

Capitolul 4. Materiale semiconductoare

Materialele semiconductoare se caracterizează prin conductibilități electrice cuprinse între limitele: $\sigma = 10^{-8} \div 10^5 [S/m]$ la temperatura mediului ambiant.

Materialele semiconductoare elementare sunt: carbon, siliciu, germaniu, staniu, bor, fosfor, arsen, stibiu, sulf, seleniu, telur și iod, iar cele compuse sunt de ordinul sutelor, cele mai frecvent utilizate fiind: galiu-arsen, solide de indiu – arsen. Din punct de vedere al legăturilor interatomice (vezi anexa 3.3), semiconductorii se pot clasifica în:

- semiconductori cu legătura covalentă, direcțională, realizată prin asocierea a doi electroni cu spini antiparaleli proveniți de la 2 atomi învecinați, cum sunt: Si, Ge, Sn, S, Se și Te;
- semiconductori cu legătura hibridă, cum sunt: soluțiile solide ale indiumului cu arsen și GaAs. Cu cât gradul de ionicitate – subunitar – este mai ridicat, cu atât legătura are un caracter ionic mai pronunțat, iar materialul are o comportare dielectrică, mai pronunțată.

4.1. Procedee de obținere și purificare a materialelor semiconductoare [Căt]

Pentru obținerea materialelor semiconductoare monocristaline, se utilizează procedee de creștere din topitură în incinte închise. Incintele închise sunt utilizate pentru creșterea monocristalelor de dimensiuni mari, evitându-se astfel impurificarea accidentală. Incintele deschise sunt utilizate pentru obținerea monocristalelor de dimensiuni relativ reduse, transportul de substanță efectuându-se prin intermediul unui gaz.

În fig.4.1 este reprezentată o instalație de creștere a monocristalelor din topitură în atmosferă reducătoare de hidrogen, după metoda Csochralsky. Procesul este inițiat cu ajutorul unui germene monocristalin, care se coboară în topitură, se topește parțial și se extrage apoi treptat din topitură cu viteze cuprinse între 1-2mm/min. Procedeele se bazează pe existența unui gradient de temperatură și pe migrarea moleculelor din starea lichidă către cristal, datorită răcirii, entropia fiind mai ridicată în cristal. Semiconductorul topit cristalizează pe germene și repetă structura acestuia, obținându-se în final o bară monocristalină ce are structura cristalină identică cu structura germenului.

Metoda de creștere epitaxială a materialelor semiconductoare presupune existența unui substrat suport monocristalin, tăiat după un plan cristalografic prestabilit. Transportul de substanță are loc din faza gazoasă, lichidă, sau solidă – prin evaporare. Gradul de puritate și de uniformitate a stratului depus epitaxial, este mai ridicat decât al suportului. Prin această metoda pot fi crescute și straturi cu compoziție chimică diferită de cea a substratului, cu condiția ca structura stratului depus să aibă o constantă a rețelei care să difere cu cel mult 1% față de constanta rețelei substratului suport – pentru ca să nu inducă anizotropie prin tensiune, perpendiculară pe suprafața de creștere a monocristalului.

Pentru obținerea unui grad ridicat de puritate a materialelor semiconductoare, sau concentrații de impurități cuprinse sub limitele $10^{10} \div 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, se utilizează metode fizice care se bazează pe redistribuția impurităților la suprafața de separație între faza lichidă și solidă.

În fig.4.1.a este reprezentată o instalație de purificare prin topire zonală simplă. Bara din material semiconductor fixată la capete, este plasată într-un tub de cuarț vidat. Prin intermediul unei rezistențe de încălzire materialul se topește local, realizându-se două interfețe lichid – solid.

Concentrația de impurități N_S , din faza solidă diferă de concentrația de impurități N_L , din faza lichidă. Pentru coeficienți de segregare $N_S / N_L > 1$, impuritățile migrează din faza solidă în cea lichidă, sau invers dacă $N_S / N_L < 1$. Pentru coeficienți de segregare unitari, metoda de purificare este inefficientă. Rezistența de încălzire se deplasează de-a lungul incintei cu o viteză de 0,5 până la 5mm/min.

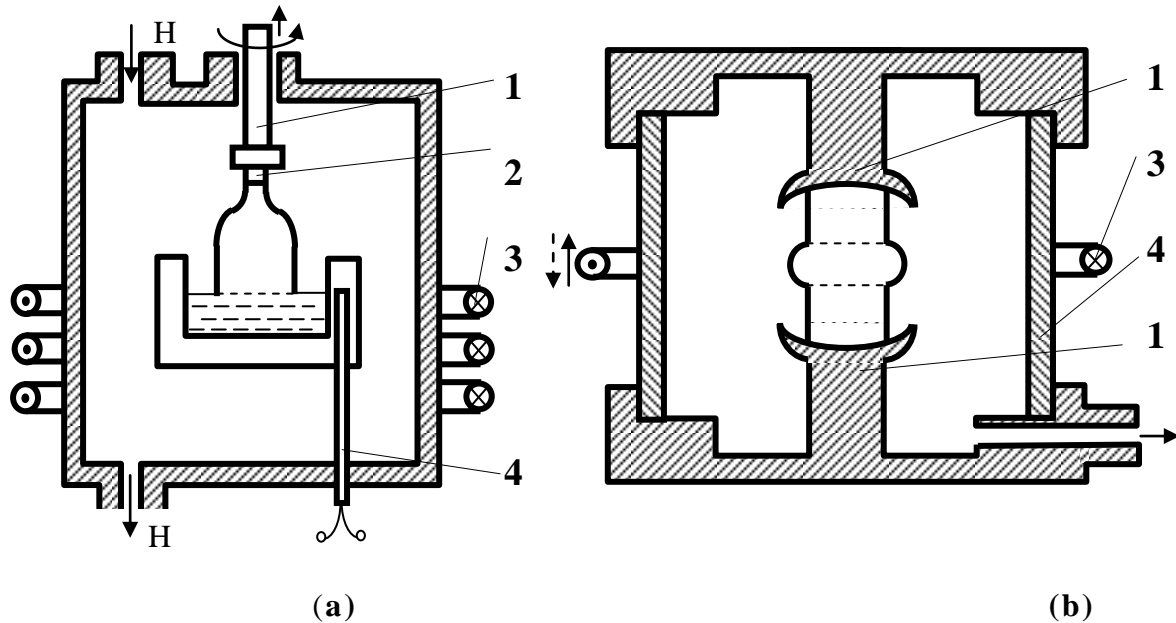


fig.4.1. Incinte pentru obținerea monocristalelor semiconductoare prin creștere din topitură (a) și de purificare prin topire zonală (b). [1- mandrină; 2- germen monocristalin; 3-rezistența de încălzire; 4-tub din cuarț; -termocuplu].

După mai multe deplasări complete, impuritățile se acumulează la capetele barei, care sunt îndepărtate ulterior, obținându-se un grad ridicat de puritate în porțiunea centrală. Pentru a spori eficiența metodei, numărul rezistențelor de încălzire se poate mări, zonele de topire fiind multiple, iar numărul de deplasări complete de-a lungul incintei se micșorează. Zona topită este menținută între cele două părți solide ale barei, datorită tensiunilor superficiale. Elementele arsen și fosfor au coeficienți de segregare apropiați de unitate și se elimină din zona topită prin evaporare.

4.2. Modelul teoretic al conducției electrice

Siliciul este elementul cel mai frecvent utilizat pentru realizarea dispozitivelor semiconductoare și posedă patru electroni pe ultimul nivel energetic – de valență. Structura rețelei cristaline este tip cubic, fiecare atom stabilind legături covalente cu atomii vecini. În fig.4.2. a este reprezentat modul în care un electron devine electron comun al atomilor învecinați, iar în fig.4.2.b se reprezintă procesul de generare a unei perechi electron-gol.

La temperatura absolută, banda de valență a unui material semiconductor este complet ocupată de electroni. Prin încălzire, în urma furnizării de energie

din exterior, electronii din banda de valență vor trece în banda de conducție (fig.4.3.a), escaladând banda interzisă ΔE_g (relativ redusă: 0,67 eV pentru Si; 1,1 eV pentru Ge; 1,4 eV pentru Ga-As și, relativ ridicată – 3,49 eV, pentru GaN). Plecarea unui electron din banda de valență presupune descompletarea unei legături covalente, care fixează atomii în rețeaua cristalină. Atomul cu legătura descompletată reprezintă o vacanță, sau un gol și se poate asimila cu o particulă cu masa efectivă și sarcina pozitivă egală cu sarcina electronului “ e^- ”, dar de semn opus (fig.4.3.b). Golurile, deși sunt dispuse din punct de vedere energetic în banda de valență, pot contribui - ca și electronii, la transportul sarcinii electrice.

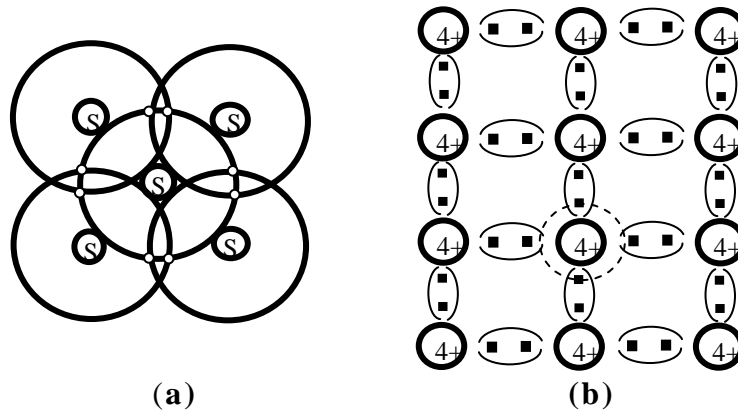


fig.4.2. Întrepătrunderea orbitelor celor 4 electroni de valență ai Si (a) și modul de generare termică a unei perechi de electron-gol (b).

Sub influența unui câmp electric exterior sau interior, golul își poate schimba poziția prin ocuparea lui de către un electron, care lasă în urma lui un gol în locul de unde a plecat. Astfel, golul s-a deplasat de la un atom la altul fără ca ceilalți electroni ai celor doi atomi să părăsească banda de valență. Rezultă două tipuri de purtători de sarcină: electroni de conducție și goluri. Semiconductorul cu grad ridicat de puritate, se numește intrinsec, întrucât mecanismul de generare a perechilor electron-gol, este intrinsec, bazându-se pe ruperea legăturilor covalente.

Perechile electron-gol generate termic, dispar prin refacerea legăturii covalente, procesul de generare și anihilare a perechilor fiind un proces care se desfășoară permanent și încetează doar la temperatura absolută. Nivelul Fermi E_F este plasat, în semiconductorul intrinsec la mijlocul benzii interzise.

Semiconductorii care conțin impurități se numesc extrinseci, întrucât mecanismul de conducție electrică se efectuează în principal prin purtători de sarcină majoritari, generați în mod extrinsec prin impurificarea materialului semiconductor cu elemente cu valențe superioare sau inferioare valenței elementului semiconductor.

Conducția electrică reprezintă mișcarea dirijată a purtătorilor de sarcină mobili sub influența câmpului electric exterior (efectul de drift), sau prin crearea unei distribuții neuniforme a purtătorilor de sarcină mobili (efectul de difuzie).

Dacă impuritățile din monocristalul de Si sunt atomi pentavalenți (P, As, Sb), introduși prin substituție, patru electroni de valență stabilesc legături covalente cu atomii de siliciu învecinați, iar un electron rămâne liber, deci se creează un purtător de sarcină majoritar, cu sarcina electrică negativă, iar semiconductorul se numește de tip “ n ”. Impuritățile (S, Li) se pot introduce și

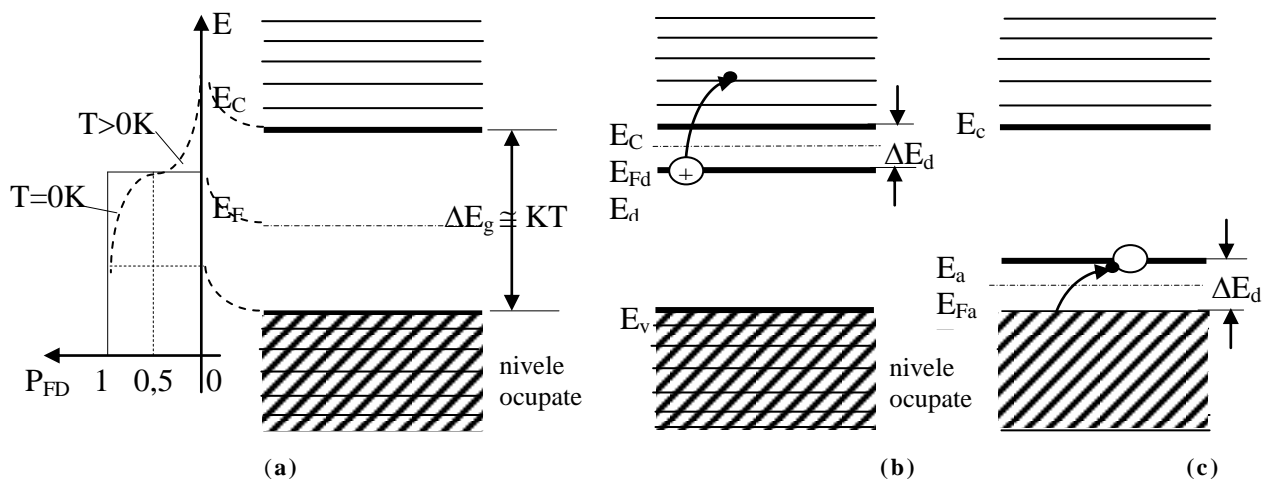


fig.4.3. Probabilitatea Fermi Dirac P_{FD} , de ocupare a nivelelor energetice și spectrul energetic al semiconductorilor omogeni și izotropi intrinseci (a) și extrinseci de tip „n” (b) și de tip „p” (c).

interstițial având același efect - de creare în semiconductor a purtătorilor de sarcină majoritari. Posedând un număr de electroni de valență în exces față de atomii vecini ai Si, sunt eliberați electroni de conducție printr-un proces de ionizare. Atomul de impuritate se transformă într-un ion donor care reprezintă o sarcină pozitivă imobilă. Prin introducerea în materialul semiconductor a impurităților donoare, se creează un nivel energetic donor E_d . Electronii pot trece cu ușurință de pe nivelul donor în banda de conducție, escaladând banda ΔE_d situată în banda interzisă (fig.4.3.b).

Dacă impuritățile sunt atomi trivalenți (B, Al, In) introduși prin substituție, trei electroni de valență stabilesc legături covalente cu atomii de siliciu învecinați, iar legătura covalentă cu al patrulea atom rămâne descompletată. Există posibilitatea ca un electron de valență să fie captat pe nivelul acceptor E_a creat prin introducerea impurităților acceptoare și situat în banda interzisă E_g , în apropierea benzii de valență (fig.4.3.c). Se cedează astfel în banda de valență un purtător de sarcină majoritar pozitiv sau un gol, iar semiconductorul se numește de tip „p”.

Semiconductorii extrinseci posedă și perechi electron-gol generați termic, iar numărul purtătorilor de sarcină majoritari este egal cu numărul impurităților introduse prin substituție. Atomii de impuritate determină apariția unor nivele și benzi energetice situate în banda interzisă, sau suprapuse peste benzile permise, a căror lățime ΔE este mult mai redusă față de lățimea benzii interzise ΔE_g . În semiconductorul de tip „n”, energia necesară electronului de valență excedentar al atomului donor, pentru a deveni electron de conducție, este: $\Delta E_g = E_c - E_d$ și este de ordinul sutimilor de eV. În semiconductorul de tip „p” energia necesară unui electron de valență pentru a se atașa unui atom acceptor ionizându-l și lasând în urma sa un gol este: $\Delta E_a = E_a - E_v$.

Nivelul Fermi este plasat la mijlocul benzii interzise ΔE_g pentru semiconductorul intrinsec și la mijlocul benzilor donoare ΔE_d , sau acceptoare ΔE_a , pentru semiconductorii extrinseci.

Cu creșterea temperaturii, nivelele Fermi donoare E_{Fd} , sau acceptoare E_{Fa} , se apropie de mijlocul benzii interzise ΔE_g , iar lățimea benzii interzise $\Delta E_g \cong 4kT$ se mărește, semiconductorul extrinsec comportându-se ca un semiconductor intrinsec. Cu creșterea temperaturii, electronii extrași din banda de valență, pot

depăși cu mult pe cei care trec în banda de conducție de pe un nivel donor sau o capcană de electroni. Capcanele de electroni sunt stări localizate în banda interzisă, în apropierea nivelului energetic E_c , electronul captat având o probabilitate dominantă de a fi excitat în banda de conducție. De asemenea centrele de recombinare ale electronilor, sunt stări localizate în banda interzisă, în apropierea nivelului energetic E_v , de pe care un electron are o probabilitate dominantă de a fi captat din banda de valență, lăsând în urma sa un gol.

Pentru un semiconductor impurificat cu atomi donori și acceptori în număr egal, în banda interzisă vor coexista nivele donoare și acceptoare și, de asemenea, nivele Fermi acceptoare și donoare, iar spectrele energetice din fig. 4.3.b și c, se vor suprapune. Semiconductorul degenerat se va comporta ca un semiconductor intrinsec (compensat), cu un număr egal de purtători de sarcină: electroni sau goluri, având însă conductibilitate crescută pentru că purtătorii de sarcină au fost generați și prin mecanism de generare extrinsec. De asemenea, pe nivelele donoare sau acceptoare vor exista atomi ionizați, cu sarcini electrice imobile, care nu participă la conducția electrică. Dacă gradul de impurificare cu impurități donoare este ridicat, nivelul Fermi donor va fi plasat în interiorul benzii de conducție, ca și la materialele conductoare, pentru că există o probabilitate dominantă ca electronii să ocupe un nivel energetic din banda de conducție. Într-un mod similar, dacă impuritățile – în număr mare, sunt acceptoare, nivelul Fermi acceptor va fi plasat în interiorul benzii de valență. În ambele cazuri, semiconductorul este degenerat.

Impulsul unui foton este neglijabil în comparație cu impulsul unui electron. Tranzițiile electronului între două nivele energetice sunt împărțite în două clase – în funcție de modificarea sau nemodificarea impulsului $(h/2\pi)k$ al electronului în timpul tranziției. Tranzițiile directe au loc fără modificarea impulsului electronului, în timp ce în tranzițiile indirecte, impulsul electronului se modifică prin absorbția sau eliberarea unui fonon, dar impulsul total se conservă prin interacțiunea cu rețeaua cristalină sau cu fononii: fononii pot fi creați sau anihilați.

Conductibilitatea electrică datorită electronilor și golurilor este proporțională cu constanta mediată de timp de relaxare $\tau(E)$, caracteristica revenirii la echilibru a sistemului datorită interacțiunilor sale, după întreruperea cauzei perturbatoare, cum ar fi câmpul electric aplicat semiconductorului. Astfel, expresiile conductivității datorită electronilor respectiv golurilor, sunt:

$$\sigma_n = \frac{ne^2}{m_n} \tilde{\tau}(E) = en\mu_n, \quad (4.1)$$

$$\sigma_p = \frac{pe^2}{m_p} \tilde{\tau}(E) = ep\mu_p, \quad (4.2.)$$

unde: n , p , sunt concentrațiile volumetrice ale electronilor, respectiv golurilor, m_n , m_p , sunt masa electronului respectiv a golului, iar μ_n , μ_p , sunt mobilitățile electronului și golului. Mobilitatea electronilor este net superioară mobilității golurilor (la temperatura ambiantă pentru $\mu_n=1350[cm^2/Vs]$; $\mu_p=480[cm^2/Vs]$). În prezența mai multor tipuri de interacțiuni, fiecare interacțiune fiind caracterizată prin constanta de relaxare τ_i , în relațiile (4.1) și (4.2) se va introduce o constantă de relaxare:

$$\tau_{ef} = \left(\sum \frac{I}{\tau_i} \right)^{-1}, \quad (4.3)$$

În regim staționar, densitățile de curent corespunzătoare celor două tipuri de purtători de sarcină, sunt:

$$\bar{J}_n = \sigma_n \bar{E}, \quad (4.4)$$

$$\bar{J}_p = \sigma_p \bar{E}, \quad (4.5)$$

iar densitatea totală de curent și conductivitatea, au expresiile:

$$\bar{J} = \bar{J}_n + \bar{J}_p = \bar{E}(\sigma_n + \sigma_p), \quad (4.6)$$

$$\sigma_o = \sigma_n + \sigma_p = e^2 \left(\frac{n}{m_n} + \frac{p}{m_p} \right) \tilde{\tau}(E) = e(n\mu_n + p\mu_p), \quad (4.7)$$

unde: m_n și m_p , sunt masele electronului respectiv golului.

Relațiile (4.4), (4.7), sunt valabile doar în ipoteza că vectorii \bar{J} și \bar{E} sunt coliniari, ipoteză confirmată în regim staționar și pentru frecvențele relativ reduse a unui câmp electric alternativ aplicat unui material izotrop.

Majoritatea materialelor semiconductoare prezintă anizotropie structurală. Distanțele interatomice sunt diferite pentru direcții cristalografice diferite, iar gradul de compactitate al structurii este diferit pentru planuri atomice diferite. Pentru siliciu, cu structura cubică de tipul diamantului, gradul maxim de compactitate corespunde direcției [111], distanțele dintre planurile (111) fiind minime (vezi anexa 1.2). Energia electronului în monocristal depinde de direcția sa de deplasare, exprimată prin vectorul de undă \bar{k} (vezi anexa 3.2) iar masa electronului este un parametru cu valori diferite - în funcție de direcția de deplasare. Masa efectivă (sau echivalentă) m^* , depinde sensibil de direcția de mișcare în cristal a purtătorilor de sarcină. Pentru Si, masa efectivă a electronului raportată la masa de repaus m_o , este $m_n^* / m_o = 0,19 \div 0,98$, în timp ce masa efectivă a golului raportată la masa de repaus, este: $m_p^* / m_o = 0,16 \div 0,52$.

Masa efectivă a electronului (sau golului), este un tensor, iar vectorii \bar{J} și \bar{E} nu sunt în general coliniari, astfel încât mișcarea electronului nu se va desfășura după o traiectorie care coincide cu o linie de câmp electric, care în general, nu este o linie dreaptă.

Anizotropia cristalină determină orientarea diferită a vectorilor \bar{J} și \bar{E} , liniile de curent electric fiind orientate în general pe o altă direcție decât cea a liniilor de câmp electric.

Straturile semiconductoare subțiri au o comportare electrică diferită față de semiconductorii masivi. Această comportare se explică prin existența unor stări energetice locale create la suprafața de separație a stratului. În mod inevitabil, perfecțiunea rețelei cristaline este alterată întrucât, dacă suprafața este liberă, ultimul strat de atomi nu poate avea toate legăturile satisfăcute, fiind posibilă absorbția pe suprafață a unor atomi sau molecule (oxigen, azot, amoniac, apă etc.). Dacă suprafețele stratului sunt în contact intim cu atomii altui material depus epitaxial sau prin alt procedeu, perturbația introdusă de interfețe este cu atât mai pronunțată cu cât grosimea stratului semiconductor este mai redusă. Aceste perturbații sau defecte ale rețelei cristaline determină apariția unor stări energetice locale ce modifică spectrul energetic al materialului semiconductor, prin introducerea unor nivele localizate în banda interzisă, sau suprapuse peste benzile permise. În pelicula conductoare se poate modifica concentrația și

mobilitatea purtătorilor de sarcină, sau chiar tipul de conductivitate (de exemplu: pelicula de tip “*n*” poate deveni de tip “*p*”). Este posibil ca straturile de suprafață să fie ocupate de electroni de conducție care induc în stratul superficial o sarcină pozitivă, având ca efect o scădere a concentrației de electroni, sau apariția unui strat de sărăcire. Stările de suprafață pot fi ocupate și cu electroni de valență și stratul superficial devine semiconductor de tip “*p*”, numit strat de inversiune. În cazul în care stările de suprafață au un caracter donor, concentrația de electroni de conducție se mărește, iar stratul devine strat de acumulare. Prin oxidarea termică, suprafața siliciului de tip “*p*” devine strat de inversie – de tip “*n*”, sau dacă siliciul este de tip “*n*”, devine strat de acumulare.

Gazul electronic bidimensional (2DEG), poate fi obținut într-un strat - canal subțire (20nm) din GaInAs, mărginit superior și inferior de alte două straturi subțiri din AlInAs. Datorită discontinuităților mari între benzile de conducție ale celor trei straturi, se obțin mobilități ridicate ale gazului electronic bidimensional, care pot depăși valoarea de $10.000\text{cm}^2/\text{Vs}$ și de asemenea, densități ridicate ale curentului prin canal [Mat]. Structurile formate din straturi subțiri din AlInAs – GaInAs – AlInAs sau AlGaAs – GaAs – AlGaAs se numesc heterojoncțiuni și sunt utilizate pentru fabricarea tranzistoarelor cu efect de câmp de frecvențe ridicate, de tip HEMT (high electron mobility transistor) sau a diodelor LASER. În ultimul timp s-au obținut heterojoncțiuni cu structuri formate din nitrit de galiu (GaN) – nitrit de aluminiu galiu (AlGaN) [Eas]. În tranzistoarele cu efect de câmp cu GaN, există în mod natural regiuni puternic polarizate în stratul din nitrit de aluminiu galiu, unde sunt concentrați electroni în număr foarte mare în apropierea regiunii de polarizare, fără a intra în nitritul de aluminiu galiu, datorită lățimii de bandă interzisă mai mare a acestuia, care acționează ca o barieră. Tranzistoarele cu efect de câmp cu GaN nu necesită dopare cu impurități. Gazul electronic bidimensional poate fi creat în alte heterojoncțiuni semiconductoare, numai prin dopare cu impurități – pentru a putea suporta un exces fie de electroni, fie de goluri. Tranzistoarele realizate cu nitrit de galiu, pot dubla sau tripla eficiența tranzistoarelor realizate cu siliciu sau arseniură de galiu sub aspectul puterii consumate în raport cu puterea transferată a semnalului util. Conductivitatea termică a nitritului de galiu este de 7 ori mai mare decât a arseniurii de galiu, iar rigiditatea dielectrică (300MV/m), este de asemenea mult mai mare decât a arseniurii de galiu (40MV/m), ceea ce permite miniaturizarea mărită a dispozitivelor realizate cu nitrit de galiu. Banda interzisă a nitritului de galiu (3,49eV) este incompatibil mai mare decât a arseniurii de galiu (1,4eV), sau a siliciului (0,67eV) și este la originea performanțelor dispozitivelor realizate cu nitrit de galiu.

4.3. Dependența de frecvență a conductivității electrice [Căt]

Un material semiconductor se comportă în câmp electric ca un material dielectric cu pierderi prin conducție relativ ridicate, întrucât limita inferioară a conductivității materialului semiconductor, este egală cu limita superioară a conductivității unui material dielectric: $\sigma=10^{-8}[S/m]$. În materialul semiconductor, deoarece pierderile prin conducție sunt preponderente, cele prin polarizare se pot neglija.

Schema echivalentă a unui condensator cu material semiconductor între armături este identică cu cea a condensatorului cu polarizare de deplasare și pierderi prin conducție, prezentată în paragraful 1.4.4 și reprodusă în fig.4.4.a.

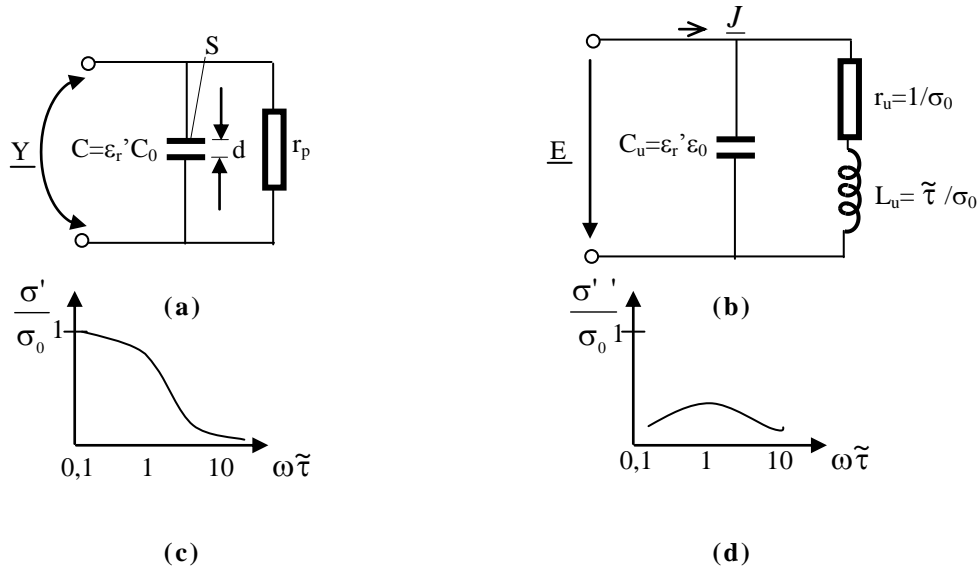


fig.4.4. Schemele echivalente ale unui condensator cu semiconductor (a) și corespunzătoare unității de volum a materialului semiconductor (b).
Dependențele de frecvență a componentelor conductivității complexe (c, d).

Admitanța condensatorului cu material semiconductor, având suprafața S , a armăturilor și distanța d , între ele, conform schemei echivalente, are expresia:

$$\underline{Y} = \frac{I}{r_p} + j\omega\varepsilon_r' C_0, \quad (4.8)$$

unde: $r_p = \frac{d}{\sigma S}$, este rezistența de pierderi prin conducție, iar $C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{d}$, este capacitatea condensatorului cu aceleași dimensiuni, dar având aer între armături.

Considerând mărimile cu variație sinusoidală în timp, reprezentate în complex simplificat, pentru o tensiune \underline{U} , aplicată armăturilor, se stabilește un curent: $\underline{I} = \underline{Y} \cdot \underline{U}$ și un câmp $\underline{E} = \underline{U}/d$, între armături.

Relația (4.8) obține forma:

$$\underline{Y} = \underline{I}/\underline{U} = (\underline{J}S)/(\underline{E}d) = \underline{\sigma} \frac{S}{d} + j\omega\varepsilon_r' \varepsilon_0 \frac{S}{d}, \quad (4.9)$$

unde: \underline{J} , este densitatea de curent, iar conductivitatea $\underline{\sigma}$, s-a considerat mărime complexă, întrucât în regim nestaționar, datorită anizotropiei materialului sau a frecvențelor ridicate, liniile densității de curent $\underline{J} = \underline{\sigma} \cdot \underline{E}$ și ale curentului $\underline{I} = \underline{J} \cdot S$, sunt diferite de liniile câmpului electric \underline{E} .

Relația (4.9), corespunzătoare unității de volum a materialului semiconductor, are expresia:

$$\underline{J} = (\underline{\sigma} + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r') \underline{E}. \quad (4.10)$$

Densitatea de curent $\underline{J} = \underline{I}/S$, este curentul electric care străbate unitatea de suprafață a semiconductorului, iar intensitatea câmpului electric: $\underline{E} = \underline{U}/d$, este tensiunea electrică distribuită pe unitatea distanței dintre armături, sau a grosimii semiconductorului. Termenul al doilea al relației (4.10), s-a introdus pentru a caracteriza comportarea dielectrică a materialului semiconductor, iar primul termen este asociat proprietății de conducție a materialului semiconductor.

Comportarea semiconductorului în regim nestaționar poate fi descrisă, prin aceleași expresii ca și în regim staționar, constanta de timp de relaxare fiind însă o mărime complexă:

$$\underline{\tau} = \frac{\tau_0}{1 + j\omega\tau_0}, \quad (4.11)$$

unde: τ_0 reprezintă constanta de timp de relaxare pentru regimul staționar.

Expresia conductivității complexe este similară expresiei (4.11):

$$\underline{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + j\omega\tilde{\tau}} = \underline{\sigma}_n + \underline{\sigma}_p = e^2 \left(\frac{n}{m_n} + \frac{p}{m_p} \right) \underline{\tau}, \quad (4.12)$$

unde: σ_0 , este conductivitatea în regim staționar.

Cu relația (4.12), relația (4.10) obține forma:

$$\underline{J} = \left(\frac{\sigma_0}{1 + j\omega\tilde{\tau}} + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r' \right) \underline{E} = \left(\frac{1}{\frac{1}{\sigma_0} + j\omega\frac{\tilde{\tau}}{\sigma_0}} + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r' \right) \underline{E}, \quad (4.13)$$

Schema echivalentă corespunzătoare unității de volum a materialului semiconductor, este reprezentată - conform relației (4.13) în fig.4.4.b și este compusă din rezistența unitară $r_\mu = \rho$, capacitatea unitară $C_\mu = \varepsilon_0\varepsilon_r'$ și inductivitatea unitară: $L_\mu = \tilde{\tau}/\sigma_0$. Schema echivalentă pune în evidență apariția rezonanței la frecvență:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r' \frac{\tilde{\tau}}{\sigma_0}}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r'\tilde{\tau}}}, \quad (4.14)$$

care are valori în domeniul microundelor.

Relația (4.12) poate fi scrisă sub forma:

$$\underline{\sigma} = \frac{\sigma_0}{1 + j\omega\tilde{\tau}} = \frac{\sigma_0(1 - j\omega\tilde{\tau})}{1 + (\omega\tilde{\tau})^2} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tilde{\tau})^2} - j\omega \frac{\sigma_0\tilde{\tau}}{1 + (\omega\tilde{\tau})^2}. \quad (4.15)$$

Utilizând relațiile (4.10) și (4.15), din relația:

$$\underline{\sigma} = \sigma' + j\sigma'', \quad (4.16)$$

rezultă prin identificare expresiile componentelor conductivității complexe a materialului semiconductor în funcție de frecvența câmpului electric aplicat.

$$\sigma' = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega\tilde{\tau})^2}, \quad (4.17)$$

$$\sigma'' = \omega \left[\varepsilon_0\varepsilon_r' - \frac{\sigma_0\tilde{\tau}}{1 + (\omega\tilde{\tau})^2} \right], \quad (4.18)$$

Dependența de frecvență, la temperatura mediului ambiant, ale componentelor conductivității sunt reprezentate în fig.4.4.c,d. Interacțiunile purtătorilor de sarcină cu impuritățile ionizate și cu fononii sunt predominante.

4.4. Funcțiile materialelor semiconductoare

4.4.1. Funcția de conducție comandată în tensiune

Funcția de conducție comandată în tensiune a materialelor semiconductoare, se bazează pe fenomenul de perturbare a distribuției purtătorilor de sarcină sub influența unui câmp electric intern sau aplicat din exterior. Aplicarea unei tensiuni electrice U , respectiv a unui câmp electric $\vec{E} = -gradU$, unui semiconductor omogen, determină înclinarea nivelelor și benzilor energetice. Într-un semiconductor de tip n , sub influența câmpului \vec{E} , electronii de conducție sunt accelerați, deplasându-se de-a lungul liniilor de câmp. În urma interacțiunilor cu rețeaua cristalină, electronii pierd parțial sau total energia lor cinetică, pe care o cedează fononilor rețelei. Datorită prezenței câmpului electric, electronii dobândesc din nou energie, iar în final rezultă o mișcare dirijată a electronilor, care reprezintă contribuția lor la curentul electric prin semiconductor. Printr-un proces similar, se desfășoară conducția realizată de goluri, care sunt purtători minoritari, sensul deplasării fiind sensul câmpului electric aplicat și opus sensului de deplasare a electronilor.

Viteza medie ordonată a electronilor, este viteza de drift și are expresia - ca și în cazul materialelor conductoare:

$$\bar{v}_{nd} = -\mu_n \vec{E} = -\frac{e}{m_n} \tilde{\tau} \vec{E}, \quad (4.19)$$

unde: μ_n , este mobilitatea electronilor, care pentru Si - la temperatura mediului ambiant, are valoarea de: $\mu_n = 1350 [cm^2/Vs]$.

În mod analog, viteza de drift a golurilor este:

$$\bar{v}_{pd} = \mu_p \vec{E} = \frac{e}{m_p} \tilde{\tau} \vec{E}, \quad (4.20)$$

unde: μ_p , este mobilitatea golurilor, care pentru Si - la temperatura ambianta are valoarea de:

$$\mu_p = 480 [cm^2/Vs].$$

În cazul în care materialul semiconductor conține o concentrație neuniformă de purtători de sarcină pe o direcție oarecare \vec{r} , rezultă prin injecție spațială de purtători - proces numit dopare, apare un câmp electric intern sau imprimat, care determină un proces de difuzie a purtătorilor de sarcină, densitățile corespunzătoare ale curenților de electroni sau goluri având expresiile:

$$\vec{J}_{ndif} = -eD_n grad n(\vec{r}), \quad (4.21)$$

$$\vec{J}_{pdif} = eD_p grad p(\vec{r}), \quad (4.22)$$

unde: $D_{n,p} = kT\mu_{n,p}/e$, sunt coeficienții de difuzie ai purtătorilor de sarcină.

Pentru îndeplinirea funcției de conducție electrică comandată în tensiune, se impune ca valorile conductivității electrice, să fie controlabile și reproductibile din punct de vedere tehnologic, iar permitivitatea reală să fie redusă pentru micșorarea capacităților parazite. Astfel de materiale sunt: Si, GaAs, Ge, GaN.

4.4.2. Funcția de conversie opto - electronică

Radiațiile electromagnetice incidente pe suprafața unui material semiconductor, generează purtători de sarcină, care se vor deplasa dirijat sub

acțiunea unui câmp electric exterior. În aplicațiile uzuale, prezintă interes radiațiile din spectrul infraroșu, vizibil și ultraviolet.

Radiația electromagnetică este parțial reflectată și parțial absorbită de materialul semiconductor, partea absorbită determinând ionizarea atomilor rețelei și crearea de purtători de sarcină liberi (efect fotoelectric intern). Pentru energii mari ale radiațiilor, electronii sunt extrași din material și emiși în exterior (efect fotoelectric extern).

Absorbția proprie reprezintă interacțiunea dintre un foton cu energie $E_f = h\omega$, și un electron de valență, care trece în banda de conducție, escaladând banda interzisă de lățime ΔE_g , atunci când: $E_f > \Delta E_g$ (fig.4.5.a), creându-se astfel un gol. Absorbția proprie apare la semiconductorii intrinseci, iar lungimea de undă limită, care reprezintă lungimea maximă și corespunde frecvenței minime, are expresia:

$$\lambda_i = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi h}{\Delta E_g}, \quad (4.23)$$

și care pentru siliciu, are valoarea $\lambda_i = 1,1\mu\text{m}$, în domeniului infraroșu.

Pentru lungimi de undă superioare: $\lambda > \lambda_i$, semiconductorul este transparent, iar pentru $\lambda < \lambda_i$, semiconductorul este opac, absorbind radiațiile în domeniul vizibil sau ultraviolet.

Absorbția datorată impurităților (fig.4.5.b), are loc în semiconductorii extrinseci și rezultă din interacțiunea dintre un foton și un atom de impuritate, care este ionizat pe baza energiei fotonului. Astfel sunt generați purtători de sarcină de un singur tip, atomii ionizați reprezentând sarcini electrice imobile. Pragul de absorbție limită $\Delta E_{a,d}$ este mult mai redus decât la semiconductorii intrinseci, iar lungimea de undă limită, sau lungimea de undă maximă, este mult mai mare decât la semiconductorii intrinseci, deci în domeniul infraroșu îndepărtat, având expresia:

$$\lambda_e = \frac{2\pi hc}{\Delta E_{a,d}} \gg \lambda_i, \quad (4.24)$$

Semiconductorii extrinseci au sensibilitate crescută la radiații, pentru că pragul lor de absorbție este mult mai redus în comparație cu cel al semiconductorilor intrinseci, dar prezintă dezavantajul funcționării la temperaturi joase, apropiate de temperatura absolută, deoarece la temperatura ambiantă impuritățile sunt ionizate prin absorbție de energie termică și nu mai reacționează la iluminări (în spectrul vizibil), sau iradierii (în spectrul infraroșu).

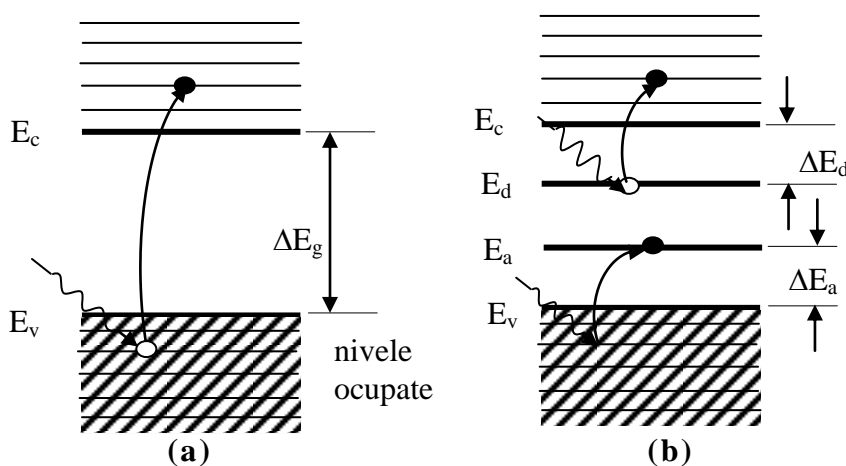


fig.4.5. Absorbția proprie (a) și datorată impurităților (b) a unui foton.

Generarea purtătorilor de sarcină prin efect fotoelectric intern, este contracarată de un proces de recombinare, care are ca efect micșorarea numărului purtătorilor de sarcină, cu o viteză de recombinare V_r , proporțională cu concentrația de purtători în exces Δn , pentru electroni și Δp pentru goluri, în prezența iluminării.

Expresiile vitezelor de recombinare ale electronilor și golurilor sunt:

$$V_{r_n} \cong \frac{\Delta n}{\tau'}, \quad (4.25)$$

$$V_{r_p} \cong \frac{\Delta p}{\tau'}, \quad (4.26)$$

unde: $\tau'_{n,p}$, reprezintă timpii de viață ai purtătorilor de sarcină în exces și care pot fi considerați constanți pentru iluminări reduse: $\Delta n \ll n$; $\Delta p \ll p$, unde n și p reprezintă concentrațiile purtătorilor de sarcină în absența iluminării. Pentru iluminări puternice: $\Delta n \gg n$; $\Delta p \gg p$, timpii de viață variază invers proporțional cu iluminarea.

Conductivitatea totală a materialului σ_t , are o componentă σ corespunzătoare absenței iluminării și o componentă de fotoconductivitate $\Delta\sigma$:

$$\sigma_t = \sigma + \Delta\sigma, \quad (4.27)$$

unde:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p), \quad (4.28)$$

Pentru îndeplinirea funcției de conversie optoelectrică, este necesar ca materialul semiconductor să prezinte:

- sensibilitate ridicată față de radiația electromagnetică, constantă într-un domeniu larg de lungimi de undă, sau dimpotrivă să prezinte un maxim pentru o anumită lungime de undă;
- valori mari ale timpilor de viață ai purtătorilor în exces, pentru evitarea procesului de recombinare;
- mobilități ridicate μ_n , μ_p , pentru asigurarea unor viteze mari de răspuns;
- conductivități reduse în absența iluminării, pentru asigurarea unui raport semnal/zgomot ridicat.

4.4.3. Funcția de detecție a radiațiilor nucleare [Căt]

Radiația nucleară este formată fie din electroni (radiația β), fie din particule nucleare grele, cu masă mult mai mare decât masa electronului, cu sau fără sarcină electrică, așa cum sunt protonii, neutronii, deuteronii, tritonii etc., sau radiația electromagnetică cu energie ridicată, cum este radiația X sau γ .

Particulele nucleare încărcate electric, generează perechi electron – gol, spre deosebire de neutroni, sau radiația β , care produc într-o primă etapă, particule încărcate electric și care ulterior generează perechi electron – gol.

Procesul de stopare electronică, este un proces de interacțiune neelastică, care apare la viteze mari ale particulelor incidente și în care energia particulei determină excitarea, sau emisia electronilor. Stoparea nucleară reprezintă o interacțiune în care particula incidentă imprimă atomilor rețelei cristaline o mișcare de translație.

Puterea de stopare P_s , reprezintă pierderea de energie a particulei pe unitatea de lungime a traiectoriei parcurse în materialul semiconductor, iar parcursul mediu l_o , reprezintă lungimea medie a traiectoriei parcurse de particulă până la oprire.

În fig.4.6 sunt reprezentate dependențele puterilor de stopare și parcursul de energie al particulelor incidente.

Pentru îndeplinirea funcției de detecție a radiațiilor nucleare, este necesar ca materialele semiconductoare să prezinte sensibilitate ridicată la radiațiile nucleare, mobilități ridicate ale purtătorilor de sarcină, pentru asigurarea unor viteze de răspuns ridicate, rigiditatea dielectrică ridicată și conductivitatea electrică scăzută, întrucât dispozitivele de detecție a radiațiilor nucleare funcționează la tensiuni ridicate.

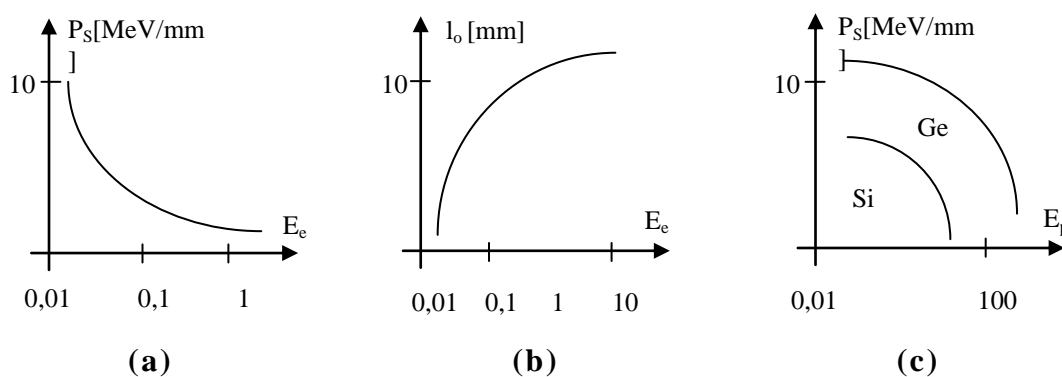


fig.4.6. Dependențele puterii de stopare de energia electronilor E_e (a) sau protonilor E_p (c) și ale parcursului mediu al electronilor (b).

4.4.4. Funcția de conversie electro - optică

Materialele semiconductoare electroluminescente funcționează pe baza proprietății de emisie a radiației luminoase atunci când materialului i se aplică un câmp electric, sau este parcurs de curent electric.

Procesul care determină emisia optică, este replica procesului prin care se absoarbe radiația electromagnetică. Sub influența câmpului sau curentului electric, electronii ocupă nivele energetice și revin pe nivele inferioare printr-un proces de recombinare. Mecanismele de recombinare radiativă a purtătorilor de sarcină în exces, sunt realizate prin excitație intrinsecă, care constă în ionizarea prin ciocnire a impurităților în prezența unui câmp electric intens ($E > 10 \text{ MV/m}$), prin excitație datorată injecției de curent electric, sau prin multiplicare în avalanșă, prin excitație optică, sau prin efect tunel.

După durata proceselor de recombinare, emisia optică se numește fluorescență, (pentru durate cuprinse între: $10^{-5} \div 10^{-8} \text{ s}$) sau fosforescență (pentru durate cuprinse între: $1 \div 10^4 \text{ s}$).

Mecanismele de recombinare sunt de mai multe tipuri (fig.4.7.a).

Recombinarea directă are loc atunci când electronul trece din banda de conducție în banda de valență, cu eliberare de energie radiativă (cu emisia unui foton), sau neradiativă, când energia electronului este cedată rețelei cristaline, (care absoarbe un fonon).

Recombinarea indirectă are loc prin intermediul unor nivele energetice plasate în banda interzisă, în procesul de recombinare fiind implicați și fononii care caracterizează stările vibraționale ale rețelei cristaline. Recombinarea indirectă, prin care electronul de conducție ocupă într-o primă etapă un nivel

local, iar ulterior trece în banda de valență, are un caracter predominant neradiativ.

Recombinarea prin alipire este caracteristica semiconductorilor extrinseci de tip „p” (pentru care, impuritățile sunt ionizate la temperatura ambiantă), și constă în captarea unui electron de conducție de către un ion acceptor.

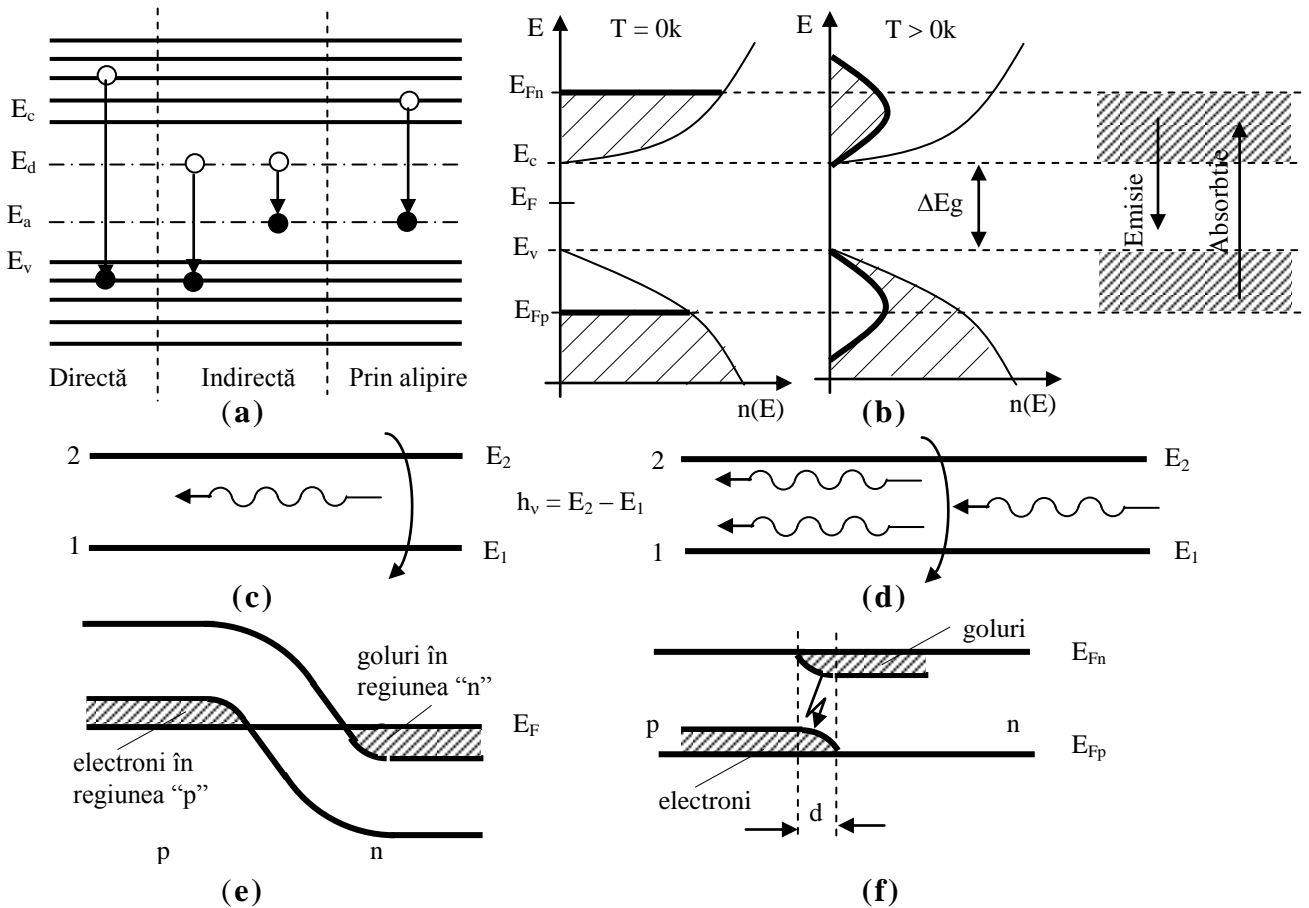


fig. 4.7. Mecanisme de recombinare directă, indirectă și prin alipire, pentru un material izotrop (a) și configurația suprafețelor echivalente în funcție de numărul de stări $n(E)$, (sau numărul de undă k), pentru un semiconductor care prezintă inversie de populație (b). Tranziție spontană (c) și stimulată prin intermediul unui foton a electronului, cu emisie stimulată a fotonilor, care sunt în fază și au aceeași frecvență (d). Joncțiune „pn” nepolarizată – la echilibru (e) și polarizată direct – la neechilibru (f).

Procesele de recombinare radiativă pot avea un caracter spontan, corespunzător unei stări de echilibru termic sau stimulat, corespunzător unei stări de dezechilibru provocat. Recombinarea spontană generează fotoni cu direcții, frecvențe și faze aleatoare, emisia fiind incoerentă, iar recombinarea stimulată generează fotoni cu aceeași frecvență și aceeași direcție, emisia fiind coerentă.

La emisia stimulată, se generează un foton care are aceeași frecvență, direcție de propagare și fază ca și fotonul stimulator (fig. 4.7.d). Atunci când mai mulți electroni se află în starea de excitație E_2 , decât în starea fundamentală E_1 , iar tranziția este determinată prin intermediul unui foton, sistemul prezintă inversie de populație. În prezența unui câmp de radiație cu: $h\nu = E_2 - E_1$ emisia stimulată va depăși absorbția fotonilor și mai mulți fotoni cu energie $h\nu$ vor depăși sistemul, în comparație cu numărul de fotoni care intră în sistem. Acest proces se numește amplificarea cuantică.

Pentru ca materialul semiconductor să constituie o sursă optică, este necesar ca emisia radiativă prin recombinare stimulată să fie mai pronunțată decât absorbția luminoasă, ceea ce se poate realiza printr-o inversiune de populație (fig.4.7.b).

Inversiunea de populație constă în ocuparea cu electroni a nivelelor inferioare ale benzii de conducție până la pseudonivelul Fermi E_{Fn} și eliberarea nivelelor superioare ale benzii de valență până la pseudonivelul Fermi E_{Fp} . Astfel toate nivelele sau stările energetice implicate în tranzițiile emisivă nu mai sunt disponibile pentru tranzițiile de absorbție, energia implicată în procesul de absorbție fiind superioară energiei furnizate în procesul de emisie. Pseudonivelele Fermi E_{Fn} și E_{Fp} înlocuiesc nivelele Fermi E_F , în condițiile de dezechilibru al cristalului.

Sursele semiconductoare de fotoni coerenți, pot fi obținuți prin mai multe procedee: prin “pompa” optic cu o sursă optică, prin radiație “ β ” de electroni sau prin intermediul unei joncțiunii “ pn ” puternic dopate, parcursă de un curent. În general, prin dopări puternice se crează semiconductori de tip “ p ” și “ n ” degenerați, cvasi-nivelele Fermi fiind plasate în exteriorul limitelor E_c , E_v ale benzii interzise (fig.4.7.b). La echilibru, cvasi-nivelele Fermi sunt aliniate (fig.4.7.e). La polarizare directă a joncțiunii “ pn ”, cvasi-nivelele Fermi se distanțează – în raport direct, cu valoarea tensiunii directe aplicate (fig.4.7.f).

Sub influența tensiunii de polarizare directă, golurile se vor deplasa în regiunea “ n ” iar electronii – în regiunea “ p ”. Astfel, electronii și golurile vor fi spațial coincidente și are loc recombinarea radiativă a lor pe distanța “ d ”. Întrucât electronii sunt mult mai mobili decât golurile, adâncimea “ d ” a regiunii active, este în principal determinată de mobilitatea electronilor și este de același ordin de mărime cu lungimea de undă a modulului electromagnetic care este amplificat (vezi dioda LASER). Densitatea curentului prin joncțiune, pentru care apare inversia de populație și emisia stimulată a radiației, este de ordinul zecilor de mii de amperi pe cm^2 pentru joncțiuni simple și de ordinul sutelor de amperi pe cm^2 pentru heterojoncțiuni duble [Das].

4.4.5. Funcția de conversie termo – electrică [Căt]

Din expresiile (4.1), (4.2), (4.7) ale conductivității materialului semiconductor, rezultă posibilitatea interacțiunii dintre câmpul termic și câmpul electric din interiorul materialului, întrucât atât numărul de purtători de sarcină cât și timpul lor de relaxare, depind de temperatură. Prin urmare, temperatura poate influența sau chiar genera curentul electric prin semiconductor.

Temperatura influențează structura de benzi energetice, modificând valorile benzilor E_c , E_v , E_f , și lățimea benzii interzise: ΔE_g . Cu creșterea temperaturii, lățimea benzii interzise: $\Delta E_g \cong 4kT$, se mărește, dar mobilitatea și numărul purtătorilor de sarcină crește în măsură mult mai mare, iar conductivitatea materialului semiconductor se mărește.

În fig.4.8.a, sunt prezentate dependențele de temperatură ale concentrațiilor de purtători în semiconductori intrinseci. Numărul purtătorilor de sarcină intrinseci crește exponențial cu temperatura, deci influența temperaturii asupra curentului prin materialul semiconductor este considerabilă.

Pentru temperaturi relativ scăzute ($T < T_1$), procesul de generare a purtătorilor de sarcină este extrinsec, iar conductivitatea materialului semiconductor: $\sigma \cong \sigma_n$, se modifică exponențial cu temperatura (fig.4.8.b). Pentru temperaturi medii ($T_1 < T < T_2$), procesul de generare extrinsec încetează datorită

epuizării atomilor donori, deci concentrația de electroni de conducție n , rămâne constantă, crescând doar mobilitatea μ_n a electronilor, dar se mărește agitația termică, care are efect preponderent și conduce la scăderea conductivității σ_n . Pentru temperaturi ridicate ($T > T_2$), mecanismul intrinsec de generare a purtătorilor de sarcină devine predominant, iar conductivitatea $\sigma = \sigma_i$ crește exponențial cu temperatura.

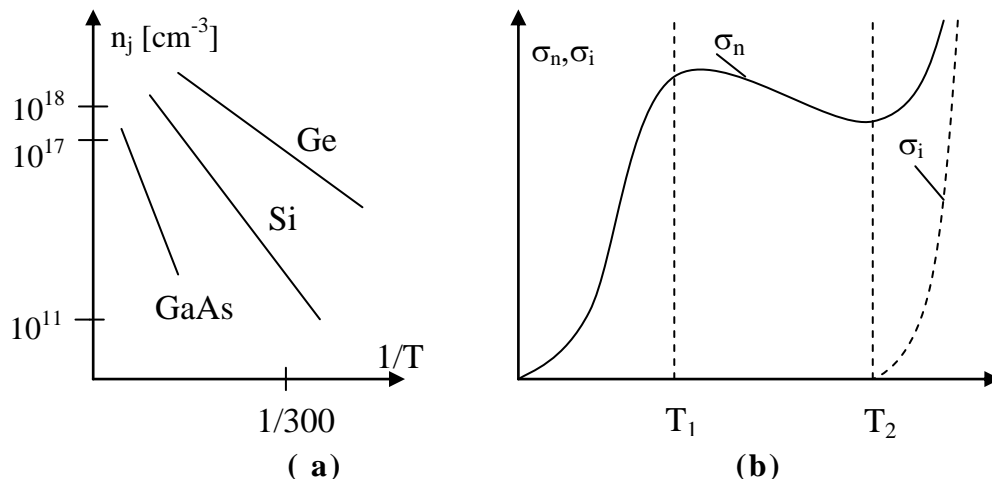


fig.4.8. Dependențele de temperatură ale concentrațiilor de purtători de sarcină în semiconductori intrinseci (a) și ale conductivității semiconductoarelor extrinseci de tip “n” (b).

Un gradient de temperatură poate genera un curent electric într-un material semiconductor prin difuzia purtătorilor de sarcină situați în regiunea cu temperatură ridicată și concentrație mare de purtători, spre regiunea cu temperatură scăzută și concentrația redusă de purtători.

Dacă circuitul rămâne deschis, ia naștere un câmp electric E_s , care se va opune tendinței de deplasare a purtătorilor spre regiunea mai rece, a cărei expresie este:

$$E_s = \alpha_s \text{grad}T, \quad (4.29)$$

unde: $\alpha_s = n \cdot 10 \text{ mV/K}$, este o constantă de material, numită tensiune diferențială.

Pentru îndeplinirea funcției de conversie termo - electrică, se impune ca materialele semiconductoare să prezinte: coeficient de variație cu temperatura:

$\alpha_\sigma = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dt}$; timp de relaxare redus, pentru viteze de răspuns ridicate;

conductivitate redusă, pentru asigurarea sensibilităților ridicate; stabilitate termică și tensiune diferențială ridicată. Astfel de materiale sunt oxizii de Cu, Co, Cr, Ni, Mn precum și SnSb, PbSb, InSb, GaAs [Căt].

4.4.6. Funcția de conversie magneto – electrică [Căt]

Presupunem un material semiconductor parcurs de un curent electric, plasat într-un câmp magnetic transversal, prezentat în fig.4.9.

Sub influența câmpului magnetic \vec{E} , aplicat semiconductorului, o particulă încărcată cu sarcină pozitivă, se va deplasa de-a lungul liniilor câmpului electric în absența unui câmp magnetic exterior (fig.4.9.b).

În prezența câmpului magnetic exterior \vec{H} , cu orientare transversală față de câmpul \vec{E} , forța Lorentz care acționează asupra particulei, are și o componentă

transversală pe direcția de mișcare, iar traiectoria particulei se curbează în sensul forței Lorentz, a cărei expresie este:

$$\vec{F} = q\vec{E} = q(\vec{v}\vec{B}), \quad (4.30)$$

unde q este sarcina pozitivă a particulei.

Forța Lorentz care acționează asupra purtătorilor de sarcină negativă, are aceeași direcție dar sens opus, sensul de mișcare și de curbare a traiectoriilor electronilor fiind de asemenea opus. Astfel, pe suprafața S_1 , se vor acumula sarcini electrice pozitive, iar pe suprafața S_2 , sarcini electrice negative, rezultând un câmp Hall E_H a cărui expresie este:

$$\vec{E}_H = -R_H \vec{J} \times \vec{H}, \quad (4.31)$$

unde: R_H este constanta Hall și depinde - pentru materiale semiconductoare cu anizotropie, de intensitatea câmpului magnetic aplicat, iar \vec{J} este densitatea de curent prin semiconductor.

Efectul Hall constă în deformarea liniilor de câmp electric și de curent în prezența câmpului magnetic transversal și apariția câmpului Hall E_H orientat perpendicular pe planul determinat de vectorii \vec{E} și \vec{H} .

Efectul magnetorezistiv constă în modificarea rezistivității materialului semiconductor în prezența unui câmp magnetic aplicat normal pe direcția de mișcare a purtătorilor de sarcină.

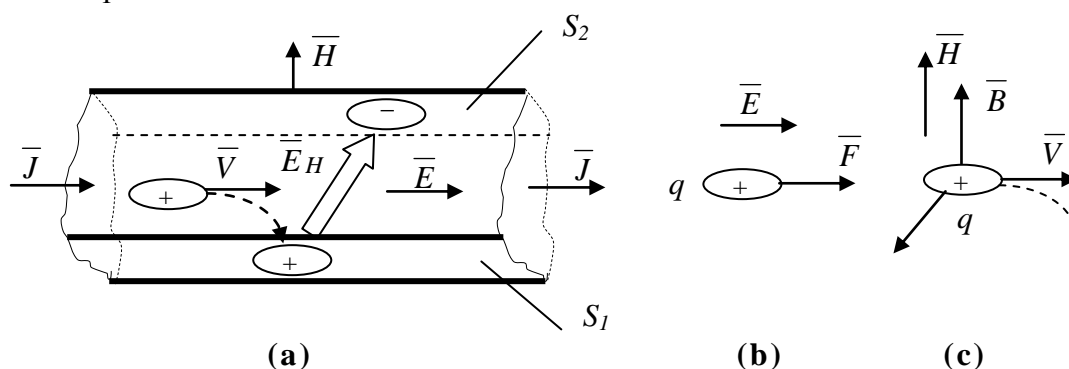


fig.4.9. Efectul Hall în materiale semiconductoare (a) și forța care acționează asupra purtătorilor mobili de sarcină electrică pozitivă în prezența câmpului electric (b) și magnetic (c).

Datorită forței Lorentz, proiecția parcursului liber mijlociu al purtătorilor pe direcția câmpului electric aplicat se micșorează prin curbarea traiectoriilor purtătorilor de sarcină (fig.4.9.c), rezultatul global fiind mărirea rezistivității materialului. În câmpuri magnetice intense apare un proces de saturație și rezistivitatea materialului nu se va mări pentru o mărire suplimentară a intensității câmpului magnetic.

Pentru îndeplinirea funcției de conversie magneto-electrică, este necesar ca materialele semiconductoare să poseze valori ridicate ale constantei Hall și ale densității de curent, iar câmpul Hall să nu fie influențat de factori externi, cum ar fi temperatura. Astfel de materiale sunt: InSb, InAs.

4.4.7. Funcția de conversie mecano - electrică

Interacțiunea mecano - electrică se manifestă fie sub forma unei dependențe a energiei electronilor din banda de conducție, de gradul de distorsionare a rețelei cristaline, fie sub forma unui efect piezoelectric asemănător celui întâlnit la materialele dielectrice.

Primul tip de interacțiune care apare la deformări ale rețelei cristaline de tip armonic și la frecvențe ridicate ($f \geq 100 \text{ GHz}$), generează un potențial de deformare U_d de forma:

$$U_d = \alpha_d S$$

(4.32)

unde: α_d este constanta de material, iar S reprezintă deformarea elastică.

Interacțiunea prin efect piezoelectric există atât în regim staționar cât și variabil, iar câmpul electric produs de o deformare S depinde de frecvență.

Pentru îndeplinirea funcției de conversie mecano – electrică este necesar ca materialele semiconductoare să prezinte rezistivități, mobilități ale purtătorilor și coeficienți piezoelectrice ridicați, iar constantele de atenuare ale undelor elastice de volum și de suprafață să fie reduse. Astfel de materiale sunt: CdS, CdSe, ZnO, GaAs.

4.5. Întrebări

1. Clasificați materialele semiconductoare după criteriile compoziției și tipului legăturilor atomice.

2. Stabiliți și analizați modelul teoretic al conducției electrice în materialele semiconductoare și scrieți expresiile conductibilității, utilizând constanta de timp mediată de timp de relaxare;

3. Analizați din punct de vedere al mecanicii cuantice, mecanismul de generare și recombinare a perechilor electron-gol, în materialele semiconductoare. 4. Analizați și comparați din punct de vedere al mecanicii cuantice materialele semiconductoare intrinseci și extrinseci, precum și modul de obținere, prin impurificare, a acestor materiale;

5. Exprimați apariția anizotropiei structurale a materialelor semiconductoare și modul în care energia și masa efectivă a electronului, depinde de direcția sa de deplasare.

6. Descrieți procedeele de purificare a materialelor semiconductoare.

7. Descrieți procedeele de obținere a materialelor semiconductoare monocristaline.

8. Stabiliți dependențele de frecvență ale componentelor conductibilității electrice complexe, considerând materialul semiconductor ca un material dielectric cu polarizare de deplasare și cu pierderi prin conducție și deduceți schema echivalentă a materialului semiconductor, motivând relațiile formale obținute:

9. Să se deducă schema echivalentă a unui material semiconductor, utilizând expresia densității de curent în funcție de intensitatea câmpului electric aplicat.

10. Analizați procesele de drift și de difuzie din materialele semiconductoare și stabiliți expresiile mărimilor asociate acestor procese.

11. Precizați în ce constă frânarea nucleară și cea electronică a ionilor implantați într-un material amorf;

12. Descrieți canalizarea ionilor implantați în materiale monocristaline și analizați profilul concentrației de impurități reale și ideale;

13. Stabiliți corelația dintre unghiul critic de incidență a ionilor implantați și gradul de compactitate a rețelei monocristaline;

14. Enumerați principalele materiale semiconductoare utilizate pentru fabricarea dispozitivelor semiconductoare și precizați succint dezavantajele pe care le prezintă în comparație cu nitritul de galiu;

15. Precizați avantajele pe care le prezintă nitratul de galiu pentru fabricarea dispozitivelor semiconductoare în comparație cu alte materiale semiconductoare utilizate în același scop și enumerați principalele domenii în care posibilitățile nitrului de galiu depășesc posibilitățile celorlalte materiale semiconductoare;

16. Analizați într-un mod comparativ și diferențiat, pe baza schemelor structurale, două tranzistoare cu efect de câmp realizate cu siliciu, respectiv nitrit de galiu și explicați succint prin ce diferă cele două structuri, având în vedere procesele care au loc;

17. Explicați formarea unei heterojoncțiuni la suprafața de separație dintre cristalul suport de nitrit de galiu și stratul depus de acesta, din nitrit de aluminiu-galiu și analizați formarea gazului electronic bidimensional;

18. Explicați motivul pentru care gazul electronic bidimensional se poate forma în materiale semiconductoare numai prin dopare cu impurități, excepție făcând sistemul format din nitrit de galiu-nitrit de aluminiu-galiu;

19. Comparați nitritul de galiu cu alte materiale semiconductoare, din punctul de vedere al mobilității electronilor, al câmpului de străpungere în avalanșă, al benzii interzise, al temperaturii de funcționare și al densității de putere pe milimetru de lungime a grilei;

20. Apreciați influența benzii interzise largi a nitrului de galiu asupra posibilităților de emisie și absorbție a radiației electromagnetice și comparați posibilitățile mai mari ale nitrului de galiu cu cele ale altor materiale semiconductoare;

4.6. Probleme

1. Să se explice motivul pentru care siliciul, germaniul, nitritul de galiu și diamantul au aspecte diferite deși au structuri cristaline asemănătoare. Lățimea benzii interzise pentru siliciu, este: $E_g = 1,11 \text{ eV}$; pentru germaniu: $E_g = 0,67 \text{ eV}$; pentru nitritul de galiu: $E_g = 3,49 \text{ eV}$, iar pentru diamant: $E_g = 5,4 \text{ eV}$.

Rezolvare:

Aspectul diferit se datorează diferențelor între lungimile de undă maxime absorbite de Si, Ge și diamant, a căror expresie este:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_{\min}} = \frac{hc}{E_g}, \text{ unde: } h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}, \quad c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}.$$

Pentru germaniu: $\lambda_{\max} = 1,86 \text{ }\mu\text{m}$, pentru siliciu: $\lambda_{\max} = 1,12 \text{ }\mu\text{m}$, pentru nitrit de galiu: $\lambda_{\max} = 0,36 \text{ nm}$, iar pentru diamant: $\lambda_{\max} = 0,23 \text{ }\mu\text{m}$. Ținând cont că spectrul vizibil presupune lungimi de undă cuprinse între limitele: $0,4 \text{ }\mu\text{m}$ și $0,73 \text{ }\mu\text{m}$, rezultă absorbția mai puternică a luminii incidente pe suprafața cristalelor de germaniu și siliciu, ceea ce le conferă aspectul cenușiu. Diamantul și nitritul de galiu nu absorb lumina vizibilă incidentă, care este transmisă sau reflectată de cristal.

2. Să se determine grosimea "x" a stratului de siliciu consumat prin oxidare, pentru a realiza un strat din bioxid de siliciu cu grosimea "x₀". Se

cunosc: masa atomică a siliciului: $A_{Si} = 28,09$ u.a.m., masa moleculară a bioxidului de siliciu: $A_{SiO_2} = 60,08$ u.a.m., densitățile volumetrice: $\rho_{Si} = 2,33 \text{ g/cm}^3$, $\rho_{SiO_2} = 2,27 \text{ g/cm}^3$ și numărul lui Avogadro: $N = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ molecule/mol}$.

Rezolvare:

Numărul lui Avogadro reprezintă numărul de molecule conținute într-un mol de substanță sau numărul de atomi conținuți într-un gram de substanță. O moleculă – gram sau un mol de substanță este masa de substanță exprimată în grame, egală numeric cu masa moleculară a substanței, exprimată în unități atomice de masă.

Notăm cu “S” suprafața plachetei de siliciu supusă procesului de oxidare. Numărul de atomi de siliciu este egal cu numărul de molecule de bioxid de siliciu sau:

$$S \cdot x \cdot \rho_{Si} \cdot \frac{A_{Si}}{N} = S \cdot x_0 \cdot \rho_{SiO_2} \cdot \frac{A_{SiO_2}}{N},$$

de unde rezultă $x = 0,455 x_0$.

Prin oxidare, volumul stratului din bioxid de siliciu este aproape dublu față de volumul de siliciu consumat. Acest rezultat este utilizat în tehnologia de realizare a circuitelor integrate.

3. Un monocristal de siliciu intrinsec se încălzește de la temperatura $T = 300 \text{ K}$ până la temperatura $T' = 400 \text{ K}$. Legea de variație a concentrației de sarcină intrinseci este de forma:

$$n_i = A_0 \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}},$$

unde: A_0 este o constantă, lățimea benzii interzise este $\Delta E_g = 1,11 \text{ eV}$, iar constanta lui Boltzmann are valoarea: $k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/k}$.

Să se calculeze:

a) Coeficientul de variație cu temperatura al rezistivității, la temperatura $T = 300 \text{ K}$.

b) Rezistivitatea la temperatura $T' = 400 \text{ K}$, știind că rezistivitatea la $T = 300 \text{ K}$ este $\rho_i(300 \text{ K}) = 2 \cdot 10^3 \Omega m$.

Rezolvare:

a) Rezistivitatea depinde invers proporțional de concentrația de purtători de sarcină n_i sau:

$$\rho_i = A_1 \cdot T^{-2} \cdot e^{\frac{\Delta E_g}{2kT}}$$

Coeficientul de variație cu temperatura al rezistivității este:

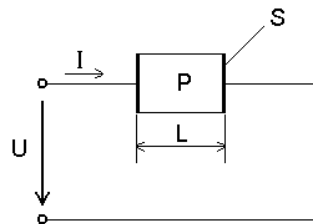
$$\alpha_\rho = \frac{1}{\rho_i} \cdot \frac{d\rho_i}{dT} = -\left(\frac{\Delta E_g}{2kT^2} + \frac{2}{T}\right) = -0,074 \text{ K}^{-1}$$

b) Raportul rezistivităților corespunzătoare celor două temperaturi este:

$$\frac{\rho_i(T^*)}{\rho_i(T)} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^2 \cdot e^{-\frac{\Delta E_g}{2k} \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T}\right)}$$

Se observă o variație extrem de pronunțată a rezistivității semiconductorului intrinsec cu temperatura, rezistivitatea la temperatura ambiantă fiind relativ ridicată. Semiconductorii extrinseci au rezistivitate mai scăzută la temperatura ambiantă, iar variația cu temperatura este mai puțin pronunțată.

4. Să se calculeze curentul care trece printr-o placă de siliciu dopat cu 10^{16} atomi de bor / cm^3 , de lungime: $L = 100 \mu\text{m}$ și secțiune: $S = 10^{-3} \text{cm}^2$, tensiunea aplicată având valoarea $U = 20 \text{V}$, la temperatura ambiantă, pentru care la conducția electrică participă doar purtătorii de sarcină majoritari și la 300°C , când la conducția electrică participă și purtătorii de sarcină minoritari. Se cunosc forma dependenței mobilității purtătorilor de sarcină de temperatura: $\mu \approx T^{-2,5}$, sarcina electronului: $e = 1,6021 \cdot 10^{-19} \text{C}$, concentrațiile purtătorilor de sarcină la temperatura ambiantă: $p = 1,002 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $n = 1,12 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ și mobilitățile purtătorilor la temperatura ambiantă: $\mu_{n,300} = 1000 \text{cm}^2 / \text{Vs}$, $\mu_{p,300} = 350 \text{cm}^2 / \text{Vs}$.



Rezolvare:

Semiconductorul extrinsec realizat prin dopare cu bor este de tip p , concentrația golurilor fiind superioară concentrației de electroni.

La temperatura ambiantă: $T = 300 \text{K}$, rezistivitatea are expresia:

$$\rho = \frac{1}{e \cdot p \cdot \mu_p} = 1,72 \Omega \cdot \text{cm},$$

iar curentul prin placă este:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U \cdot S}{\rho \cdot L} = 1,16 \text{A}$$

La temperatura: $T = 573 \text{K}$, mobilitățile purtătorilor sunt:

$$\mu_n = \mu_{n,300} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,5} = 198,34 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{S}}$$

$$\mu_p = \mu_{p,300} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-2,5} = 69,42 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{S}},$$

iar rezistivitatea plăcii semiconductoare este:

$$\rho = \frac{1}{e(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p)} = 8,707 \Omega \cdot \text{cm}$$

Curentul care va trece prin placa are valoarea:

$$I = \frac{U \cdot S}{\rho \cdot L} = 0,23A$$

Prin urmare, la o creștere pronunțată a temperaturii, curentul prin placa de semiconductor extrinsec scade de cinci ori, deci mult mai puțin comparativ cu o placă din semiconductor intrinsec unde curentul – ca și rezistivitatea, se modifică cu mai multe ordine de marime.

5. Efectul Hall apare în materialele conductoare și semiconductoare. Coeficientul Hall pentru cupru are valoarea: $R_H = 7,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/C$, iar conductivitatea este: $\sigma_n = 6,7 \cdot 10^9 \text{ S/m}$. Să se determine densitatea electronilor n și mobilitatea lor μ . Să se determine expresia coeficientului Hall pentru un semiconductor extrinsec, luând în considerare ambele tipuri de purtători de sarcină.

Rezolvare:

Câmpul Hall are expresia:

$$\vec{E}_H = -R_H \cdot \vec{J} \times \vec{B},$$

iar coeficientul Hall se poate exprima sub forma: $R_H = \mu_n / \sigma$, unde: μ_n este mobilitatea electronilor, conducția electrică în cupru fiind asigurată prin electroni. Rezultă valoarea mobilității electronilor:

$$\mu_n = \sigma \cdot R_H = 4900 \text{ cm}^2/Vs.$$

Concentrația electronilor se determină din relația:

$$R_H = \frac{\mu_n}{\sigma_n} = \frac{\mu_n}{e \cdot n \cdot \mu_n},$$

rezultând valoarea:

$$n = \frac{1}{R_H \cdot e} = 8,57 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}.$$

Pentru un semiconductor extrinsec, conducția electrică este asigurată de ambele tipuri de purtători de sarcină, a căror participare la conducția electrică se exprimă prin raportul: $\frac{\sigma_{n,p}}{\sigma}$. Coeficientul Hall are expresia:

$$R_H = \frac{\mu_n}{\sigma} \cdot \frac{\sigma_n}{\sigma} + \frac{\mu_p}{\sigma} \cdot \frac{\sigma_p}{\sigma} = \frac{1}{e} \cdot \frac{b^2 \cdot n - p}{(b \cdot n + p)^2},$$

unde : $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$.

6. Să se reprezinte diagrama benzilor energetice pentru siliciu dopat cu: $N_A = 10^{16}$ atomi de bor/cm³. Să se poziționeze nivelul Fermi intrinsec și nivelul Fermi. Folosind nivelul Fermi ca nivel de referință, să se indice energiile electronului și densitatea golurilor pentru temperaturile: -78 °C; 27 °C; 300 °C. Pentru temperatura ambiantă (27 °C), se cunosc: $\Delta E_g = 1,11 \text{ eV}$; $k = 8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV/K}$; $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Rezolvare:

Notam cu N_C , N_V concentrația purtătorilor de sarcini in banda de conducție, respectiv de valență. Expresile concentrațiilor purtătorilor de sarcină sunt:

$$n = N_C \cdot e^{-\frac{(E_C - E_F)}{kT}},$$

$$p = N_V \cdot e^{-\frac{(E_F - E_V)}{kT}}$$

unde funcția exponențială reprezintă probabilitatea ocupării de către un electron a unei stări energetice localizate la marginea benzii de conducție, respectiv de valență, pentru care corespund energiile E_C , respectiv E_V .

Pentru un semiconductor intrinsec, relațiile devin:

$$n = n_i \cdot e^{-\frac{(E_F - E_i)}{kT}},$$

$$p = n_i \cdot e^{-\frac{(E_i - E_F)}{kT}}$$

Și întrucât $n = p = n_i$, rezultă:

$$E_i = \frac{1}{2}(E_C + E_V) + \frac{1}{2}kT \cdot \ln \frac{N_V}{N_C}$$

Este de remarcat că N_C și N_V depind de temperatură în același mod: $N_C \sim T^{3/2}$, $N_V \sim T^{3/2}$, iar raportul lor rămâne constant.

Pentru semiconductorul intrinsec, nivelul Fermi este plasat la mijlocul benzii interzise la $T = 0$ K.

Admițând ipoteza ionizării complete a impurităților, concentrația de goluri la echilibru, are expresia:

$$p = \frac{1}{2} \left[N_A + \sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} \right]$$

Densitatea purtătorilor de sarcini din semiconductorul intrinsec, depinde de temperatură și de lățimea benzii interzise, presupusă independentă de temperatură, conform relației:

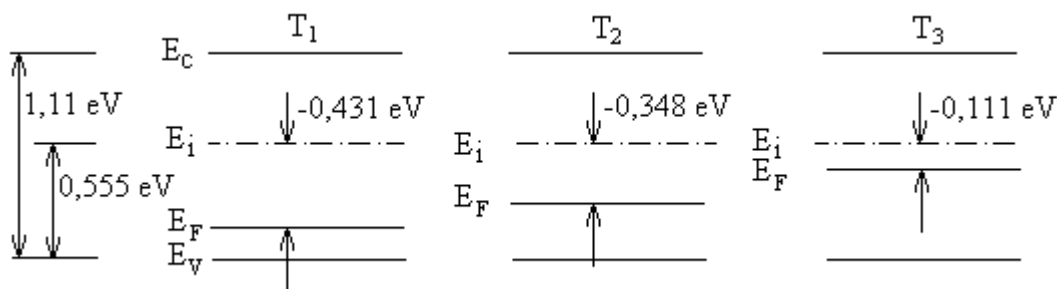
$$n_i \approx T_1^{1,5} \cdot e^{-\frac{\Delta E_g}{kT}},$$

sau:

$$n_{i,T} = n_{i,300} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{1,5} \cdot e^{-\frac{\Delta E_g}{kT} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{300} \right)}$$

Pozițiile nivelului Fermi și valorile concentrațiilor purtătorilor de sarcină sunt reprezentate în diagrame și înscrise în tabel:

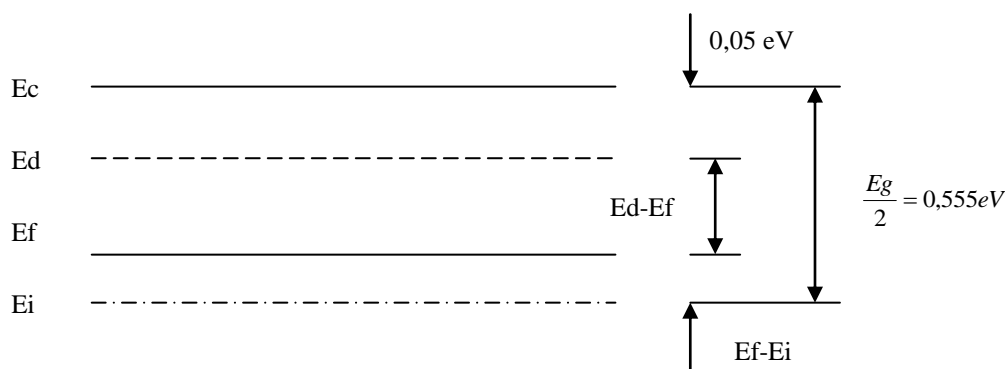
	n_i [cm^{-3}]	p [cm^{-3}]	$E_i - E_F$ [eV]
$T_1 = 195$ K	$7,28 \cdot 10^4$	$\cong 10^{16}$	0,431
$T_2 = 300$ K	$1,45 \cdot 10^{10}$	$\cong 10^{16}$	0,348
$T_3 = 573$ K	$1,06 \cdot 10^{15}$	$1,002 \cdot 10^{16}$	0,111



Cu creșterea temperaturii semiconductorul extrinsec se comportă ca un semiconductor intrinsec, nivelul Fermi apropiindu-se de nivelul Fermi intrinsec. Temperatura are un efect puternic asupra purtătorilor de sarcină intrinseci – generați termic și nu afectează prea mult concentrația purtătorilor de sarcină majoritari.

7. Să se calculeze Nivelul Fermi pentru siliciu dopat cu $10^6, 10^{18}, 10^{19}$ atomi donori/cm² la temperatura camerei, presupunând ionizarea completă. Cu valorile obținute, să se verifice dacă ipoteza ionizării complete este justificată. Se considera nivelul donor plasat față de marginea benzii de conducție, la 0,05 eV.

Se cunoaște concentrația de impurități a siliciului intrinsec: $n_i = 1,45 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, precum și lățimea benzii interzise: $\Delta E_g = 1,11 \text{ eV}$.



Rezolvare:

Presupunând completa ionizare a impurităților, sau $n = N_D$, poziția nivelului Fermi E_F față de nivelul Fermi intrinsec E_i corespunde temperaturii absolute $T_0 = 0K$, pentru fiecare caz, este:

- (a) $E_F - E_i = k \cdot T \cdot \ln \frac{n_1}{n_i} = 0,348 \text{ eV}$;
- (b) $E_F - E_i = 0,467 \text{ eV}$;
- (c) $E_F - E_i = 0,527 \text{ eV}$;

Impuritățile sunt ionizate atunci când nivelul donor nu este ocupat cu electroni. Probabilitatea de ocupare a nivelului donor, conform statisticii Fermi – Dirac, este:

$$f(E_D) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_D - E_F}{kt}}} = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_g/2 - (E_C - E_D) - (E_F - E_i)}{kt}}}$$

iar probabilitatea ca nivelul donor să nu fie ocupat de un electron, este: $1 - f(E_D)$ și se calculează pentru fiecare caz în parte:

- (a) $1 - f(E_D) = 99,7\%$
- (b) $1 - f(E_D) = 81,26\%$
- (c) $1 - f(E_D) = 30,00\%$

Prin urmare, ipoteza ionizării complete a impurităților donoare este valabilă în primele două cazuri. Pentru nivelele ridicate de dopare, această ipoteză nu mai este conformă cu realitatea fizică. De altfel, la concentrații mari semiconductorul este degenerat și nu mai este valabilă relația $n_p = n_i^2$.

4.7. Anexe

Rezistența de pătrat

Rezistența de pătrat R reprezintă rezistența unui strat cu grosimea "g" de formă pătrată și se măsoară în ohm/p. (fig.A.9.). Rezistența pe pătrat se poate exprima în funcție de rezistivitatea materialului. Pentru un semiconductor de tip n, rezistența pe pătrat are expresia:

$$R = \frac{1}{e\mu_n N_D g} = \frac{1}{e\mu_n n g} = \frac{1}{\sigma_n g} = \frac{\rho_n}{g} \quad \text{unde: } e$$

și μ_n sunt sarcina și mobilitatea electronului, $N_D = n$ este concentrația atomilor donori sau electronilor. Rezistența stratului are forma:

$$R = \frac{L}{I} R$$

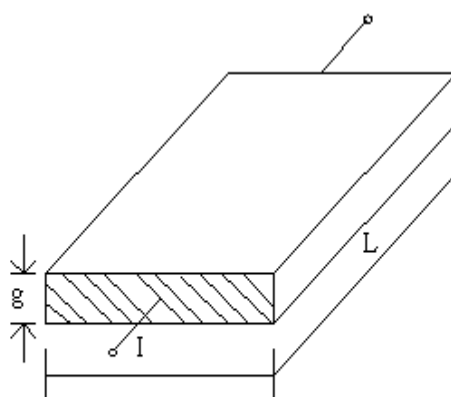


Fig.A.9. Strat semiconductor de tip "n" pentru exemplificarea modului de calcul al rezistenței utilizând rezistența pe pătrat