de drit, de difuzie și recombinare, caracterizându-se cu aceiași coeficienți de difuzie, mobilitate de drit și timp de viață (parcurs liber). Acest fenomen la general se numește transport am bipolar.

Menționăm, că excesul purtătorilor de sarcină cauzat de factori externi (câmp electric, magnetic, lumină, etc) domină proprietățile materialelor semiconductoare, astfel sunt fundamentale pentru operarea dispozitivelor semiconductoare.

*Generarea și recombinarea.* Am discutat privind concentrația electronilor și golurilor în termoechilibru în BC și BV. În termoechilibru aceste concentrații nu sunt dependente de timp. Însă, cunoaștem că electronii din BV în BC sunt termogenerați (activați) tot timpul. Concomitent au loc procesele de mișcare a electronilor în BC, de trecere în BV recombinând cu goluri, etc. În starea de termoechilibru, deoarece am menționat independența de timp a concentrației, atunci procesul termogenerării și recombinării trebuie să fie egali.

Admitem că  $G_{n0}$  și  $C_{p0}$  (unitatea de măsură fiind  $cm^{-3} s$ ) sunt viteza de generare a electronilor și golurilor în termoechilibru. Pentru mecanismul de

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

generare direct bandă-bandă electronii și golurile sunt create în perechi, astfel scriem:

$$G_{n0} = G_{p0} \quad (1.106)$$

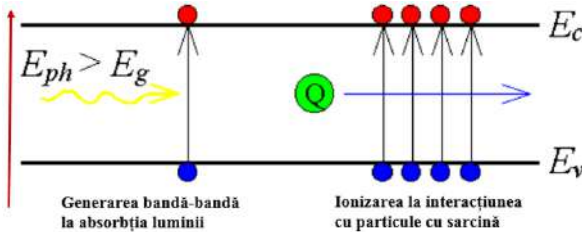
Similar, notând prin  $R_{n0}$ ,  $R_{p0}$  ( $cm^{-3} s$ ) viteza de recombinare a electronilor și golurilor, cu aceleași argumente, scriem:

$$R_{n0} = R_{p0} \quad (1.107)$$

În condiții de termoechilibru concentrațiile, repetăm sunt constante în timp, astfel:

$$G_{n0} = G_{p0} = R_{n0} = R_{p0} \quad (1.108)$$

*Excesul generării și recombinării purtătorilor de sarcină.* La aplicarea unui factor energetic extern, de exemplu a luminii, sub acțiunea energiei fotonilor incidenți electronii din BV se vor excita și vor trece în BC (fig. 1.20). În urma acestui proces vor lăsa goluri în BV, deoarece mecanismul constă în formarea de perechi electron-gol. Astfel purtători de sarcină creați se numesc electroni în exces și goluri în exces.



**Figura 1.20. Formarea concentrației de neechilibru sub acțiunea factorului extern (e.g. luminii)**

Acești purtători sunt generați de un factor extern cu o viteză particulară. Notăm prin  $g_n'$  viteza generării a electronilor în exces și prin  $g_p'$  viteza generării golurilor în exces. Acești factori de asemenea au unitatea de măsură  $cm^{-3}s$ . Pentru generarea directă bandă-bandă acești purtători de sarcină în exces se formează de asemenea în perechi, astfel:

$$g_n' = g_p' \quad (1.109)$$

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

Când electronii și golurile în exces sunt creați, concentrațiile totale în BV și BC se vor modifica ca:

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \delta\mathbf{n} \quad (1.110)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \delta\mathbf{p} \quad (1.111)$$

unde  $\mathbf{n}_0, \mathbf{p}_0$  concentrațiile în termoechilibru, și  $\delta\mathbf{n}, \delta\mathbf{p}$  –concentrațiile de exces ale electronilor și golurilor respectiv.

Procesul de formare a purtătorilor în exces, de asemenea suportă fenomene de recombinare și generare, a căror viteze notăm prin  $\mathbf{G}_n', \mathbf{G}_p', \mathbf{R}_n', \mathbf{R}_p'$ . Purtătorii în exces sunt creați în perechi și recombină de asemenea în perechi. De aceea scriem:

$$\mathbf{R}_n' = \mathbf{R}_p' \quad (1.112)$$

În procesul de recombinare directă bandă-bandă recombinarea are loc spontan. Viteza net a schimbărilor în timp, de exemplu, a concentrației electronilor poate fi scrisă ca:

$$\frac{dn(t)}{dt} = \alpha_r [n_i^2 - n(t)p(t)] \quad (1.113)$$

unde 
$$n(t) = n_0 + \delta n(t) \quad (1.114)$$

și 
$$p(t) = p_0 + \delta p(t) \quad (1.115)$$

Primul termen din ecuația (1.113)  $\alpha_r, n_i^2$  – este viteza de generare în termoechilibru. Deoarece electronii și golurile în exces sunt creați și recombină în perechi, atunci  $\delta\mathbf{n}(t) = \delta\mathbf{p}(t)$ . Parametrii situației de termoechilibru  $\mathbf{n}_0$  și  $\mathbf{p}_0$  sunt independenți de timp, astfel ecuația (1.113) devine:

$$\begin{aligned} \frac{d(\delta n(t))}{dt} &= \alpha_r [n_i^2 - (n_0 + \delta n(t))(p_0 + \delta p(t))] = \\ &= -\alpha_r \delta n(t) [(n_0 + p_0) + \delta n(t)] \end{aligned} \quad (1.116)$$

Ecuația (1.116) poate fi ușor rezolvată în anumite condiții de injectare slabă, ce limitează valoarea concentrației purtătorilor în exces comparată cu concentrația purtătorilor în termoechilibru. În semiconductor extrinsec de tip n noi avem în general  $\mathbf{n}_0 \gg \mathbf{p}_0$ , iar în semiconductor de tip  $\mathbf{p} - \mathbf{p}_0 \gg \mathbf{n}_0$ . Nivel

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

slab de injecție înseamnă că excesul concentrației purtătorilor este mult mai mic ca concentrația purtătorilor majoritari în termoechilibru. Contrar acestuia, nivelul puternic de injecție este corespunzător cazului, când concentrația purtătorilor în exces este comparabilă sau mai mare concentrației purtătorilor majoritari în termoechilibru.

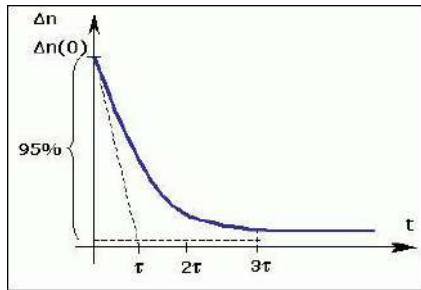
Pentru semiconductor, de exemplu de p-tip ( $p_0 \gg n_0$ ) pentru nivel slab de injecție ( $\delta n(t) \ll p_0$ ) ecuația (1/116) devine:

$$\delta n(t) = \delta n(0) e^{-\alpha_r p_0 t} = \delta n(0) \exp(-t/\tau_{n0}) \quad (1.117)$$

Soluția ecuației este o micșorare exponențială (fig. 1.21) a concentrației în timp:

$$\frac{d(\delta n(t))}{dt} = -\alpha_r p_0 \delta n(t) \quad (1.118)$$

unde  $\tau_{n0} = (\alpha_r p_0)^{-1}$  și este o constantă.



**Figura 1.21. Schimbarea în timp a concentrației purtătorilor în exces**

Ecuația (1.118) descrie micșorarea în timp a concentrației electronilor minoritari în exces, astfel  $\tau_{n0}$  se referă des la  *timpul de viață a electronilor minoritari în exces*.

Viteza recombinării definită ca o valoare pozitivă poate fi descrisă folosind ecuația (1.117):

$$R_n^i = \frac{-d(\delta n(t))}{dt} = +\alpha_r p_0 \delta n(t) = \frac{\delta n(t)}{\tau_{n0}} \quad (1.119)$$

Recombinarea directă bandă-bandă pentru golurile majoritare în exces în p-semiconductor are loc cu aceleași viteză:



## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

$$R_n^i = R_p^i = \frac{\delta n(t)}{\tau_{n0}} \quad (1.120, a)$$

În caz de n-tip semiconductor ( $n_0 \gg p_0$ ) în caz de nivel slab de injecție ( $\delta n(t) \ll n_0$ ) micșorarea concentrației golurilor minoritare are loc cu o constantă  $\tau_{p0} = (\alpha_r n_0)^{-1}$ , unde  $\tau_{p0}$  de asemenea se referă la timpul de viață a purtătorilor minoritari în exces. Viteza de recombinare a electronilor majoritari este aceeași ca și pentru goluri minoritare:

$$R_n^i = R_p^i = \frac{\delta n(t)}{\tau_{p0}} \quad (1.120, b)$$

Observăm că viteza generării nu este funcție de concentrație a electronilor sau golurilor. La general, viteza generării poate fi funcție de coordonarea în spațiu și timp.

Timpul de viață a purtătorilor de sarcină neechilibrați (e.g. în Si) poate avea valori în interval mare ( $10^{-2} \dots 10^{-9}$  s) în dependență de concentrația, tipul impurităților, starea, puritatea suprafeței semiconductorului. Factorul de bază ce influențează timpul de viață fiind:

$$\tau = \frac{n_1^2}{r_0(n_0 + p_0 + \delta n)} \quad (1.121)$$

*Tipurile de recombinare* sunt clasificate conform:

- ✓ modului de eliberare a energiei în surplus:
- ✓ locului petrecerii: *în volum*, la *suprafață* (rolul ei fiind cu atât mai mare, cu cât raportul suprafeței față de volum este mai mare, deci cu cât dimensiunile semiconductorului sunt mai mici ( $S/V$ ). Aceasta este cauzat și de numărul mult mai mare a defectelor (care sunt centre de captare) de suprafață față de cele în volum.

*Mecanisme de generare-recombinare*

Generarea purtătorilor de sarcini are loc la obținerea energiei (din exterior, sub orice formă) necesare pentru trecerea bandă-bandă. Mecanismul generării este totdeauna însoțit de recombinare (fig. 1.22).

Recombinarea electronilor cu golurile poate avea loc prin trecere directă bandă-bandă, sau prin trecere consecutivă prin nivele de energii locale din banda interzisă (numite centre de recombinare sau centre de captare (capcane), vezi fig. 1.23).

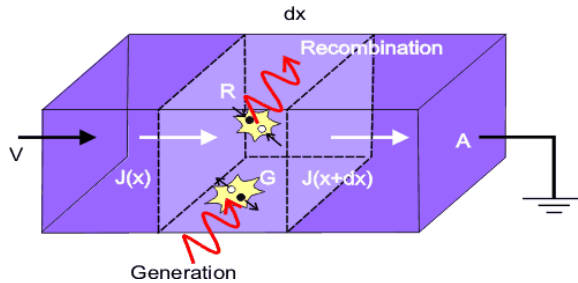


Figura 1.22. Omniprezența recombinării – generării

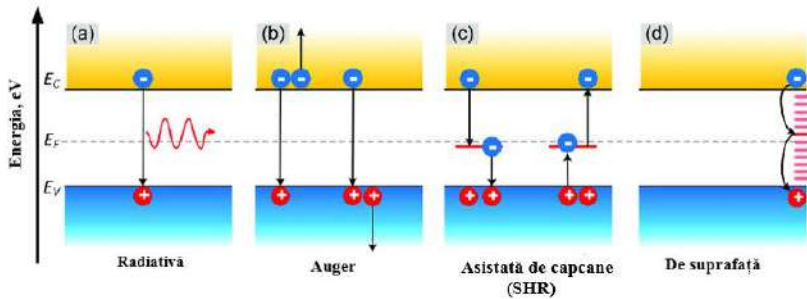


Figura 1.23. Mecanismele recombinării în semiconductori (a) radiativă spontană, bandă-bandă; (b) Auger, bandă-bandă, procese (eeh) și (ehh); (c) asistată de capcane (Shockley-Read-Hall) indică patru tranziții de bază posibile, (d) de suprafață, prin una din stările defectelor. Săgețile negre indică direcția tranzițiilor electronilor (albastru, cu semn minus) și golurilor (roșu, cu semn plus).

Al doilea mecanism de recombinare are o probabilitate mai mare, deoarece în acest proces este în mișcare numai un singur purtător de sarcină, iar al doilea este imobilizat. În acest caz probabilitatea apropierei lor la o distanță ( $\sim 0,1$  nm) la care poate avea loc recombinarea este mult mai mare, ca în caz de deplasare prin rețeaua cristalină a ambilor purtători de sarcină.

Centrele de recombinare sunt formate de impurități (defecte) amplasate energetic în apropierea mijlocului benzii interzise. La astfel de impurități atribuim e.g. doparea cu:

- $Cu, Au$  – monovalente (formează centre de captare libere);

## I. ELEMENTE ALE FIZICII SEMICONDUCTORILOR

- *Co*, *Ni*, *Pt* – cu valența opt (formează centre de captare ocupate de electroni).

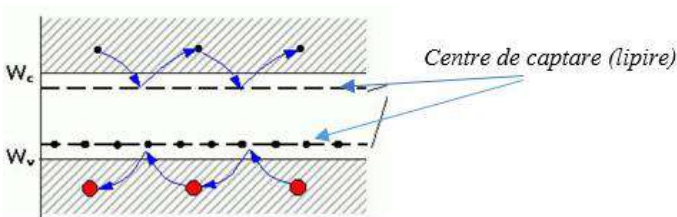
### Fazele recombinării prin centre de captare.

Recombinarea cu participarea centrelor de captare se petrece în două etape. La prima etapă nivelul energetic al centrului de captare captează e.g. electronul din BC. Astfel, electronul este exclus din procesul de conducție electrică. În această stare centrul de captare se va afla până de el nu se apropie un gol (ce înseamnă, că în locul dat al cristalului nu va apărea un nivel energetic liber al BV). În aceste condiții se inițiază etapa a doua a recombinării – electronul trece pe nivelul eliberat al BV (echivalent captării golului de către un centru de captare cu sarcina negativă).

Durata primei etape este cu mult mai mare ca a doua ( $t_1 \gg t_2$ ), deoarece  $t_1$  este determinată de ciocnirea cu centrul de captare a purtătorilor de sarcină minoritari, concentrația cărora este mică, iar a  $t_2$  – este determinată de ciocnirea de centrul de captare a purtătorilor de sarcină majoritari concentrația cărora este mare. Astfel timpul de viață al purtătorilor de sarcină este aproximativ egal cu  $\tau \approx t_1$ .

Rolul centrelor de recombinare pot juca atomii de impurități sau ioni, incluziuni în rețeaua cristalină, locuri vacante în nodurile rețelei cristaline, orice imperfecțiuni ale volumului sau suprafeței semiconductorului. Deoarece, cum am notat, concentrația și varietatea defectelor de suprafață este cu mult mai mare ca a celor din volum – recombinarea la suprafață se produce cu viteze mult mai mari.

Există în realitate și nivele energetice cu energii foarte mici (defecte) – care se numesc nivele de lipire (fig. 1.24). Luând în considerare energiile lor mici de captare, ele permit eliberare purtătorilor de sarcină peste un timp foarte scurt și influențează insignifiant timpul total de viață a purtătorilor de sarcină.



**Figura 1.24. Model a procesului de captare de nivele de lipire**

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

### 2.1. JONȚIUNEA P-N

JonȚiunile homo- sau hetero- structurale dintre semiconductori sunt prezente în marea majoritate a dispozitivelor micro-optoelectronice. Din aceste considerente este extrem de importantă studierea proceselor fizice ce au loc în astfel de structuri.

JonȚiunea **p-n** este stratul intermediar dintre două regiuni ale aceluiași semiconductor dar cu conductibilități diferite de tip **n** și **p**, în care este format un câmp electric intern din cauza difuziei.

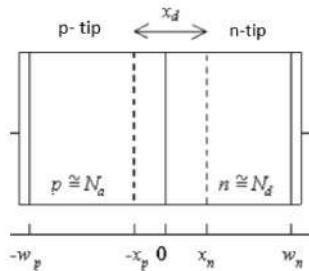


Figura 2.1. Formarea p-n jonȚiunii și a regiunii sărăcite

Semiconductorul din stânga (fig.2.1) este de tip **p** având concentrația de impurități acceptoare **Na**, iar semiconductorul din dreapta este de tip **n** având concentrația de impurități donoare **Nd**.

Regiunea **p**: ( $x < 0$ ) corespunde concentrației de impurități pentru care  $N_A > N_D$ ;

Regiunea **n**: ( $x < 0$ ) corespunde concentrației de impurități pentru care  $N_A < N_D$ ;

JonȚiunea metalurgică ( $x=0$ ) va corespunde unei concentrații nete nulă de impurități.

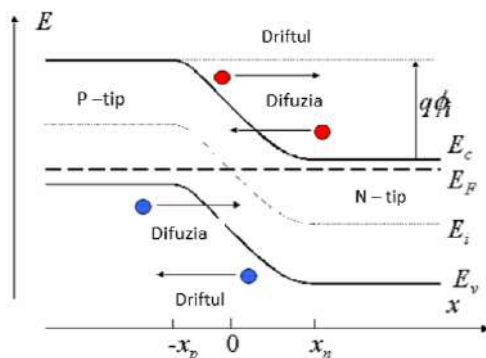
Se consideră:

$$p \approx N_a, \quad n \approx N_d \quad (2.1)$$

De asemenea, admitem că regiunile respective sunt dopate uniform, iar “trecerea” **p-n** este *abruptă*. Dar, în cele mai multe cazuri se lucrează cu jonȚiuni **p-n** în care una din regiuni este semnificativ mai dopată ca cealaltă. În astfel de caz considerăm numai regiunea slab dopată, deoarece ea va

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

determina major proprietățile caracteristice joncțiunii. O astfel de joncțiune **p-n** se numește *asimetrică (lateral)-abruptă*. Pentru a atinge echilibrul termic, electronii/golurile din apropierea joncțiunii metalurgice difuzează prin joncțiune (fig. 2.2) în regiunea de tip **p**, respectiv **n** unde sunt minoritari. Prin acest proces de difuzie rezultă donori/acceptori ionizați rămași în urma difuziei și, în consecință, apare o regiune săracă în purtători de sarcină electrică. Această regiune, cuprinsă între  $-x_p$  și  $x_n$  se numește strat de baraj (regiune sărăcită). Sarcina electrică a ionilor acceptori și donori produce un câmp electric care, la rândul lui, generează o deplasare a purtătorilor în direcție opusă. Difuzia purtătorilor continuă până când curentul de drift devine egal cu cel de difuzie. Astfel se realizează echilibrul termic (caracterizat de un nivel Fermi constant).



**Figura 2.2. Formarea barierei de potențial în p-n joncțiune.**

Deși la echilibru termic nu avem aplicat careva câmp electric extern, între regiunile **p** și **n**, există totuși un potențial intern,  $\phi_i$ , cauzat de diferența dintre lucrurile mecanice de ieșire a electronilor dintre cele două tipuri de semiconductoare. Acest potențial este egal cu potențialul propriu creat de stratul de baraj la echilibru termic. Deoarece echilibrul termic înseamnă egalarea nivelului Fermi în ambele părți ale **p-n** joncțiunii, creșterea (diferența) de potențial va fi egală cu diferența energiilor Fermi  $E_{Fn}$  and  $E_{Fp}$ , raportate la sarcina electronului. Astfel diferența (bariera de potențial) va fi:

$$\phi_i = V_i \ln \left( \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \quad (2.2)$$

iar lățimea regiunii sărăcite va fi:

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

$$x_p - x_n = W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_{bi}}{q} \left( \frac{1}{N_a} - \frac{1}{N_d} \right)} \quad (2.3)$$

În caz când  $N_a \gg N_d$  (jonțiunea  $p+$  -  $n$ ):

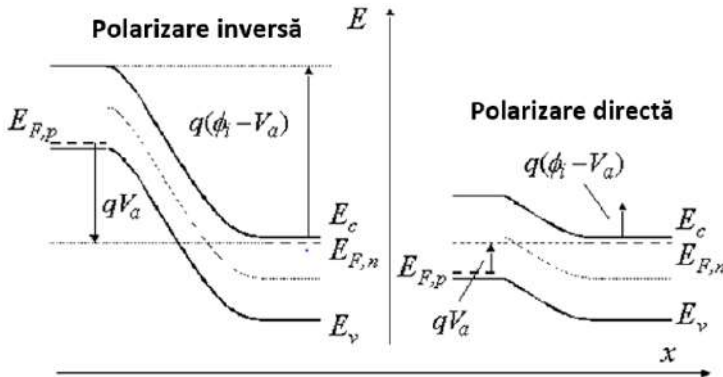
$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_{bi}}{q N_d}} \approx |x_n| \quad \text{și} \quad |x_p| = |x_n| \frac{N_d}{N_a} \cong 0 \quad (2.4)$$

sau, la general, lățimea stratului sărăcit va fi:

$$W_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \phi_{bi}}{q N}}, \text{ unde } \frac{1}{N} = \frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \approx \frac{1}{\text{concentrația dopantului mai slab}} \quad (2.5)$$

### 2.2. POLARIZAREA P-N JONȚIUNII

*Analiză cazului polarizării unei p-n jonțiuni.* Dacă aplicăm tensiunea pozitivă anodului (p-semiconductorului) iar negativă – catodului (n-semiconductorului) vorbim despre polarizarea directă a p-n jonțiunii. La aplicarea tensiunii pozitive catodului, iar celei negative anodului avem polarizarea inversă. Tipurile de polarizare sunt reprezentate în figura 2.3



**Figura 2.3.** Diagrama benzilor de energie pentru p-n jonțiune la polarizare inversă și directă

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Pentru a efectua unele caracterizări ale p-n joncțiunii presupunem următoarele:

- regiunea sărăcită la granița metalurgică are configurarea (marginile) definite clar;
- trecerea de la regiunea sărăcită la regiunile quasi-neutre este abruptă.

Regiunea quasi-neutră adiacentă regiunii sărăcite se caracterizează prin câmp electric existent infim de mic, iar concentrația purtătorilor de sarcină liberi este practic egală cu concentrația dopantului.

Lățimea totală a regiunii sărăcite va fi:

$$x_d = x_n + x_p \quad (2.6)$$

Din densitatea sarcinilor electrice se calculează câmpul electric și repartizarea potențialului în regiunea sărăcită. Cum observăm din figura 2.4 (a) densitatea sarcinilor este constantă în fiecare din regiuni, iar sarcinile în regiunea  $n$  și  $p$  sunt date de relațiile:

$$Q_n = qN_d x_n \quad (2.7)$$

$$Q_p = -qN_a x_p \quad (2.8)$$

Câmpul electric calculat din aceste densități de sarcini (prin intermediul ecuațiilor Gauss) care stipulează că gradientul câmpului electric este egal cu densitatea sarcinilor raportată la constanta dielectrică, sau:

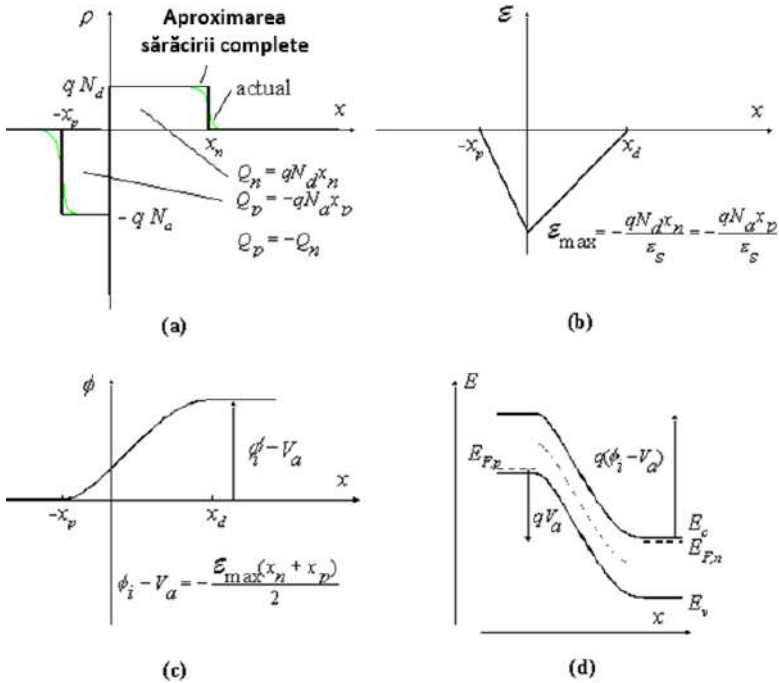
$$\frac{d\mathcal{E}(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \simeq \frac{q}{\epsilon_s} [N_d^+(x) - N_a^-(x)], \text{ pentru } -x_p \leq x \leq x_n \quad (2.9)$$

Luând integrala obținem repartizarea câmpului electric. Condițiile limită în caz simplificat, sunt:

- câmpul electric este zero la limitele regiunii sărăcite ( $x = -x_p$  și  $x = x_n$ ).
- câmpul electric este nul în afara regiunii sărăcite, deoarece apariția oricărui câmp electric va cauza deplasarea purtătorilor de sarcină pentru echilibrarea (eliminarea) câmpului electric.

Astfel, integralul densității de sarcini în toate patru regiuni (fig. 2.1):

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x) &= 0 \\ \mathcal{E}(x) &= -\frac{qN_a(x + x_p)}{\epsilon_s} \\ \mathcal{E}(x) &= \frac{qN_d(x + x_n)}{\epsilon_s} \\ \mathcal{E}(x) &= 0 \end{aligned} \quad (2.10)$$



**Figura 2.4. Repartizarea în  $p-n$  jonctiune: (a) densităţii sarcinilor, (b) câmpului electric, (c) potenţialului, (d) diagramelor benzilor energetice**

Din cele relatate, observăm, că câmpul electric se modifică linear în regiunea sărăcită având valoarea maximă pentru  $x=0$  (fig. 2.4 (b)). Această valoare maximă poate fi dedusă pentru ambele ( $p$ ,  $n$ ) regiuni sărăcite:

$$\epsilon(x=0) = -\frac{qN_a x_p}{\epsilon_s} = -\frac{qN_d x_n}{\epsilon_s} \quad (2.11)$$

ce ne permite obţinerea relaţiei dintre cele două necunoscute  $x_n$  şi  $x_p$ :

$$N_d x_n = N_a x_p \quad (2.12)$$

Această ecuaţie exprimă faptul echilibrării tuturor sarcinilor pozitive  $Q_n$  în regiunea sărăcită  $n$  cu sarcinile negative  $Q_p$  din regiunea sărăcită  $p$ .



## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Combinând ecuațiile (2.6) și (2.12) pentru stratul sărăcit total cu o lățime de  $x_d$  obținem:

$$x_n = x_d \frac{N_a}{N_a + N_d} \quad (2.13)$$

$$x_p = x_d \frac{N_d}{N_a + N_d} \quad (2.14)$$

Potențialul în semiconductor obținut din câmpul electric este:

$$\frac{d\phi(x)}{dx} = -\mathcal{E}(x) \quad (2.15)$$

și prezentat în figura 2.4 (c).

Potențialul total prin semiconductor trebuie să fie egal diferenței dintre creșterea de potențial (bariera de potențial) și tensiunea aplicată, care în final ne redă iarăși o relație dintre  $x_n$  și  $x_p$ :

$$\phi_i - V_a = \frac{qN_d x_n^2}{2\epsilon_s} + \frac{qN_a x_p^2}{2\epsilon_s} \quad (2.16)$$

Lățimea regiunii sărăcite o deducem prin substituirea expresiilor pentru  $x_n$ , (2.13),  $x_p$  (2.14) în relația pentru potențialul prin regiunea sărăcită:

$$x_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left( \frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (\phi_i - V_a)} \quad (2.17)$$

Soluțiile relației (2.17) pentru caz concret de regiune sărăcită cu lățimile de  $x_n$  și  $x_p$  vor fi:

$$x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left( \frac{N_a}{N_d} \frac{1}{N_a + N_d} \right) (\phi_i - V_a)} \quad (2.18)$$

$$x_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left( \frac{N_d}{N_a} \frac{1}{N_a + N_d} \right) (\phi_i - V_a)} \quad (2.19)$$

Efectuând operațiile de scădere  $x_n - x_p$  ajungem la ecuațiile prezentate anterior (2.3) și (2.5).

### 2.3. CAPACITATEA P-N JONCTIUNII

Capacitatea p-n jonctiunii este formată din două componente: de barieră și de difuzie.

Capacitatea de barieră. În stratul sărăcit al p-n jonctiunii pe ambele părți ale contactului metalurgic există sarcini spațiale egale ca valoare, dar opuse ca sarcină  $Q_{volum}$ , și determinate de ionii impurităților. Aceste sarcini spațiale sunt amplasate în două straturi subțiri pe distanța răspândirii stratului sărăcit  $x$  sau  $\Delta$  (fig. 2.5).

$$Q_b = qN_D I_n A_j = qN_A I_p A_j \quad (2.20)$$

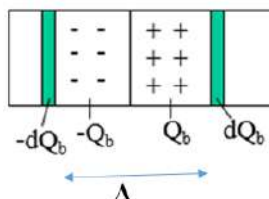


Figura 2.5. Repartiția sarcinilor spațiale în p-n jonctiune

Modificarea tensiunii aplicate jonctiunii conduce la modificarea grosimii (lățimii) stratului sărăcit, astfel modificând și sarcina spațială necompensată din acest strat. Aceste modificări indică existența unui fenomen capacitiv al barierei. Capacitatea de barieră (jonctiunii) numim raportul plusvalorii sarcinii  $dQ$  pe barieră către plusvaloarea tensiunii aplicate  $dU$  ce generează modificarea sarcinii:

$$C_j = dQ_b / dU_{inversă} \quad (2.21)$$

Capacitatea de barieră similar capacității condensatoarelor crește cu creșterea suprafeței p-n jonctiunii, permitivității dielectrice a semiconductorului și micșorării lățimii regiunii sarcinii spațiale:

$$C_j = \epsilon \epsilon_0 S / \Delta \quad \text{sau} \quad C_j / S = \epsilon \epsilon_0 / \Delta \quad (2.22)$$

unde  $\epsilon_0$  - constanta dielectrică a vidului, iar  $\epsilon$  - constanta dielectrică relativă.

Din relațiile (2.7), (2.18) sau din (2.8), (2.19) se obține relația dependenței capacității de barieră  $C_j$  de potențialul aplicat și concentrațiile impurităților:

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

$$C_j = \sqrt{\frac{q\epsilon_s}{2(\phi_i - V_a)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}} \quad (2.23)$$

unde  $C_j$  - capacitatea (joncțiunii) de barieră per unitate de suprafață.

Din relațiile de mai sus deducem că cu:

$$\begin{aligned} |U_{\text{inversă}}| \uparrow &- \Delta \uparrow - C_j \downarrow, \\ N_{\text{impurități}} \uparrow &- \Delta \downarrow - C_j \uparrow. \end{aligned}$$

Capacitatea unei **p-n** este util să fie prezentată ca funcție de capacitatea la polarizarea zero  $C_{j0}$

$$\frac{1}{C_j^2} = \frac{2}{q\epsilon_s} \frac{N_a + N_d}{N_d N_a} (\phi_i - V_a) \quad (2.24)$$

Dependența capacității de barieră de tensiunea aplicată, reprezentată în coordonate  $1/C^2$  vs  $U$  este liniară și permite determinarea experimentală a barierei de potențial (prin extrapolarea până la intersectarea cu axa tensiunii) (fig. 2.6) pentru diferite concentrații de dopare a uneia din regiunile **p-n**.

Concentrația de dopare în acest caz se obține din panta caracteristicii:

$$\frac{d(1/C_j^2)}{dV_a} = -\frac{2}{q\epsilon_s} \frac{N_a + N_d}{N_d N_a} \quad (2.25)$$

și, pentru  $N_a \gg N_d$ :

$$N_d = -\frac{2}{q\epsilon_s} \frac{1}{\frac{d(1/C_j^2)}{dV_a}} \quad (2.26)$$

Pentru o p-n joncțiune cu gradient liniar de concentrații, similar, se obțin relațiile pentru capacitatea de barieră:

$$C(V_a) = \frac{C_{j0}}{\sqrt[3]{1 - \frac{V_a}{\phi_i}}} \quad (2.27)$$

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

unde:  $C_{j0} = \sqrt[3]{qae^2/12\phi_i}$  este capacitatea joncțiunii la polarizare zero.

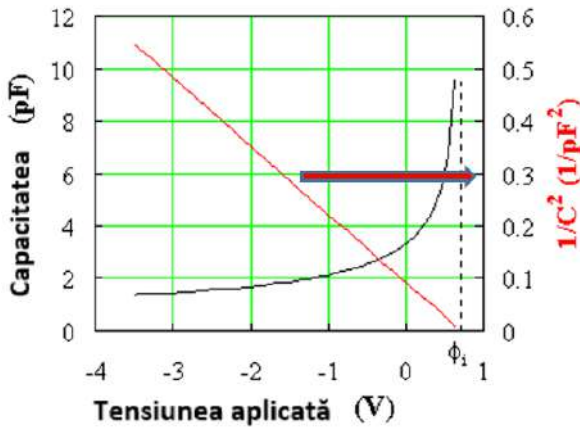
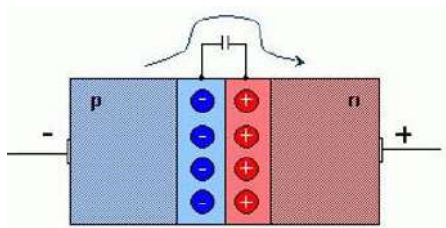


Figura 2.6. Dependența capacității  $p-n$  joncțiunii de tensiunea aplicată.  $N_a = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $S_j = 10^{-4} \text{ cm}^2$ .

Indiferent de faptul, că diodele de putere medie sau mică dispun de o suprafață a joncțiunii mică, capacitatea de barieră este considerabilă, grație grosimii mici a stratului sărăcit și permitivității dielectrice relativ mari a materialului semiconductorului. În dependență de valoarea suprafeței  $p-n$  joncțiunii, capacitatea de barieră va avea valori de ordinul unități – sute picofarade. O particularitate a capacității de barieră este neliniaritatea ei, deci modificate cu aplicarea tensiunii  $p-n$  joncțiunii. Cu creșterea polarizării inverse crește grosimea stratului sărăcit, iar capacitatea de barieră se micșorează.

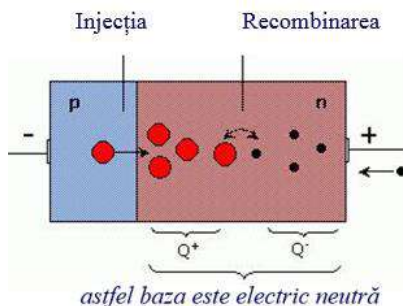
Capacitatea de barieră este dăunătoare la redresarea curentului alternativ, deoarece șuntează  $p-n$  dioda, ce permite curgerea curentului alternativ la frecvențe înalte (fig. 2.7).

Capacitatea de barieră poate fi și utilă în circuite electronice. Pe baza acestui fenomen sunt elaborate dispozitive microelectronice speciale numite diode varicap, ce sunt bazate pe variația capacității cu scopul ajustării conturului oscilator, sau în alte dispozitive bazate pe proprietățile neliniare ale capacității de barieră. Spre deosebire de condensatoarele variabile mecanice, modificarea capacității se produce electronic – prin variația potențialului aplicat. Astfel de ajustare a conturilor oscilatoare se numește ajustare electronică.



**Figura 2.7. Șuntarea la frecvențe înalte de către capacitatea de barieră a p-n joncțiunii**

*Capacitatea de difuziune.* La polarizarea directă a diodei adițional la capacitatea de barieră se observă și o capacitate de difuzie, care de asemenea este neliniară și valoarea căreia crește *cu tensiunea directă aplicată*. Capacitatea de difuzie caracterizează acumularea purtătorilor de sarcină mobili în regiunile *n* și *p* respectiv la polarizare directă.



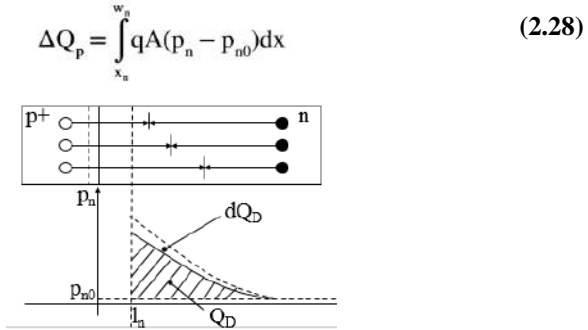
**Figura 2.8. Formarea sarcinii spațiale la difuzia purtătorilor de sarcină**

Capacitatea de difuzie se observă exclusiv la polarizare directă când purtătorii de sarcină în cantități considerabile difuzează (sunt injectate) prin bariera de potențial (micșorată la polarizare directă) și nereușind încă să recombine, se acumulează în regiunile *n* și *p* (fig. 2.8).

De exemplu, dacă într-o diodă reală regiunea *p* este emitor, iar regiunea *n* – bază, la polarizare directă din regiunea *p* spre regiunea *n* are loc injectarea golurilor, astfel în regiunea *n* apare o sarcină pozitivă.

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

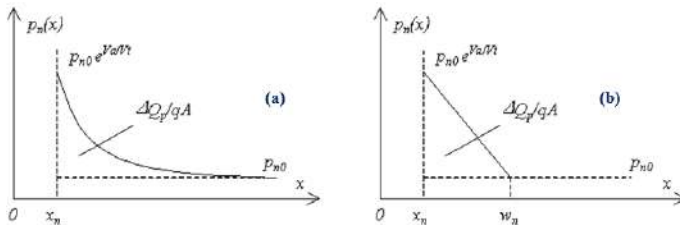
Concomitent sub acțiunea sursei de curent a polarizării directe din circuitul extern în regiunea  $n$  sunt introduși electroni și în această parte a regiunii  $n$  apare o sarcină negativă (fig. 2.9).



**Figura 2.9. Formarea sarcinii spațiale negative la difuzia purtătorilor de sarcină**

Recombinarea golurilor și electronilor în regiunea  $n$  nu poate avea loc instantaneu. De aceea fiecărei valori a polarizării directe corespunde o valoare a două sarcini în echilibru dar de polarități diferite unde:  $+Q_D$  și  $-Q_D$  sunt sarcinile electrice acumulate în regiunea  $n$ - în rezultatul difuziei purtătorilor de sarcină.

Distingem două cazuri limită pentru evaluarea curentului în  $p$ - $n$  joncțiune: cazul bazei (diodei) lungi și bazei (diodei) scurte, distribuția în cazul cărora este data de figura 2.10.



**Figura 2.10. Distribuția purtătorilor minoritari în dioda (a) - cu baza lungă, (b) - cu baza scurtă. Excesul purtătorilor minoritari în regiunea cvazineutră este proporțională suprafeței delimitate de liniile solide și întrerupte**

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Rezolvând ecuația (2.29) pentru valoarea sarcinii:

$$\Delta Q_p = q A p_{n0} (e^{V_a/V_t} - 1) L_p = I_{s,p} (e^{V_a/V_t} - 1) \tau_p \quad (2.29)$$

unde  $I_{s,p}$  – curentul de saturație pentru goluri, care este dat ca

$$I_{s,p} = q \frac{A p_{n0} D_p}{L_p} \quad (2.30)$$

Ecuția (2.30) ne arată legătura directă a excesului de sarcini cu curentul de difuziune. Deoarece toți purtătorii de sarcină minoritari vor recombină în regiunea cvazineutră, curentul va fi egal cu excesul de sarcini într-un timp mediu necesar recombinării cu purtătorii majoritari, deci timpului de viață.

Capacitatea de difuziune va fi egală:

$$C_{d,p} = \frac{d [I_{s,p} (e^{V_a/V_t} - 1) \tau_p]}{dV_a} = \frac{I_{s,p} e^{V_a/V_t} \tau_p}{V_t} \quad (2.31)$$

Similar, pentru cazul diodei cu baza scurtă:

$$C_{d,p} = \frac{I_{s,p} e^{V_a/V_t} \tau_{r,p}}{V_t} \quad (2.32)$$

unde  $\tau_{r,p}$  – timpul de tranzit al golorilor:

$$\tau_{r,p} = \frac{w_n^2}{2D_p} \quad (2.33)$$

Astfel în cazul diodei cu baza scurtă toți purtătorii de sarcină minoritari vor trece fără recombinare prin regiunea cvazineutră (nu vor avea timp pentru aceasta).

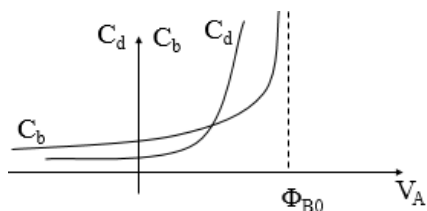
Capacitatea de difuziune totală va fi astfel egală cu suma capacităților de difuziune din regiunea  $n$  și  $p$  respectiv. Capacitatea sumară a  $p-n$  joncțiunii va fi egală cu suma capacității de barieră și a capacității totale de difuziune.

Pentru polarizarea inversă și o polarizare mică directă notăm influența predominantă a capacității de barieră. Cu creșterea polarizării directe creșterea curentului este mai rapidă (exponențială, fig. 2.11) ca a tensiunii aplicate, deoarece caracteristica directă curent tensiune este neliniară; din aceste considerente  $Q_D$  crește mai rapid, valoarea tensiunii directe și capacității de difuzie se majorează.

Capacitatea de difuzie va fi cu atât mai mare cu cât va fi mai mare curentul prin  $p-n$  joncțiune și cu creșterea timpului de viață a purtătorilor de sarcină

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

minoritari în bază. Capacitatea de difuzie este mult mai mare ca capacitatea de barieră (~ 1000 pF), dar utilizarea ei este imposibilă din cauza șuntării de rezistență mică directă a diodei. Diferența principală dintre capacitatea de difuzie și cea de barieră constă în aceea, că sarcinile de polarități opuse nu sunt despărțite în spațiu. Caracteristicile volt-farad ale capacității de barieră și de difuzie sunt prezentate în fig. 2.11.



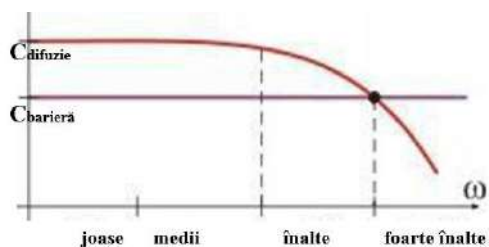
**Figura 2.11. Caracteristicile volt-farad a p-n joncțiunii**

Deoarece la polarizare directă regiunea de trecere se îngustează – capacitatea de barieră crește, dar în acest caz valoarea ei este mult mai mică ca a capacității de difuzie. În final capacitățile de barieră și de difuziune pot fi calculate aproximativ conform expresiilor:

$$C_b = \frac{\epsilon A_j}{l} \quad \text{unde } l = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_d}(\phi_{b0} - V_A)} \quad (2.35, a)$$

$$C_d = \frac{\tau}{R_i} = \frac{\tau(I_A + I_0)}{mkT/q} \sim \exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) \quad (2.35, b)$$

Dependențele capacităților de difuzie și de barieră de frecvență sunt reprezentate în figura 2.12.



**Figura 2.12. Dependența de frecvență a capacităților de barieră și de difuzie a p-n joncțiunii**



## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Observăm, că capacitatea de difuzie depinde de frecvență: la frecvențe înalte când perioada semnalului aplicat este mult mai mică ca timpul de viață a purtătorilor de sarcină, capacitatea de difuzie se micșorează. Aceasta este rezultatul următoarelor: cu creșterea frecvenței purtătorii de sarcină nu reușesc să recombine, astfel sarcina spațială  $+Q_{diff}$  crește. Când injectarea purtătorilor de sarcină scade observăm micșorarea creșterii purtătorilor de sarcină  $dQ$ . În rezultat capacitatea de difuzie scade.

### 2.4. MODELE LINIARE PENTRU P-N DIODA

La analiza sau construirea (modelarea) dispozitivelor microelectronice cu diode semiconductoare poate fi util modelul  $p-n$  joncțiunii compuse formal din elemente pasive. Ținând cont de forma ecuației Shockley  $I = f(U)$  obținem:

$$i_A = |I_0| \cdot \left[ \exp\left(\frac{e \cdot V_A}{m \cdot k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (2.36)$$

unde:  $I_0$  - curentul de saturație;  $k$  - constanta universală a lui Boltzmann;  $T$  - temperatura absolută [K];  $m \in [1,2]$ ; pentru cazul ideal, coeficientul  $m = 1$ .

Caracteristica statică a diodei este reprezentată în figura 2.13.

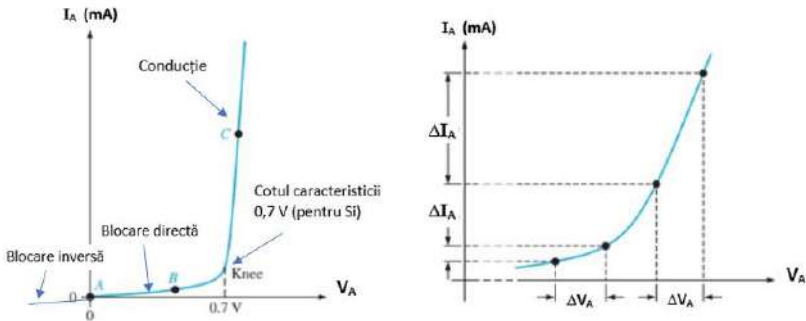


Figura 2.13 Caracteristica statică a diodei redresoare. Rezistența dinamică  $r_d$  descrește deoarece descrește valoare  $\Delta V_A / \Delta I_A$

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

În funcție de valorile tensiunii de polarizare a diodei se identifică cele două regimuri de lucru ale diodei: conducției și blocării.

*Cazul conducției:* Pentru tensiuni de polarizare directă  $V_A \geq 4kT/e$ , la temperatura de cameră ( $T=300K$ ), în relația de mai sus termenul exponențial, predomină asupra unității, astfel curentul direct prin joncțiunea  $p-n$  se poate determina cu mare precizie ca:

$$I_A = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_A}{mkT}\right) \right] \quad (2.37)$$

*Cazul blocării:* Pentru tensiuni de polarizare  $V_A < 4kT/e$ , la temperatura de cameră ( $T = 300K$ ), în relația de mai sus termenul exponențial poate fi ignorat și curentul invers prin joncțiunea  $p-n$  se poate determina cu relația:

$$I_A \approx -I_0 \quad (2.37 a)$$

Valoarea mică a curentului de saturație în comparație cu curenții direcți tipici, împreună cu dependența puternică de tensiunea dată de ecuația exponențială a  $p-n$  joncțiunii conduc la o aparentă tensiune de prag  $V_\gamma$  sub care există un curent direct foarte mic (zona de blocare directă, fig. 2.13) și peste care curentul direct crește rapid cu tensiunea. Valorile caracteristice ale tensiunilor de prag sunt:

$$V_\gamma \approx 0.2V \text{ pentru diodele de Ge;}$$

$$-V_\gamma \approx 0.7V \text{ pentru diodele de Si.}$$

Valorile curentului de saturație pentru diodele menționate sunt  $I_0 \approx \mu A$  (pentru diodele de Ge) și  $I_0 \approx nA$  (pentru diodele de Si).

Funcționarea diodei semiconductoare în circuite reale poate fi modelată după cum urmează prin 4 variante. Notăm prin  $I_A$  curentul ce curge prin o diodă, iar  $V_A$  – tensiunea aplicată pe diodă. Comportarea diodei poate fi descrisă (simplificat) în două moduri complementare. Se pun în evidență valoarea curentului și a tensiunii ce caracterizează dioda.

- *Curenții ce străbat diode.* O diodă permite ca într-un sens (polarizare directă sau conducție) să treacă un curent mare și un curent mic în sens contrar (polarizare inversă sau blocare). Dacă valoarea curentului de conducție directă este situată în domeniul zecilor sau sutelor  $mA$ , curentul invers are o valoare situată în domeniul  $\mu A$  sau  $nA$ . Curentul invers (de saturație) este de regulă cu șase ordine de mărime mai mic decât curentul direct. Datorită acestei proprietăți a diodei acesta poartă și numele de ventil electric.

- *Tensiunea la bornele diodei.* O diodă permite o cădere mare de tensiune la borne în cazul polarizării inverse și una foarte mică în cazul polarizării directe. Tensiunea inversă poate atinge valori de ordinul sutelor de volți, tensiunea directă are de regulă valori de ordinul zecimilor de volt. Având în

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

vedere aceste diferențe foarte mari la polarizarea directă și inversă, o caracterizare aproximativă a acesteia este suficientă în multe aplicații. Pentru a realiza această caracterizare se propun modele liniarizate ale caracteristicii statice a acesteia. Însă, toate modelele propuse consideră că valoarea curentului invers (de saturație) este nul (diode prezintă o rezistență infinită ( $R_i \rightarrow \infty$ )). În realitate valoarea rezistenței inverse a diodei este de ordinul megohmilor ( $R_i \approx M\Omega$ ).

Criteriile de prezentare a modelelor liniarizate a diodei sunt:

-Tensiunea de prag  $V_\gamma$  este o valoare a tensiunii de polarizare directă a diodei de la care curentul prin dispozitiv are o valoare “semnificativă”.

-Rezistența internă directă  $R_d$  a diodei indică modul de variație (în condiții de polarizare directă) a curentului  $I_A$  ca funcție de tensiunea aplicată la bornele diodei  $V_A$ , anume:

1) Când  $V_\gamma = 0$  dioda este blocată dacă  $V_A < 0$ ;

1a) Dioda este echivalată printr-un comutator ideal, fiind descrisă prin ecuațiile:

$$\begin{cases} V_A = 0 & , \text{ pentru } I_A > 0 \\ I_A = 0 & , \text{ pentru } V_A < 0 \end{cases} \quad (2.38)$$

Modelul definit prin ecuațiile de mai sus nu iau în considerare atât căderea de tensiune directă, cât și curentul invers al diodei. Caracteristica statică și simbolul diodei ideale, **DI**, sunt date în figura 2.14.

Fig. 2.14-a: dioda *p-n* astfel modelată nu permite cădere de tensiune când curentul este pozitiv și nici scurgere de curent nu este când tensiunea este negativă. În acest caz dioda se reduce la un scurtcircuit când curentul este pozitiv și la un circuit deschis când tensiunea este negativă.

Fig. 2.14-b - în conducție, *p-n* dioda este echivalată cu o rezistență echivalentă, de valoare constantă. Dioda este descrisă prin ecuațiile de mai jos, iar caracteristica statică și circuitul echivalent sunt reprezentate în figura 2.14 b.

$$\begin{cases} I_A = \frac{V_A}{R_d} & , \text{ pentru } V_A > 0 \\ I_A = 0 & , \text{ pentru } V_A < 0 \end{cases} \quad (2.39)$$

2)  $V_\gamma > 0$ . dioda *p-n* este blocată dacă  $V_A < V_\gamma$ ;

Fig. 2.14-c - dioda *p-n* este echivalată pe durata de conducție printr-o sursă ideală de tensiune și este descrisă prin ecuațiile:

$$\begin{cases} V_A = V_\gamma & , \text{ pentru } I_A > 0 \\ I_A = 0 & , \text{ pentru } V_A < V_\gamma \end{cases} \quad (2.40)$$

## II. JONCTIUNI SEMICONDUCTOARE

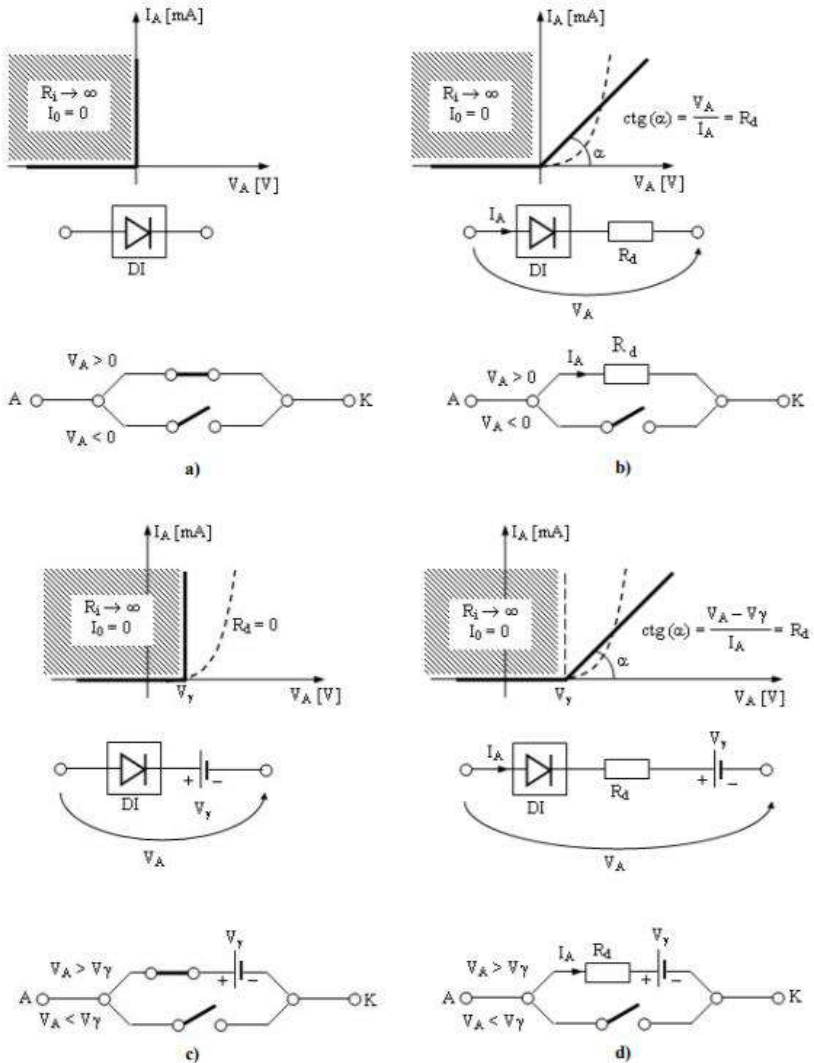


Figura 2.14. Modele liniarizate pentru caracteristica statică a  $p-n$  diodei

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Caracteristica statică și circuitul echivalent sunt prezentate în figura 2.14 c. Dioda astfel modelată nu permite cădere de tensiune când curentul este pozitiv și nici scurgere de curent când tensiunea este mai mică decât valoarea tensiunii de prag  $V_{\gamma} > V_A$ .

*Dioda în regim dinamic, la semnal mic.* În cazul în care la bornele diodei se aplică atât o tensiune continuă (de polarizare) cât și una alternativă (semnal), se consideră că joncțiunea lucrează în regim dinamic (variabil, de c.a.). În acest caz, în afară de componenta continuă, apare și o componentă alternativă a curentului.

Vom analiza succint regimul dinamic de lucru al diodei în condiții de joasă frecvență (JF) sau *cvasistaționar*. Dacă în regim staționar (c.c) dioda se caracterizează printr-un punct static de funcționare PSF (figura 2.15 (a) –  $P(U_A, I_A)$ ), în cazul regimului dinamic *cvasistaționar* funcționarea diodei este caracterizată printr-o regiune de lucru ce este situată pe caracteristica statică. Cu alte cuvinte, PSF-ul se “deplasează” permanent pe caracteristica statică (deoarece privim regimul dinamic ca o succesiune de regimuri statice). Acest lucru poate fi observat în figura 2.15 (a), în care PSF-ul ocupă succesiv o zonă de pe caracteristica statică situată între punctele P1, respectiv P2. Este clar, că forma caracteristicii este neliniară, conform, astfel ne limităm la un caz particular al tensiunii variabile aplicată la bornele diodei, deci îndeplinind condiția de semnal mic. Tensiunea, ce se aplică la bornele diodei are expresia:

$$u_A(t) = V_A + u_a(t) \quad (2.40)$$

Componenta variabilă are expresia:  $u_a(t) = U_a \sin(\omega t)$ .

Funcționarea diodei în regim dinamic este *cvasistaționară* dacă semnalul alternativ este de joasă frecvență (JF). Condiția de semnal mic impune ca amplitudinea componentei variabile să aibă o valoare mică, pentru a nu introduce neliniarități asupra răspunsului diodei (curentului prin diodă). Conform figurii 2.15 (a) se observă că forma componentei variabile a curentului  $i_d(t)$  este sinusoidală. Acest lucru este posibil pentru că regiunea de pe caracteristica statică parcursă de PSF se poate considera ca fiind aproximativ liniară (arcul de curbă  $P_1PP_2$  poate fi aproximat cu segmentul de dreaptă  $P_1P_2$ ). Condiția de semnal mic este îndeplinită dacă restricția asupra amplitudinii este de forma:  $V_A \ll V_T$ , unde  $V_T = kT/e$ . Practic, valoarea  $U_a$  trebuie să fie mai mică ca 0,026 V pentru  $T = 300K$ .

Din figura 2.15 vedem, că în caz de polarizare directă rezistența internă a diodei  $r_d$  are semnificația grafică a pantei tangenței în PSF (fig. 2.15b) și se numește rezistența internă sau dinamică (diferențială) a *p-n* joncțiunii (diodei):

$$r_i = r_d = \frac{du_A}{di_A} = \frac{V_T}{I_A + |I_0|} \approx \frac{\Delta u_A}{\Delta i_A} \quad (2.41)$$

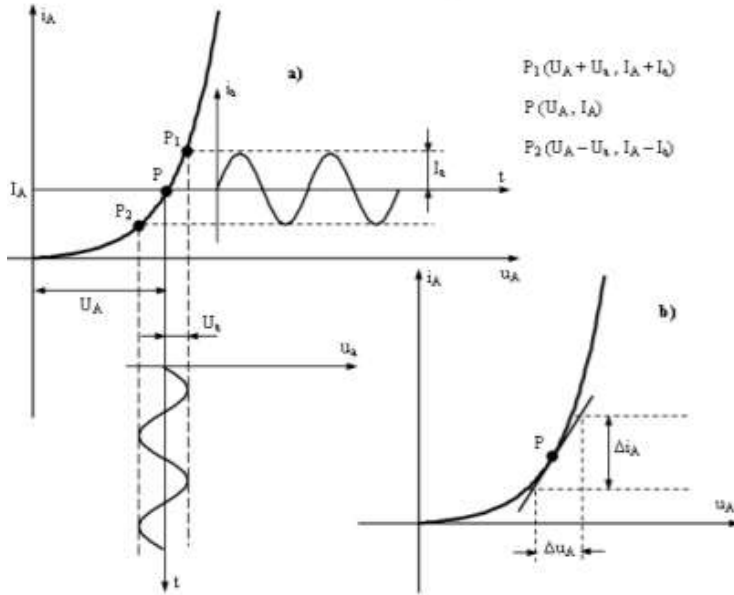


Figura 2.15. Trecerea semnalului sinusoidal de amplitudine mică printr-o *p-n* joncțiune

La polarizare inversă, valoarea rezistenței diferențiale teoretic tinde spre infinit, în practică fiind foarte mare, de ordinul megohmilor.

*Joncțiunea p-n la semnal mare [model neliniar].* La semnal mare poate fi analizat semnalul de ieșire al circuitului echivalent prezentat în fig. 2.16. Este evident, că în diverse cazuri această schemă poate fi simplificată și mai mult.

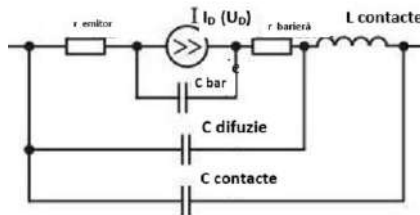


Figura 2.16. Schema echivalentă a *p-n* joncțiunii la semnal mare

## 2.5. STRĂPUNGerea P-N JONCȚIUNII

Cunoaștem că la polarizarea inversă a diodei tensiunea aplicată de regulă cade pe joncțiunea redresoare. La polarizare inversă la tensiuni înalte are loc străpungerea joncțiunii redresoare. *Străpungerea* – este un fenomen, ce constă în creșterea bruscă a curentului prin *p-n* joncțiune la atingerea tensiunii inverse a unei valori critice. În dependență de fenomenele fizice ce asigură străpungerea constatăm străpungerea electrică (prin avalanșă, de tunelare) și termică (fig. 2.17).

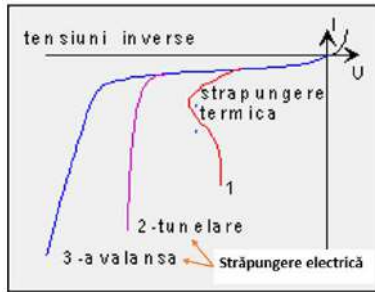


Figura 2.17. Tipurile de străpungere a *p-n* joncțiunii

Particularitatea deosebită a străpungerii electrice în raport cu străpungerea termică constă în reversibilitatea sa până la un anumit prag de tensiune, spre deosebire de străpungerea termică care este ireversibilă și conduce la distrugerea structurii *p-n* joncțiunii.

*Străpungerea în avalanșă.* Când purtătorii de sarcină accelerați de câmpul electric din stratul de baraj obțin o energie suficientă pentru a rupe electronii din BV (prin ciocnire) apare procesul de multiplicare în avalanșă (Fig. 2.18) și creșterea bruscă a curentului electric.

Energia transmisă electronului de câmpul electric  $E$  în stratul de baraj de lărgimea  $l \sim El$  de unde conchidem, că efectul de ionizare prin ciocnire apare în *p-n* joncțiune cu regiunile *p* și *n* relativ slab dopate și al tensiuni inverse mai mari comparativ cu efectul de tunelare. Energia necesară pentru purtători de sarcină pentru inițierea ionizării trebuie să fie egală sau mai mare ca  $Eg$ .

Definim că factorul de multiplicare este egal cu raportul dintre concentrația "*n*" a unui anumit tip de purtători de sarcină care ies din stratul de baraj și concentrația aceluiași tip de purtători care intră în stratul de baraj "*n<sub>0</sub>*":

$$M = n/n_0 \quad (2.42)$$

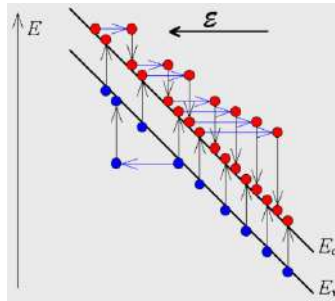


Figura 2.18. Mecanismul ionizării prin impact (ciocnire)

Factorul de multiplicare depinde de tensiunea aplicată  $V$  și tensiunea de străpungere  $V_s$  dată de relația empirică:

$$M = 1/[1 - (V/V_s)^b] \quad (2.43)$$

unde  $b = 3$  (n-Ge, n- Si),  $b = 5,5$  (p-Ge).

Pentru o joncțiune abruptă cu o regiune slab dopată în raport cu cealaltă, de concentrație a impurităților  $N$ , la temperatura camerei tensiunea de străpungere este dată de relația empirică:

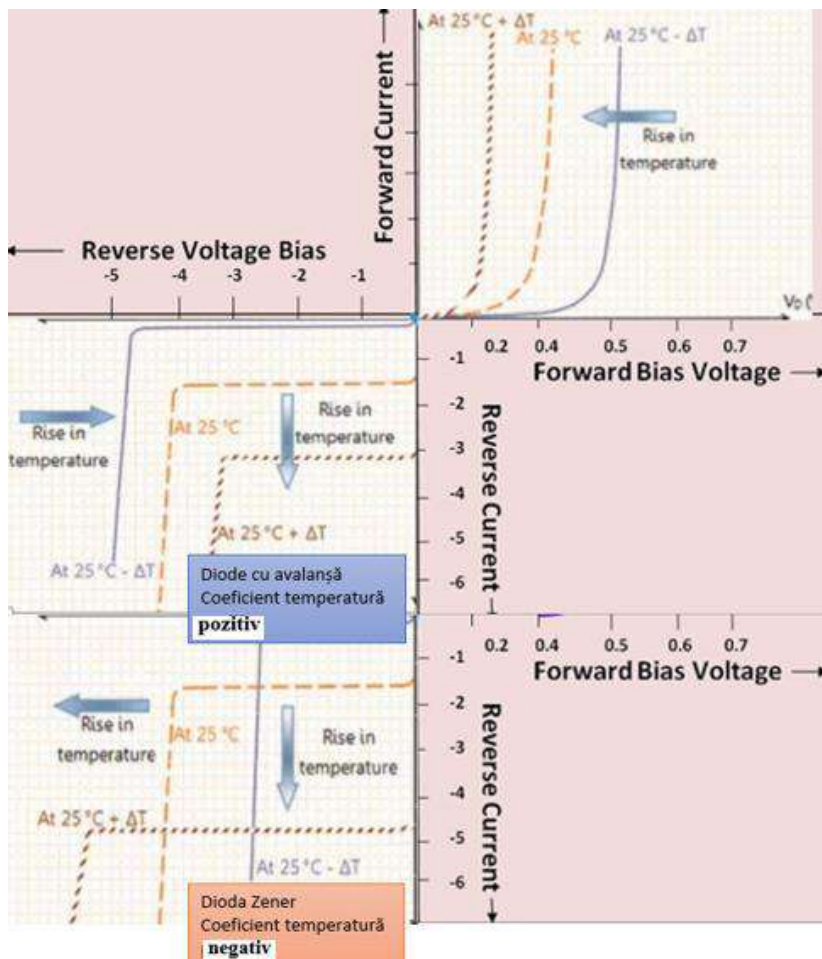
$$V_{br} \approx 60 (\Delta E / 1,1)^{3/2} (N / 10^{16})^{-3/4} [V] \quad (2.44)$$

Tensiunea de străpungere crește cu lărgimea benzii interzise, deoarece procesul de ionizare prin ciocnire implică excitația bandă-bandă.

S-a observat experimental, că la temperaturi mai mari tensiunea de străpungere prin avalanșă crește (Fig. 2.19). O explicație simplă a acestui fenomen este, că purtătorii de sarcină “mai fierbinți” (care au obținut energie în câmp electric comparabilă cu energia rețelei cristaline) care trec prin stratul de baraj în câmp electric puternic, cedează o parte din energia lor rețelei prin emisia unui fonon optic pe un parcurs liber mediu  $l$ .

Valoarea lui  $l$  descreește cu creșterea temperaturii și prin urmare în același câmp electric purtătorii de sarcină cedează mai multă energie rețelei cristaline pe o distanță dată. Astfel, purtătorii trebuie să treacă printr-o diferență mai mare de potențial pentru a acumula energia necesară generării unei perechi electron – gol.





**Figura 2.19. Caracteristica I-V a p-n jonctiunii la străpungerea prin tunelare (Zener) și prin avalanșă și dependența lor de temperatură**

*Faptul că  $V_s$  la multiplicarea prin avalanșă crește în timp ce la efectul tunel scade cu creșterea temperaturii, permite să distingem cele doua mecanisme în fenomenele de străpungere din dioda Zener.*

*Străpungerea prin tunelare sau efectul Zener este un mecanism care explică posibilitatea creșterii conductivității în câmpuri electrice intense. Pe baza unor considerente de mecanică cuantică rezultă că energia electronului*

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

se modifică în fiecare punct din semiconductor când asupra acestuia acționează un câmp electric:

$$\frac{d(qU)}{dx} = q\mathcal{E} \quad (2.45)$$

Deoarece energia electronului variază are loc o înclinare a benzilor energetice cum vedem în figura 2.20. Presupunând un astfel de mecanism, un electron din BV poate ajunge în BC prin efect tunel, *fără să-și schimbe energia*. Probabilitatea de tunelare depinde de mărimea benzii interzise (notăm de ex. ca  $\Delta E_g$ ) și de lărgimea barierei (notăm ca  $a$ ). Pe de altă parte, aceasta depinde de intensitatea câmpului electric deoarece  $\Delta E_g = aq\mathcal{E}$ , din care:  $a = \Delta E_g / (e\mathcal{E})$ .

Probabilitatea de tunelare la astfel de barieră este:

$$T = T_0 \exp(\sqrt{m^*} \Delta E^{3/2} / qh) \quad (2.46)$$

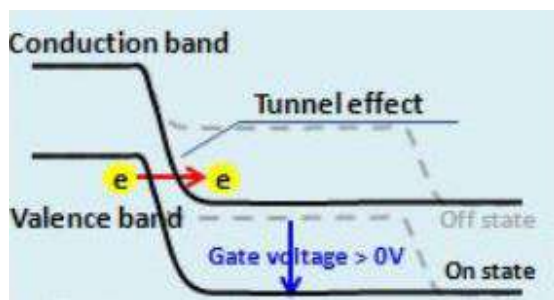


Figura 2.20. Mecanismul de tunelare

Probabilitățile de tunelare Zenner din BV în BC și viceversa sunt identice. Totuși, deoarece concentrația electronilor este mai mare în BC, electronii implicați în efectul Zenner provin din BV. Efectul este observabil în câmpuri de ordinul a  $10^5 \text{ V/cm}$  și este similar efectului autoemisie electronilor.

Caracterizarea străpungerilor electrice de avalanșă și tunel este prezentată sumar în Tabelul 2.1. Dependența tensiunii de străpungeri de temperatură la efectul de tunelare este invers celui observat la străpungeri prin avalanșă (Fig. 2.19). Explicația fiind micșorarea benzii interzise  $E_g$  cu creșterea temperaturii. În rezultat, lățimea stratului sărăcit se micșorează, și efectul de tunelare are probabilitatea mai mare să se declanșeze la tensiuni mai joase.

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Tabelul 2.1. Caracterizarea efectelor de străpungere electrică:

Efectul Zenner (de tunelare)	Efectul de avalanșă
Are loc în semiconductori puternic dopați $n > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	Are loc în semiconductori dopați ușor.
Tensiunea de străpungere $< 4,5\text{V}$	Tensiunea de străpungere $> 6-7 \text{ V}$
Câmp electric foarte înalt	Câmp electric înalt
<i>În intervalul tensiunii inverse de mecanisme de străpungere</i>	
Generarea purtătorilor de sarcină de câmpul electric - ionizare. Regiunea sărăcită <i>foarte îngustă</i> , mai mică ca lungimea de parcurs, astfel purtătorii de sarcină nu se pot accelera suficient pentru a asigura ionizarea prin avalanșă.	Regiunea sărăcită mai mare ca lungimea de parcurs. Generarea purtătorilor de sarcină prin coliziune cu electronii atomului, rupându-i de la atomi. Mecanismul are loc în regiunea sărăcită.
Purtători de sarcină generați – electronii	Purtători de sarcină generați – perechi electron-gol
Joncțiunea <b>p-n</b> nu se distruge. După micșorarea tensiunii <b>p-n</b> joncțiunea revine la parametrii inițiali.	După tensiunea de străpungere <b>p-n</b> joncțiunea se distruge și nu mai revine la parametrii inițiali.
Tensiunea de străpungere constantă cu temperatura.	Tensiunea de străpungere direct proporțională temperaturii.
După străpungere: tensiunea rămâne constantă.	După străpungere tensiunea variază.
Coeficient termic – negativ.–Tensiunea de străpungere scade cu creșterea temperaturii.	Coeficient termic – pozitiv.

### Polarizarea zero

### Polarizarea directă

Ionizarea prin impact inițiată de electroni

$$\frac{dJ_n}{dx} > 0, \frac{dJ_p}{dx} < 0, \frac{dJ_n}{dx} = -\frac{dJ_p}{dx}$$

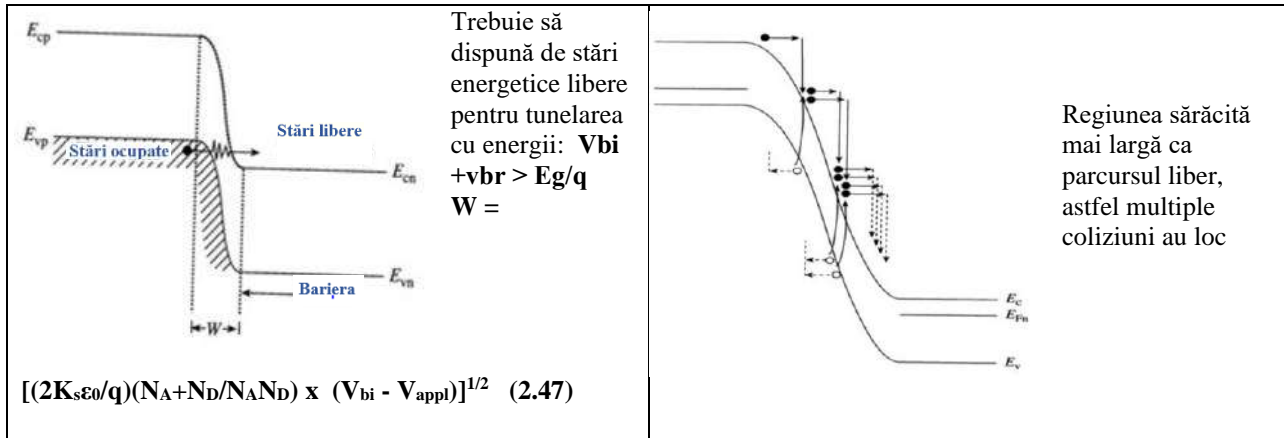
De unde  $J = J_n + J_p = \text{const.}$

Ionizarea prin impact inițiată de goluri

Factorul de multiplicare

$$M_n = \frac{J_n(W)}{J_n(0)}, M_p = \frac{J_p(0)}{J_p(W)}$$

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

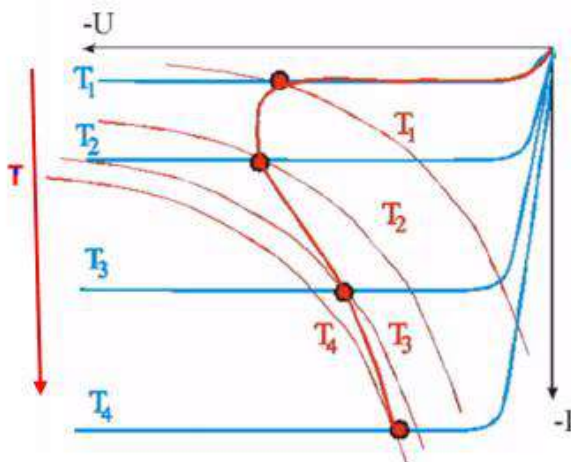


## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

*Străpungerea termică* - străpungerea datorată instabilității termice și apare în semiconductori cu banda relativ îngustă, cum ar fi Ge. La tensiuni inverse mari temperatura joncțiunii crește datorită degajării de căldură de către curentul invers. Creșterea temperaturii conduce la creșterea curentului invers datorită termogenerării purtătorilor de sarcină intrinseci. La rândul său, creșterea curentului conduce tot la creșterea temperaturii, ș.a.m.d. Curentul invers variază cu temperatura conform relației:

$$I^{3/2} + \gamma e^{-\Delta E/(kT)}, \quad (2.48)$$

unde  $\gamma$  este o constantă.



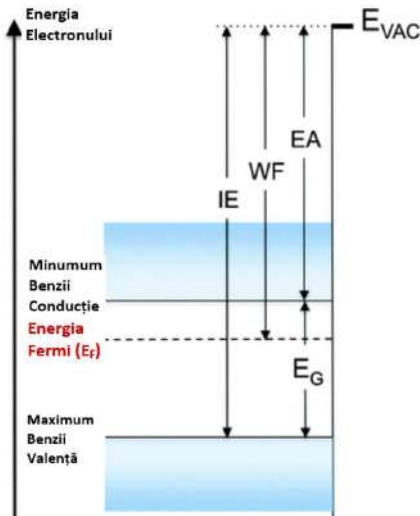
**Figura 2.21. Caracteristica I-V la polarizarea inversă a  $p-n$  joncțiunii la diferite temperaturi în caz de străpungere termică.**

Caracteristica I-V prezintă o rezistență diferențială negativă (fig. 2.21), cauzată de aceea, că cu creșterea temperaturii rezistența  $p-n$  joncțiunii scade mai repede ca creșterea curentului invers prin  $p-n$  joncțiune. În acest caz dioda este distrusă dacă nu se iau măsuri speciale ca de exemplu limitarea curentului prin introducerea unei rezistențe de valoare mare în serie cu dioda. Instabilitatea termică prezintă importanță la temperatura camerei în joncțiunile cu curenți mari de saturație (e.g. din Ge) și devine nesemnificativă în raport cu alte mecanisme la temperaturi foarte joase. Datorită regiunii cu rezistență diferențială negative, instabilitatea termică trebuie evitată în stabilizatoarele de tensiune.

## 2.6. JONCȚIUNEA METAL – SEMICONDUCTOR

În dispozitive microelectronice adițional la contactele metal necesare unei  $p-n$  joncțiunii, sunt utilizate structuri metal –  $p$  (sau  $n$ ) semiconductor, în care procesele depind de lucrul de ieșire a electronilor (fig.2.22) din corpul solid (metal sau semiconductor).

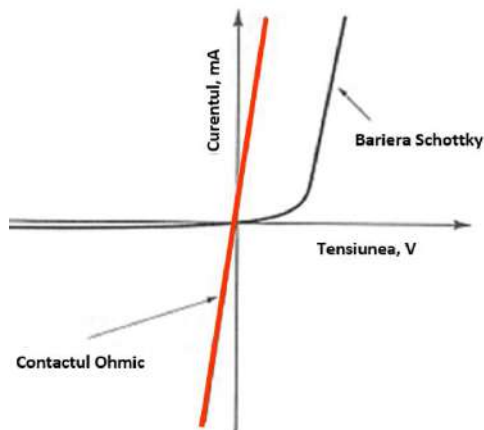
La lucru de ieșire mai mic, mai mulți electroni au posibilitatea să părăsească acest corp solid. În dependență de relația lucrului de ieșire din metal și din semiconductor dar și de tipul conductivității ( $n$  sau  $p$ ) – joncțiunea semiconductoră poate fi redresoare sau neredresoare (fig.2.23).



**Figura 2.22. Ilustrarea definirii unor parametri din corpul solid, unde:  $W_F$  – lucrul de ieșire,  $E_G$  – banda interzisă,  $I_E$  – energia de ionizare,  $E_A$  – afinitatea electronului,  $E_{VAC}$  – nivelul vacuului.**

Înainte de a discuta contactul metal-semiconductor ne aducem aminte de unele noțiuni din cursul de fizică generală (fig. 2.22). Poziția nivelului Fermi ( $E_F$ ), nivelul de vid ( $E_{VAC}$ ), lucrul de ieșire ( $W_F$ ), energia de ionizare ( $I_E$ ), afinitatea electronului ( $E_A$ ) sunt parametri de o importanță majoră pentru orice material pentru electronica. Acești parametri sunt ingrediente cheie, ce definesc structura electronică a tuturor interfețelor dintre materiale și controlează procesele schimbului de sarcini și transportului prin interfețele dispozitivelor micro-optoelectronice.

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE



**Figura 2.23** Joncțiunea redresoare (Schottky) și neredresoare (ohmică)

*Energia vacuumului* - nivelul energetic al unui electron poziționat în repaus la „câțiva nanometri” în afara solidului, deci cu energie cinetică zero în raport cu suprafața probei.

În semiconductor, neglijând câțiva electroni care pot fi prezenți la nivelul BC ca urmare a dopării sau excitației termice, electronii cei mai apropiați în energie de  $E_{VAC}$  sunt cei de la nivelul max energetic al BV. Diferența de energie dintre  $E_{VAC}$  și acest nivel este energia minimă necesară pentru a elimina un electron din sistem și este cunoscută sub denumirea de *energie de ionizare* ( $I_E$ ), definită ca o valoare pozitivă. În schimb, neglijând puținele goluri care ar putea fi prezente la nivelul maximului BV, energia obținută prin căderea unui electron de la nivelul vidului la cea mai joasă stare neocupată, adică minimului BC, este *afinitatea electronilor* ( $E_A$ ) a solidului, de asemenea, definită aici ca o valoare pozitivă.

Afinitatea electronului nu depinde de doparea materialului și este o constantă a materialului. Semiconductorii tipici de interes pentru electronica anorganică sau organică au afinitatea electronului  $E_A$  și energia de ionizare  $I_E$  în intervalul 2-4 eV, respectiv 4.5-6.5 eV (vezi fig.2.24).

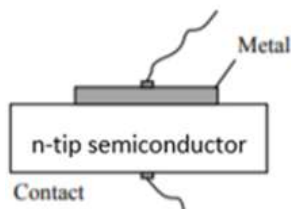
*Lucrul de extracție (de ieșire)  $\Phi_e$  (sau  $W_F$ )* - diferența dintre nivelul de vid și nivelul Fermi are valoarea de 3 - 5 eV, pentru majoritatea metalelor și semiconductorilor.

La formarea structurilor Me--semiconductor este necesar să cunoaștem atât parametrii semiconductorului cât și lucrul de ieșire din metal. În tabelul de mai jos sunt prezentate lucrul de ieșire din o gamă largă de metale.



## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Lucrul de ieșire din metale



Elementul	Lucrul de ieșire, $\Phi_m, V$
Ag	4,26
Al	4,28
Ti	4,33
Cr	4,5
W	4,55
Mo	4,6
Au	5,1
Pd	5,12
Ni	5,15
Pt	5,65
Elementul	Afinitatea electronului, $\chi, V$
Ge	4,13
GaAs	4,07
Si	4,01
AlAs	3,5

Figura 2.24. Lucrul de ieșire și afinitatea electronului în metale

La contactul dintre două material, între ele apare un schimb de purtători de sarcină electrică, ceea ce determină o modificare a proprietăților atât la suprafața de contact cât și în volum. Unele dispozitive electronice cu semiconductori se bazează pe această modificare a proprietăților fizice în zona suprafeței de contact care trebuie cunoscute și luate în considerare.

Pentru înțelegerea fenomenelor determinate de existența contactului la interfață este necesar să se studieze:

- variația proprietăților semiconductorului la introducerea lui într-un câmp electric;

- apariția diferenței de potențial la contactul metal – metal (M-M);

- apariția diferenței de potențial la contactul metal – semiconductor (M-S).

Rezultatele acestei analize pot fi sistematizate astfel:

a) În cazul introducerii unui semiconductor într-un câmp electric omogen extern, câmpul electric devine nul în volumul semiconductorului la o careva distanță de suprafața semiconductorului, ca rezultat al deplasării purtătorilor de sarcină liberi în volumul semiconductorului (sub acțiunea câmpului

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

extern). Câmpul electric extern pătrunde numai într-un strat superficial în care există sarcină spațială, în rest el fiind complet ecranat;

b) În regiunea sarcinii spațiale, zonele de energie se curbează. Dacă ele se curbează în sus, atunci stratul de suprafață se îmbogățește cu goluri, iar în cazul unei curbări în jos, se produce îmbogățirea cu electroni. Într-un semiconductor intrinsec conducția straturilor de suprafață crește independent de sensul câmpului. Într-un semiconductor dopat (cu impurități), conducția stratului de suprafață se mărește când câmpul exterior extrage din volum purtătorii de sarcină majoritari, și se micșorează dacă stratul de suprafață se îmbogățește cu purtători de sarcină minoritari. Variația conducției stratului de suprafață se numește efect de câmp;

c) Grosimea stratului cu sarcină de volum și câmp electric și în care zonele de energie au o curbare considerabilă se caracterizează printr-o mărime  $L_D$  numită lungimea de ecranare Debye ce este dată pentru  $n_i$  și  $n_0$  de relațiile:

$$L^D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T}{2q^2 n_i}}; \quad L^D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T}{q^2 n_0}} \quad (2.49)$$

unde  $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$  C este sarcina electronului.

*Notă: Sensul fizic al lungimii de ecranare Debye corespunde distanței medii de pătrundere a câmpului electric în semiconductor la nivele de excitare mici.*

În semiconductor intrinsec avem  $n_0 = p_0 = n_i$  unde  $n_0$ ,  $p_0$ ,  $n_i$  - reprezintă corespunzător concentrațiile în volum ale electronilor, respectiv a golurilor, și intrinsecă. În semiconductorul impurificat, de exemplu de tip **n**, relațiile au forma  $n_0 = N_d$ ;  $p_0 = n_i^2/N_d$ , unde  $N_d$  reprezintă concentrația volumică a nivelelor donoare.

d) Pentru o intensitate suficient de mare a câmpului electric, în stratul de suprafață se poate modifica tipul conducției. Regiunea în care se produce modificarea tipului de conducție se numește joncțiune fizică **p-n**;

e) Într-un metal concentrația electronilor liberi este mare, de aceea lungimea de ecranare Debye este considerabil mai mică decât distanța dintre atomi;

f) În cazul contactului dintre metale, între două puncte oarecare externe aflate pe metale diferite există o diferență de potențial numită *diferență de potențial de contact externă*. Din egalitatea fluxurilor electronilor ce trec prin contact dintr-un metal în altul rezultă că pe contact există o diferență de potențial, numită *diferență de potențial de contact internă*;

g) În cazul în care unul dintre metale este înlocuit cu un semiconductor datorită faptului că în volumul metalului nu poate exista un câmp electric în absența unui curent, întreaga diferență de potențial de contact cade pe stratul

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

adiacent suprafeței semiconductoare, determinând curbarea zonelor de energie și apariția unei sarcini de volum;

h) La realizarea contactului a două corpuri, *electronii trec din corpul cu energia Fermi mai mare în corpul cu energia Fermi mai mică*. La egalarea nivelurilor Fermi fluxul orientat de electroni dispare.

La aducerea în contact a celor două corpuri, în primul moment realizăm o stare de neechilibru. În procesul schimbului de electroni, trecerea preferențială a electronilor se va face dinspre substanța cu energia Fermi mai mare înspre substanța cu energia Fermi mai mică. Astfel electronii din BC a semiconductorului vor trece în metal până când pozițiile nivelelor Fermi coincid (fig. 2.25 b).

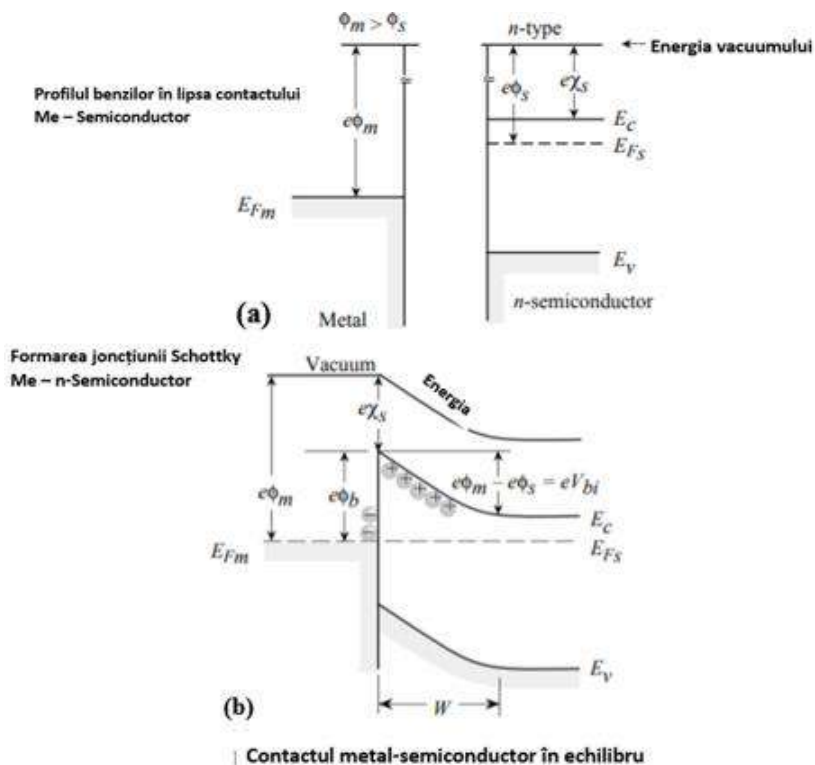


Figura 2.25. Contactul metal- n-semiconductor

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Având în vedere că lucrul de ieșire al metalului este mai mare decât al semiconductorului ( $\Phi_M > \Phi_S$ ), din semiconductor înspre metal vor trece mai mulți electroni decât invers, ce conduce la apariția unei diferențe de potențial:

$$eV_0 = \Phi_M - \Phi_S \quad (2.50)$$

Problema fenomenelor care apar la contactul metal-semiconductor este una foarte importantă, întrucât toate dispozitivele semiconductoare au contacte metalice, fapt ce influențează funcționarea acestora.

Când un metal și un semiconductor sunt aduse în contact, datorită situației de neechilibru ca urmare a faptului că lucrul de extracție al metalului este mai mare decât cel al semiconductorului, electronii din BC a semiconductorului vor trece în metal până când nivelurile Fermi ale metalului și semiconductorului devin egale. Ca urmare a acestui fapt, apare o regiune sărăcită în electroni, situată în apropierea zonei de contact, de partea semiconductorului, în timp ce zona simetric dispusă în metal va avea un surplus de electroni. Se creează astfel o diferență de potențial egală cu diferența dintre lucrurile de extracție ale celor două materiale, raportată la sarcina electronului:

$$V_D = \frac{\Phi_{em} - \Phi_{es}}{q} \quad (2.51)$$

unde  $V_D$  se numește *potențial de contact (de difuzie)*.

Stratul electrizat, situat de o parte și de alta a zonei de contact, se numește *strat de baraj* și are o grosime mai mare în semiconductor ( $10^{-8} \div 10^{-6}$  m), ca urmare a concentrației mai mici de purtători și mai mică în metal, unde concentrația purtătorilor este mai mare.

Pentru ca electronii să treacă din metal în semiconductor, ei trebuie să depășească bariera de potențial  $\Phi_M - \Phi_S$ , iar pentru a trece din semiconductor în metal, ei trebuie să depășească bariera de potențial  $\Phi_S - \Phi_M$ . Acest strat de baraj determină proprietatea de redresare a contactului metal-semiconductor, în cazul când  $\Phi_M > \Phi_S$ .

Din figura 2.25 se poate vedea diagrama nivelurilor energetice la contactul metal-semiconductor de tip *n*, în condiția de mai sus.

Dacă joncțiunea este polarizată direct (+ pe metal), bariera de potențial a stratului de baraj scade, în timp ce la polarizare inversă (- pe metal) bariera crește, de unde rezultă proprietatea de redresare a joncțiunii metal-semiconductor (fig. 2.27). Același rezultat se obține și dacă semiconductorul este de tip *p* (fig. 2.26), cu condiția ca  $\Phi_M > \Phi_S$ . Calcule teoretice arată că

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

expresia dependenței curent-tensiune a unei joncțiunii metal-semiconductor polarizată direct la tensiunea  $V$ , este de forma:

$$I = I_s [\exp(eV/kT) - 1] \quad (2.52)$$

unde  $I_s$  este curentul de saturație, având forma:

$$I_s = \frac{qn_0vS}{4} e^{qV_D/kT} \quad I_s = \sigma \sqrt{\frac{2qSn_0(V_D - V_D)}{l}} e^{qV_D/kT} \quad (2.53)$$

În funcție de teoria aplicată pentru deducerea acestor expresii (teoria emisiei termoelectrice sau a diodei, respectiv teoria difuziei), semnificația mărimilor din aceste expresii fiind următoarea:

$S$  - aria secțiunii transversale a joncțiunii;

$n_0$  și  $v$  - concentrația, respectiv viteza medie termică a purtătorilor de sarcină în semiconductor;

$\sigma$  - conductivitatea semiconductorului;

$l$  - lățimea stratului de baraj.

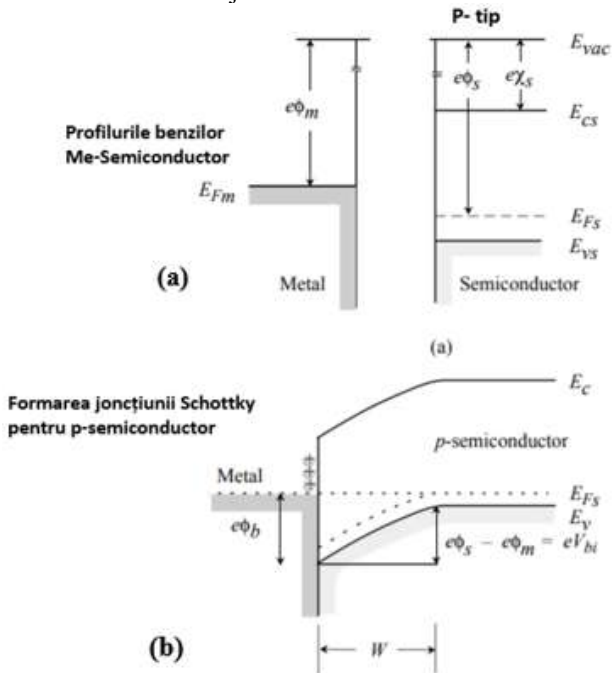


Figura 2.26. Contactul metal- p-semiconductor

## II. JONCTIUNI SEMICONDUCTOARE

Din relațiile de mai sus se poate determina  $V_D$ , acest lucru fiind posibil prin diferite metode. Una din ele permite determinarea potențialului de contact din dependența curentului de saturație sau, și mai bine, a rezistenței diferențiale (dinamice) a joncțiunii de temperatură. Rezistența diferențială depinde de curentul de saturație conform relației:

$$R_D = \frac{dV}{dI} = \frac{4kT}{qn_0V} e^{q(V_D - V)/kT} \quad (2.54)$$

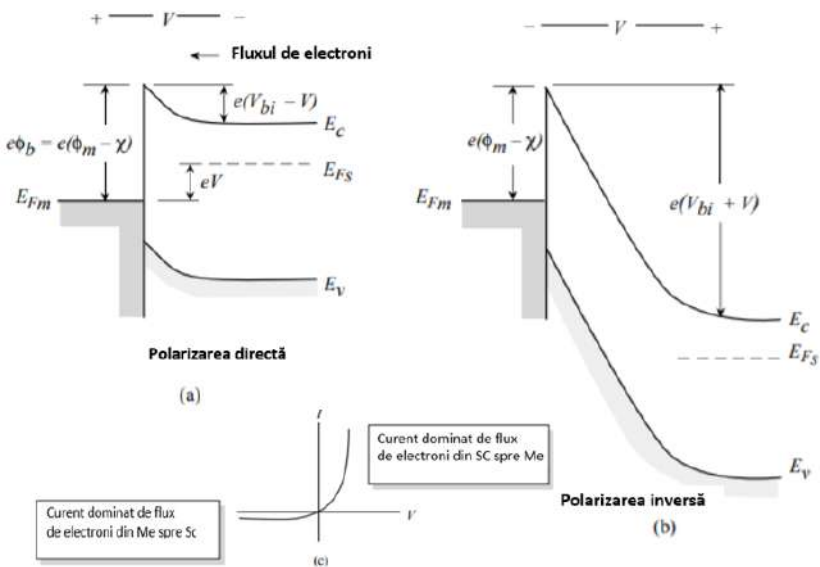


Figura 2.27. Joncțiunea metal- n-semiconductor la diferite polarizări

Cum  $v = (kT)^{1/2}$ , se poate scrie

$$\frac{R_d}{\sqrt{kT}} = \text{const} e^{q(V_D - V)/kT} \quad (2.55)$$

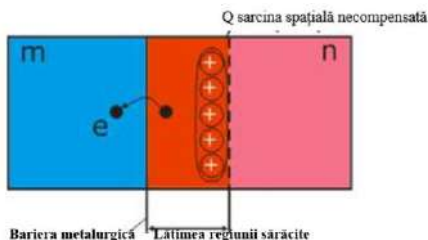
Reprezentând grafic expresia  $\ln \frac{R_d}{\sqrt{kT}} = f\left(\frac{1}{T}\right) = \frac{p}{T}$  se obține o dreaptă de pantă  $p$ , care trece prin origine. Atunci, potențialul de contact va fi dat de:

$$V_D = V + (k/q)p \quad (2.56)$$

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

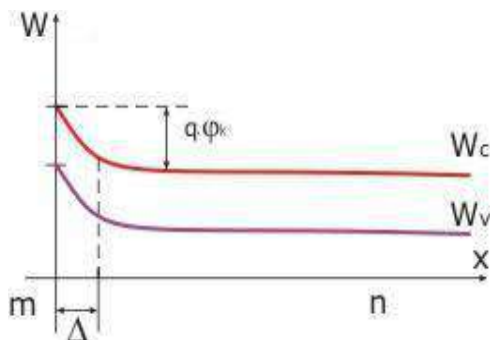
*Joncțiunea Schottky.* Să analizăm procesele în diferite joncțiuni metal – semiconductor.

În caz când la joncțiunea metal- *n*-semiconductor lucrurile de ieșire sunt în relația  $\Phi_{sc} < \Phi_{me}$  electronii vor trece preponderent din semiconductor în metal. În acest caz în regiunea de barieră din semiconductor se va forma o regiune săracită de purtători de sarcină majoritari, formând astfel o rezistență mai mare (fig. 2.28).



**Figura 2.28. Joncțiunea metal – semiconductor Schottky**

Se va forma aici o barieră de potențial relativ înaltă cu dependență puternică de polarizarea aplicată joncțiunii. Astfel de joncțiune va fi redresoare. Joncțiunile Schottky se caracterizează prin absența proceselor de acumulare (și extragere) a purtătorilor de sarcină minoritari, care le observăm în *p-n* joncțiuni. Din aceste considerente joncțiunile Schottky sunt mai rapide (frecvențe mai mari de lucru) deoarece acumularea și respectiv extragerea purtătorilor de sarcină sunt evident procese cu careva inerție în timp.



**Figura 2.29. Diagrama energetică a joncțiunii cu bariera Schottky**

Proprietăți redresoare similare au loc în contactele metal- *p*-semiconductor în caz când  $\Phi_{me} < \Phi_{sc}$ .

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Cum observăm, modificarea potențialului în regiunea de barieră conduce la modificarea diagramelor energetice (fig. 2.29).

În formarea curentului prin joncțiune contribuie exclusiv electronii. La polarizarea directă prin joncțiune va curge un curent direct generat de electronii ce trec din regiunea n-semiconductor în metal. La polarizarea inversă observăm un curent invers, cauzat de mișcarea electronilor termoactivați din metal.

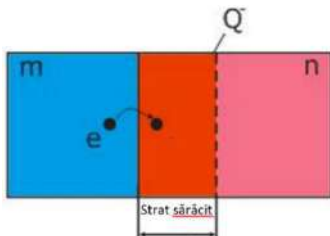


Figura 2.30. Contactul ohmic

Caracteristica  $I-V$  a joncțiunii metal-semiconductor este similară celei observate în  $p-n$  joncțiune.

**Contactul ohmic.** În caz când în contactul metal-  $n$ - semiconductor lucrul de ieșire din metal este mai mic ca din semiconductor ( $\Phi_{me} < \Phi_{sc}$ ) – va predomina ieșirea electronilor din metal spre semiconductor (fig. 2.30). Astfel, în stratul din semiconductor limitrof cu contactul cu metalul se vor acumula purtători majoritari de sarcină (electroni) și stratul va deveni îmbogățit (concentrație sporită de electroni), micșorând astfel rezistența acestui strat la orice polarizare. Din aceste considerente astfel de contact va fi *neredresor sau ohmic*.

Similar, contact ohmic realizăm și în cazul contactului metal –  $p$ - semiconductor, când lucrul de ieșire din semiconductor este mai mic ca din metal ( $\Phi_p < \Phi_m$ ). Astfel, din semiconductor în metal vor trece mai mulți electroni decât viceversa, și în stratul semiconductorului limitrof contactului, se va forma o regiune îmbogățită cu purtători majoritari (în acest caz – goluri), ce va cauza micșorarea rezistenței acestei regiuni. Pentru astfel de contact (ohmic) este caracteristic:

- ✓ Rezistența mica a joncțiunii;
- ✓ Caracteristica  $I-V$  practic liniară (rezistența contactului practic nu depinde de polaritatea și amplitudinea tensiunii aplicate). Aceasta denotă *proprietatea neredresoare* a astfel de contact.

Cele expuse privind tipul contactului metal-semiconductor sunt generalizate în Tab. 2.2 de mai jos.



Tabelul 2.2. Tipul contactului metal semiconductor în funcție de raportul lucrului de ieșire în corpurile solide în contact

	<i>n</i> -semiconductor	<i>p</i> - semiconductor
$\Phi_m > \Phi_{sc}$	Redresor	Ohmic
$\Phi_m < \Phi_{sc}$	Ohmic	Redresor

Ambele tipuri discutate de contacte ohmice se utilizează pe larg în dispozitive microoptoelectronice, în special la asigurarea contactelor de la regiunile *p*, *n* ale semiconductorilor. În acest scop este necesar numai de selectat tipul metalului pentru asigurarea respectivă a lucrului de ieșire în raport cu lucrul de ieșire din semiconductor.

## 2.7. CONTACTUL DINTRE SEMICONDUCTORI IZOTIPI

Regiunile limitrofe contactului semiconductorilor cu același tip de conductivitate dar cu concentrații diferite a impurităților (donorilor sau acceptorilor) se notează de regulă cu *p+ - p* sau *n+ - n*.

Marcarea cu “+” înseamnă o concentrație mai mare a impurităților. În fig. 2.31 este prezentat un contact *p+ - p*, deci a unui semiconductor tip *p* cu concentrații diferite în ambele părți ale contactului.

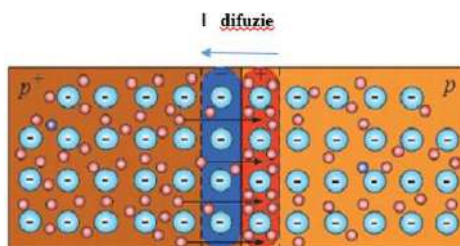


Figura 2.31. Joncțiunea dintre două regiuni cu concentrații diferite ale impurităților *p*-semiconductorului

Procesele ce au loc în regiunea a astfel de contact sunt similare celor din *p-n* joncțiune. Astfel va avea loc difuzia purtătorilor de sarcină din regiunea cu concentrație înaltă spre regiunea cu concentrația mai mică. În rezultat, în regiunea *p+* se va acumula o sarcină spațială din sarcinile ionilor necompensați a impurităților, iar în regiunea *p* se va acumula o sarcină spațială din purtători de sarcină excesivi – goluri, ce au trecut din regiunea

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

$p+$ . Formarea sarcinii spațiale conduce la apariția curentului de difuziune  $I_{df}$  și evident a unei diferențe de potențial de contact. Spre deosebire de  $p-n$  joncțiune în acest caz **stratul de baraj nu se formează**, deoarece nu se poate forma o regiune cu o concentrație mai mică ca în regiunea  $p$ . Din aceste considerente astfel de contacte nu au proprietăți de redresare. Însă, în aceste structuri nu are loc procesul de injectare din regiunea slab dopată (cu rezistența mai mică) spre regiunea puternic dopată (cu rezistența mai mare) în orice condiții de polarizare. Aceste proprietăți sunt importante în unele dispozitive semiconductoare.

Procese fizice analogice au loc și în structuri semiconductoare de tip  $n+-n$ .

### 2.8. HETEROJONCȚIUNI

Se numesc heterojoncțiuni stratul de tranziție cu câmp electric difuzional existent între două semiconductoare cu compoziția chimică diferită și benzi interzise diferite. Pentru obținerea unor heterojoncțiuni eficiente este necesar de respectat următoarele:

- ✓ coeficienții de dilatare termică a semiconductoarelor să fie egale;
- ✓ constantele rețelei cristaline să fie aceleași.

Aceste condiții sunt dure și limitează numărul materialelor semiconductoare pentru formarea heterojoncțiunilor. Dintre cele realizate menționăm: Ge- GaAs, GaAs – InP, GaAs – InAs, Ge- Si.

Oricare din semiconductorii heterojoncțiunii poate avea conductibilitatea electrică diferită ( $n$  sau  $p$ ). Din aceste considerente fiecare pereche de semiconductori poate forma patru tipuri de heterojoncțiuni.

Prin compararea lățimii benzilor interzise ale componentelor, heterojoncțiunile pot fi clasificate în 3 categorii (fig. 2.32):

- aliniată* – **I** (AlGaAs/GaAs, GaSb/AlSb, GaAs/GaP),
- cu decalaj parțial* – **II** ( $\Delta E_c$  sau  $\Delta E_v > \Delta E_g$ ) : InP/Al<sub>0,48</sub>In<sub>0,52</sub>P, In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/Ga<sub>x</sub>Sb<sub>x</sub>As, Al<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As/InP),
- cu decalaj total* – **III** (InAs/GaSb).

La formarea heterojoncțiunilor din cauza lucrului de ieșire diferit al electronilor din diferite semiconductoare are loc redistribuirea purtătorilor de sarcină în regiunea de contact cu alinierea nivelului Fermi (constatarea echilibrului termodinamic) (fig. 2.33).

*Heterojoncțiunea n-n în stare de echilibru.* Electronii se vor deplasa din partea cu nivelul Fermi mai înalt spre partea cu nivelul Fermi plasat mai jos. Aceasta va cauza formarea regiunii sărăcite cu electroni (sarcini spațiale pozitive) în regiunea de contact din partea semiconductorului din care au

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

plecat electronii. Dar, electronii deplasați în regiunea de contact al semiconductorului 2 vor forma prin acumulare o sarcină spațială negativă.

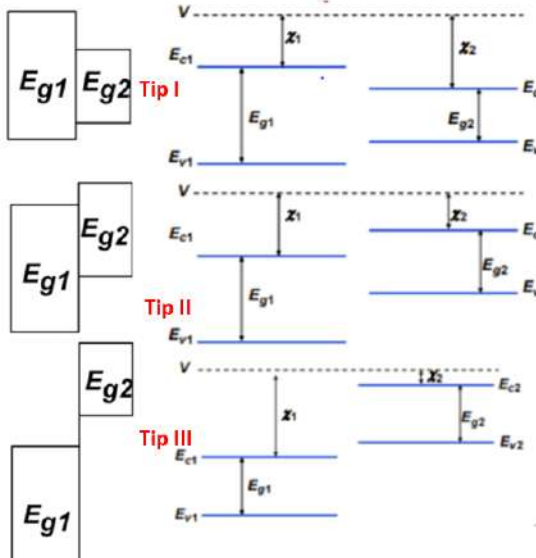


Figura 2.32. Tipurile heterojoncțiunilor semiconductoare

Fluxul de electroni din semiconductorul 1 spre semiconductorul 2 va continua până câmpul electric format de sarcina spațială sărăcită și sarcina spațială acumulată vor deveni astfel de mari, încât nivelul Fermi din ambele semiconductoare se va egala. În echilibru, grație câmpului electric la interfață, există o diferență de potențial între regiuni -  $eV_b$  egală cu diferența nivelului Fermi până la stabilirea echilibrului:

$$eV_b = E_{F1} - E_{F2} \quad (2.57)$$

*Heterojoncțiunea din semiconductoare cu purtători de sarcină majoritari cu semn opus (p-n).* Când joncțiunea a avut loc electronii, vor pleca din regiunea în care nivelul Fermi este plasat mai sus către regiunea în care nivelul Fermi este plasat mai jos (fig. 2.34). Golurile vor pleca din regiunea cu nivelul Fermi plasat mai jos spre regiunea cu nivelul Fermi plasat mai sus.

## II. JONȚIUNI SEMICONDUCTOARE

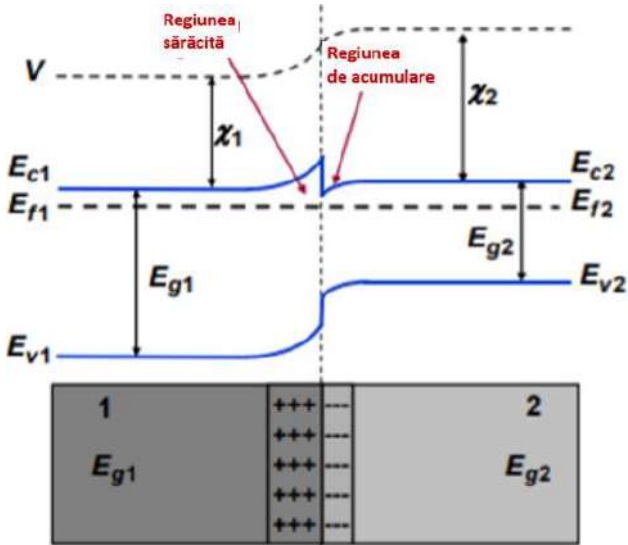


Figura 2.33. Formarea heterojoncțiunilor  $n+$  semiconductor –  $n$ -semiconductor

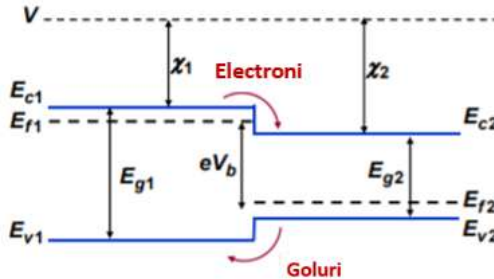


Figura 2.34. Heterojoncțiunea  $p$ -semiconductor –  $n$ -semiconductor

În starea de echilibru (fig. 2.35) electronii excitați vor lăsa în regiunea limitrofă contactului în semiconductorul 1 o sarcină spațială pozitivă.

Golurile plecate din regiunea 2 vor lăsa în urma lor o sarcină spațială negativă în regiunea limitrofă contactului a semiconductorului 2. Fluxul de electroni din SC1 spre SC2 și al golurilor din SC2 spre SC1 va continua, până când câmpul electric format de sarcinile spațiale limitrofe va fi astfel de mare

## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

că nivelul Fermi din ambele SC se va egala (fig. 2.35 b). Pragul de potențial format va fi egal cu:

$$eV_b = E_{F1} - E_{F2} \quad (2.58)$$

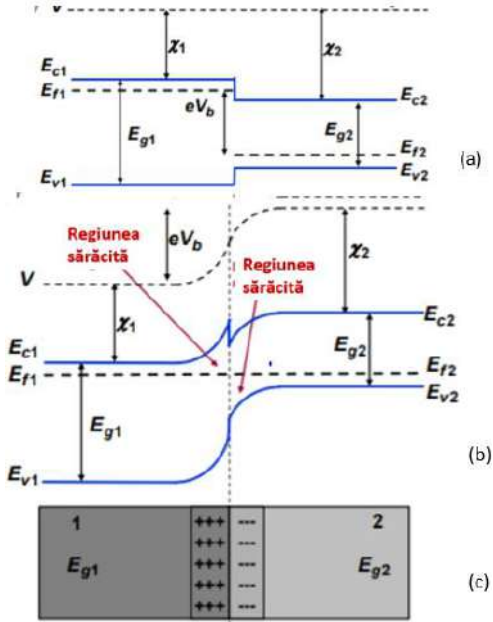


Figura 2.35. Heterojuncțiune  $n$ - $p$ -semiconductor în stare: până la contact (a), de echilibru (b) și regiunile cu sarcini spațiale formate (c).

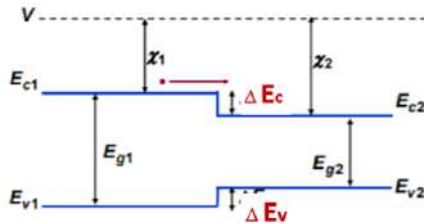


Figura 2.36. Determinarea pragului de decalaj în heterojuncțiuni

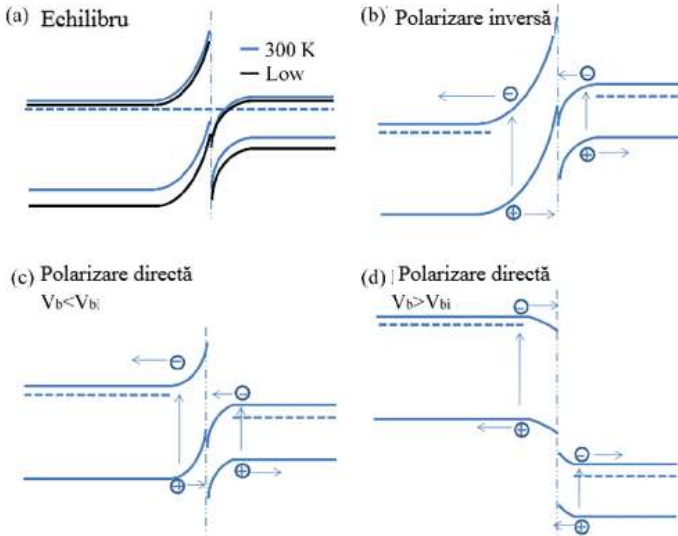
## II. JONCȚIUNI SEMICONDUCTOARE

Potențialul (pragurile) de decalaj în heterojoncțiuni semiconductoare. Pragurile de decalaj ce vor determina (fig. 2.36) ca:

$$\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1 \quad (2.59)$$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta E_c = (E_{g1} - E_{g2}) - \Delta E_c \quad (2.60)$$

În figura 2.37 este reprezentată diagarma de energii în heterojoncțiuni în funcție de polarizare și raportul benzilor interzise ale semiconductorilor în contact.



**Figura 2.37. Formarea heterojoncțiunilor: starea de echilibru (a), polarizarea inversă (b), polarizarea directă pentru  $V_{b1} < V_{b2}$  (c) și pentru  $V_{b1} > V_{b2}$  (d)**