

CUPRINS

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

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

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

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Tranzistorul cu efect de câmp (TEC) este un *tranzistor unipolar* pentru că asigură *conducția electrică de un canal semiconductor cu un singur tip de purtători de sarcină*: electroni sau goluri. Se numesc “cu efect de câmp” deoarece intensitatea curentului între două terminale este controlată de potențialul câmpului electric generat de un al treilea terminal. De aceea TEC este un *element activ comandat în tensiune*. Există mai multe tipuri de tranzistori cu efect de câmp (fig. 6.1).

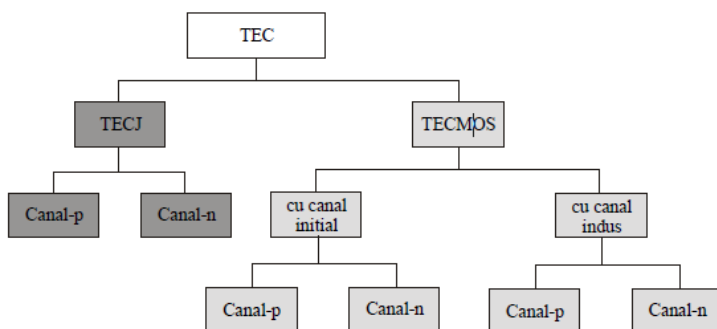


Figura 6.1. Clasificarea tranzistoarelor cu efect de câmp

După modul de realizare a canalului în volum sau la suprafață, TEC se clasifică în două categorii:

- ✓ *cu grilă joncțiune, sau cu poartă joncțiune (TECJ, JFET-eng.)*, la care poarta și bara semiconductoră formează o joncțiune p-n. În regim normal de funcționare, joncțiunea este polarizată invers. Acest tip de tranzistori a fost propus de Shockley în 1953;
- ✓ *cu grilă izolată (TEC MIS, IGFET – eng.)* la care poarta este izolată de bara semiconductoră printr-un material izolant foarte subțire. Dacă materialul izolant este compus din oxizi, denumirea este TEC MOS (MOS FET – eng.).

Alt tip de TEC numit TSS (tranzistori cu straturi subțiri, TFT – eng.) a fost propus de Weimer în 1961. Structural este analogic TEC MOS-ului, dar realizat sub forma de filme semiconductoră depuse pe suporturi izolatoare.

Ambele categorii enunțate în figura 6.1 pot fi cu *canal de tip n* sau de *tip p*. Dispozitivele TEC MOS pot fi la rândul său cu *canal inițial* sau cu *canal indus*.

6.1. TRANZISTOARE UNIPOLARE CU POARTA JONȚIUNE

TEC este un dispozitiv electronic cu 3 terminale (unele au 4 terminale) care se numesc *drenă*, *sursă*, *grilă* /*poartă*, (terminalul *substrat* – pentru TEC cu 4 terminale):

- ✓ sursa, ca și emitorul în TB are rolul de a furniza purtătorii de sarcină cu care funcționează tranzistorul;
- ✓ drena, ca și colectorul în TB are rolul de a colecta purtătorii de sarcină furnizați de sursă;
- ✓ poarta (grila), ca și baza în TB are rolul de a introduce semnalul de comandă în TEC și implicit, de a controla colectarea purtătorilor de sarcină de către drenă, deci controlarea curentului drenei;
- ✓ Substratul de tip *p* (baza, suportul) constituie de asemenea o poartă notată deseori cu G_2 (al 4-lea contact) și în multe designuri se alimentează comun.

Sursa și drena sunt conectate la capetele canalului (fig. 6.2-a). Sursa furnizează purtătorii de sarcină, iar drena colectează purtătorii de sarcină. Curentul care circulă între sursă și drenă se numește curent de drenă (I_D).

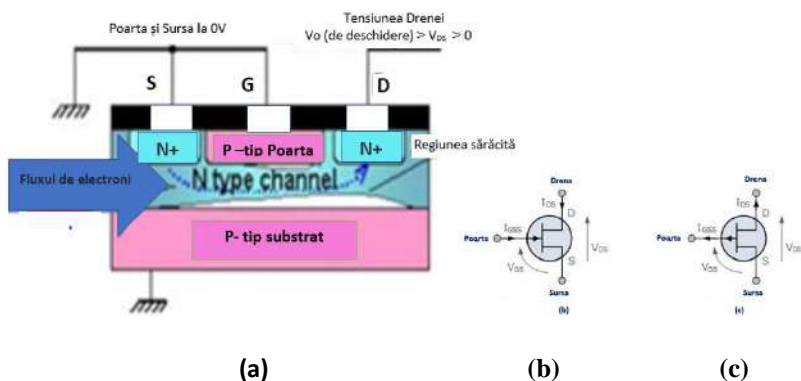


Figura 6.2. (a) Secțiunea transversală a TECJ, simbolul: (b) n-TECJ și (c) p-TECJ

Regiunile de tip *p* sunt puternic dopate în raport cu regiunile *n*, astfel între poartă (porți) se constituie o *p-n* joncțiune de tipul *p+n*. Ca și alte dispozitive cu trei terminale TEC pot funcționa în trei conexiuni: sursă comună, poartă comună și drenă comună. Cea mai utilizată fiind cu sursa comună.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

TECJ au canalul conductor (cu o lungime de 1-2 mărimi de ordine mai mare decât grosimea sa) delimitat în volumul semiconductorului cu ajutorul a două joncțiuni p-n, polarizate invers.

Canalul semiconductor *TECJ*, existent între drenă și sursă, este nu altceva decât o cale rezistivă prin care o tensiune aplicată V_{DS} determină o circulație de curent I_D . Astfel; *TECJ* poate conduce curent la fel de bine în ambele direcții. Deoarece canalul este rezistiv, un gradient de tensiune este astfel format în lungul canalului (din cauza căderii de tensiune de-a lungul acestui canal), această tensiune devenind mai puțin pozitivă pe măsură ce trecem de la drenă spre sursă. Rezultatul este că joncțiunea *p-n* are, prin urmare, o polarizare inversă ridicată la drenă și o polarizare inversă mai mică la sursă. Această polarizare determină formarea unui "strat de epuizare" în interiorul canalului a cărui lățime crește cu polarizarea.

Amplitudinea curentului care circulă prin canal între drenă și sursă este controlată de o tensiune aplicată la poarta, care este polarizată invers. Într-un *n-TECJ* această tensiune de poartă este negativă, în timp ce pentru *p-TECJ*, tensiunea de poartă este pozitivă. Diferența principală dintre dispozitivele *TECJ* și *TB* este că atunci când joncțiunea *TECJ* este polarizată invers, curentul de poartă este practic zero, în timp ce curentul de bază al *TB* are întotdeauna o valoare mai mare ca zero.

Polarizarea n-TECJ. Secțiunea transversală (fig. 6.3) prezintă un canal din *n*-semiconductor înconjurat cu o regiune de *p*-tip numită poartă, difuzată în canalul *n*-tip, care formează o joncțiune *p-n* polarizată invers care în final formează regiunea de epuizare din jurul regiunii porții când nu se aplică tensiuni externe. *TECJ*-urile sunt, prin urmare, cunoscute ca dispozitive cu mod de epuizare.

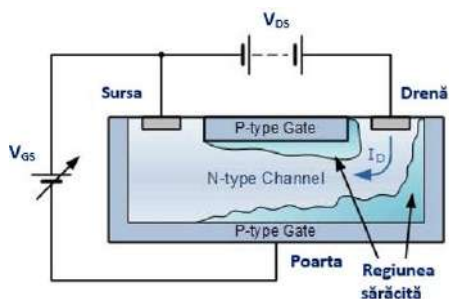


Figura 6.3. Secțiunea transversală a *n-TECJ* la tensiuni ale $V_{DS} < U_{th}$

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Această regiune de epuizare cauzează un gradient de potențial care are o grosime variabilă în jurul joncțiunii $p-n$ și limitează curgerea curentului prin canal prin reducerea lățimii sale efective și astfel crescând rezistența globală a canalului însuși.

În acest caz, observăm (fig. 6.4), că porțiunea cea mai epuizată a regiunii de epuizare se află între poartă și drenă, în timp ce regiunea cea mai puțin epuizată se află între poartă și sursă. Deci, canalul TECJ-ului conduce cu tensiune de polarizare aplicată zero (deci, regiunea de epuizare are aproape lățimea zero).

Dacă nu există o tensiune externă aplicată porții ($V_G = 0$) și o mică tensiune (V_{DS}) este aplicată între drenă și sursă, curentul de saturație maxim (I_{DSS}) va curge prin canal de la drenă către Sursă limitat numai de zonă mică de epuizare din jurul joncțiunilor.

În cazul, în care o mică tensiune negativă ($-V_{GS}$) este aplicată la poartă, dimensiunea regiunii de epuizare începe să crească, reducând zona efectivă totală a canalului. Atunci se reduce curentul prin canal, prin efectului de "strangulare" care are loc. Astfel, prin aplicarea unei tensiuni de polarizare inversă crește lățimea regiunii de epuizare, care, la rândul ei, reduce conducția canalului.

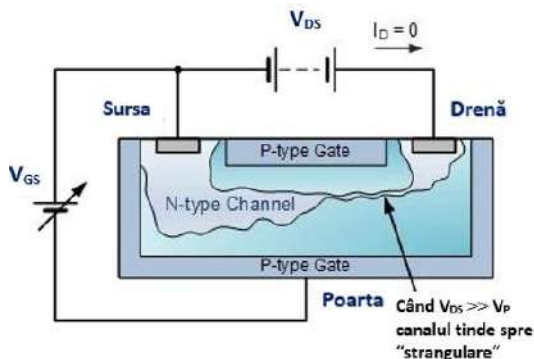


Figura 6.4. Secțiunea transversală a TECJ: apropierea tensiunii de blocare

Deoarece joncțiunea $p-n$ este polarizată invers, un mic curent va curge în conexiunea porții. Pe măsură ce tensiunea de poartă ($-V_{GS}$) devine mai negativă, lățimea canalului scade până când nu mai curge curent între drenă și sursă, iar JFET este "blocat" (similar cu regiunea *cut-off* pentru un TB). Tensiunea la care canalul se închide este denumită "tensiune de blocare" (V_P -*pinch-off voltage*) (fig. 6.4, regiunea mărită în fig. 6.5).

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Observăm, că creșterea în continuare a tensiunii aplicate între drenă-sursă (V_{DS}) pentru aceleași valori ale V_{GS} conduce la continuarea micșorării lungimii efective a canalului cu careva Δ . Ca urmare vor varia și lățimile regiunilor de trecere de-a lungul canalului, fiind mai mari în apropierea drenei (deoarece canalul este mai pozitiv), și mai înguste în regiunea sursei (canalul este mai negativ).

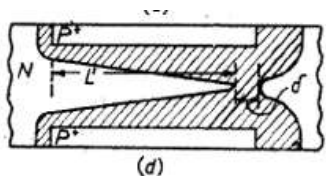


Figura 6.5. Efectul "strangulării" în TECJ. $V_{GS} = -2V$; V_{DS} – variabil

În caz de aplicare a $V_{DS} > V_{DS0}$ punctul de strangulare se deplasează spre sursă, cauzând scurtarea canalului cu careva valoare Δ (fig. 6.5), lungimea lui devenind

$$L^1 = L - \Delta, \quad (6.1)$$

unde Δ - lungimea porțiunii strangulate în care se extinde regiunea sarcinii spațiale între canal și regiunea n neutră de lângă drenă.

În realitate, la strangularea canalului curentul I_D nu devine nul, dar atinge o valoare practic constantă de I_{DS0} (experimental se observă chiar o ușoară creștere a I_D cu creșterea U_D).

Blocarea canalului TECJ. În această regiune de blocare tensiunea porții V_{GS} controlează curentul canalului și V_{DS} are un efect redus sau de loc.

Din cele expuse, rezultă, că TECJ-ui acționează mai mult ca un rezistor controlat de tensiune (fig. 6.6), care are rezistență zero pentru $V_{GS} = 0$ și rezistența maximă "ON" (RDS) când tensiunea porții este foarte negativă. În condiții normale de funcționare, Poarta TECJ-ului este mereu sub potențial negativ în raport cu sursa.

Este esențial ca tensiunea porții să nu fie niciodată pozitivă, în caz contrar tot curentul din canal va curge spre poartă și nu spre sursă, rezultatul fiind deteriorarea TECJ-ului.

p-n-TECJ-ul funcționează exact la fel ca și *n-TECJ*-ul explicat mai sus, cu următoarele excepții:

- 1). Curentul canalului este pozitiv datorită golurilor.
- 2). Polaritatea tensiunii de polarizare este inversată.

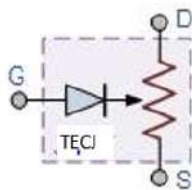


Figura 6.6. Schema echivalentă a unui TECJ

Caracteristicile statice. Caracteristicile statice ale TECJ reprezintă modul de variație a curentului de drenă I_D în funcție de tensiunile drenă-sursă U_{DS} și grilă-sursă U_{GS} . Cele mai utilizate caracteristici statice sunt caracteristicile de ieșire $I_D = f(U_{DS})$ pentru $U_{GS} = \text{const}$ și caracteristicile de transfer $I_D = f(U_{GS})$ pentru $U_{DS} = \text{const}$.

Caracteristicile de ieșire ale unui n-TECJ cu poarta scurtcircuitată la sursă sunt date de: *curbele caracteristicile de ieșire V-I ale jonțiunii TECJ* (fig. 6.7).

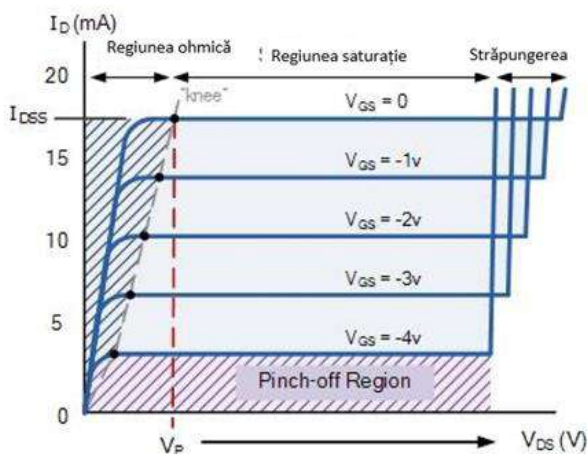


Figura 6.7. Caracteristicile de ieșire ale TECJ (cu baza scurtă) cu sursa comună

Tensiunea V_{GS} aplicată la poartă controlează curentul dintre drenă și sursă. Tensiunea V_{GS} se referă la tensiunea aplicată între poartă și sursă în timp ce V_{DS} se referă la tensiunea aplicată între drenă și sursă. Deoarece

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

TECJ-ul este un dispozitiv controlat de tensiune, "curent în poartă NU curge!" Atunci curentul de sursă care iese din dispozitiv este egal cu curentul de drenă care curge în el și deci $I_D = I_S$.

Exemplul curbelor caracteristice de ieșire din figura 6.7, prezintă cele patru regiuni de funcționare pentru un TECJ și acestea sunt reprezentate de:

- ✓ *Regiunea ohmică* - pentru $V_{GS}=0$ stratul de epuizare al canalului este foarte mic și TECJ-ul acționează ca un rezistor controlat de tensiune.
- ✓ *Regiunea de tăiere* (blocare) - când tensiunea porții V_{GS} este suficientă pentru a determina TECJ-ul să acționeze ca un circuit deschis, deoarece rezistența canalului este maximă.
- ✓ *Regiunea activă* (de saturație) – când TECJ-ul devine un bun conductor și este controlat de tensiunea poartă-sursă, (V_{GS}), în timp ce tensiunea drenă-sursă (V_{DS}) are un efect redus sau de loc.
- ✓ *Regiunea de străpungere* - când tensiunea între drenă și sursă (V_{DS}) este suficient de mare pentru a străpunge canalul rezistiv al TECJ-ului și să treacă curentul maxim necontrolat.

Se poate nota asemănarea caracteristicilor statice de ieșire ale TECJ cu cele ale TB, cu obiecția, că aici factorul de comandă nu mai este un curent ci o tensiune. Porțiunea din caracteristica statică unde curentul de drenă atinge un palier se numește „zonă de saturație”, iar porțiunea corespunzătoare valorilor reduse ale U_{DS} se numește „regiunea ohmică / regiunea nesaturată” (fig. 6.7).

Dacă se majorează mult valoarea tensiunii U_{DS} atunci TECJ se poate străpunge. Valoarea maximală a curentului de drenă, obținută cu tensiunea $U_{GS} = 0$, se notează I_{DSS} și este de obicei de ordinul a câțiva miliamperi. În notarea curentului de drenă I_{DSS} semnificația simbolurilor utilizate este următoarea: primul S corespunde la „sursă comună”, iar cel de-al doilea S corespunde la „scurt circuit” deoarece se scurtcircuitază grila prin legarea ei la sursă. Tensiunea de prag U_P și curentul I_{DSS} sunt cei doi parametri caracteristici ai TECJ.

În zona de saturație, curentul de drenă este dat de relația:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{U_{GS}}{U_P} \right)^2 \quad (6.2)$$

Atenție: valoarea curentului de drenă va fi între zero (blocat) și I_{DSS} (curent maxim). Cunoscând curentul de drenă I_D și tensiunea drenă-sursă, rezistența canalului se calculează ca:

$$R_{DS} = \Delta V_{DS} / \Delta I_D = g_m^{-1} \quad (6.3)$$

În care g_m este câștigul în transconducță deoarece TECJ este un dispozitiv controlat de tensiune, și reprezintă rata de schimbare a curentului de drenă în raport cu variația tensiunii poartă-sursă.

Caracteristica de transfer a unui TECJ, similar caracteristicii de transfer a unui TB se poate de obținut din caracteristica de ieșire (fig. 6.8).

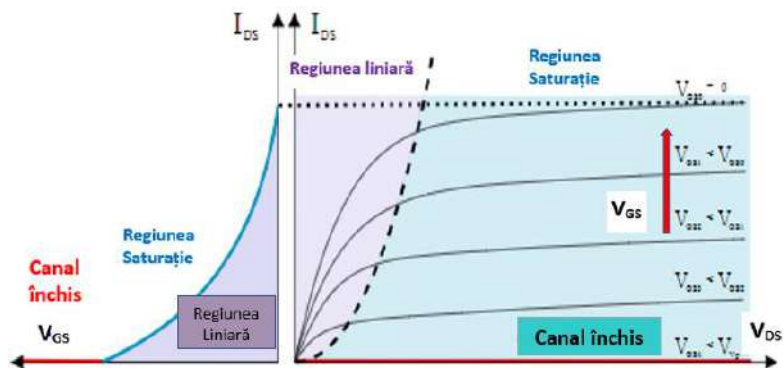


Figura 6.8. Caracteristica de transfer și de ieșire a TECJ

Caracteristicile TECJ cu canal p. Curbele caracteristice pentru un p-TECJ sunt aceleași ca cele pentru n-TECJ, cu excepția curentului de drenă I_D care scade cu creșterea tensiunii poartă-sursă pozitive, V_{GS} . Pentru TECJ cu canal p tensiunile de polarizare și curentul de drenă sunt inversate în raport cu cele pentru TECJ cu canal n.

În p-TECJ aplicăm potențial negativ la drenă. Dacă realizăm legarea la pământ atât a sursei, cât și a porții și creștem potențialul negativ al drenei de la zero, vom obține aceeași curbă ca în cazul n-TECJ. Inițial curentul drenei care curge de la sursă la drenă datorită driftului golurilor în aceeași direcție, se mărește liniar cu creșterea tensiunii negative aplicate drenei (fig. 6.9).

Întrucât potențialul negativ al canalului este mai mult orientat spre terminalul drenei, deci polarizarea inversă a joncțiunii este mai aproape de drenă. Acest lucru provoacă un strat de epuizare mai gros spre drenă. La fel ca și cazul anterior, trecerea de la regiunea ohmică (*pinch off*) se produce după anumite valori ale tensiunii negative ale drenei și curba devine orizontală. Dacă continuăm creșterea tensiunii drenei, după o anumită tensiune negativă a drenei, regiunea de epuizare trece la faza străpungerii prin avalanșă, iar canalul devine liber de orice alte obstacole, și curentul drenei crește brusc la o valori foarte mari. Prin urmare, curba va avea o regiune

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

liniară la început, o regiune activă în regiunea de mijloc și de strâpungere la sfârșit.

Dacă aplicăm diferite tensiuni pozitive la terminalul Porții, polarizarea inversă a joncțiunii devine mai rapidă și, ca urmare, curba caracteristicii de ieșire se deplasează în jos (fig. 6.9).

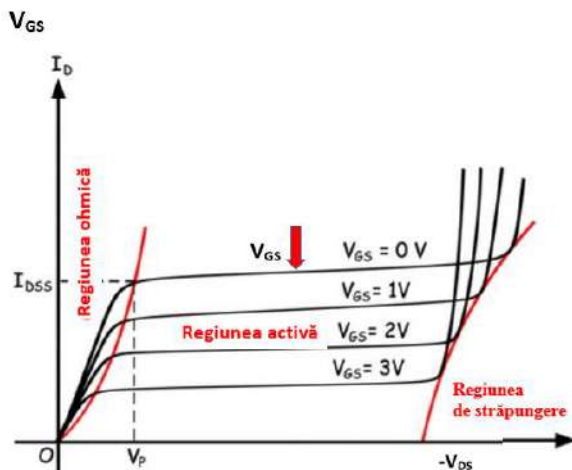


Figura 6.9. Caracteristicile de ieșire ale p-TECJ

Caracteristicile de transfer ale p-TECJ se obțin prin I_D funcție de V_{GS} (fig. 6.10) și este oglinda caracteristicii de transfer pentru n-TECJ.

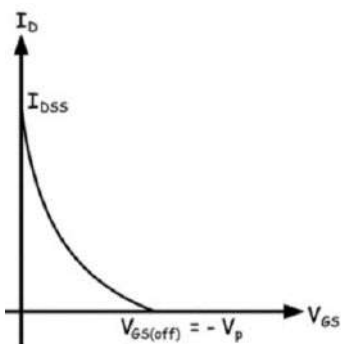


Figura 6.10. Caracteristica de transfer a p-TECJ

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Ca și TB, TECJ–ul este un dispozitiv cu trei terminale capabil de trei moduri de funcționare și poate fi conectat într-un circuit într-una din următoarele configurații cu sursa comună, cu drena comună și cu poarta comună.

Se poate face o analogie cu conexiunile fundamentale ale tranzistorului bipolar joncțional după cum se observă din figura 6.11.

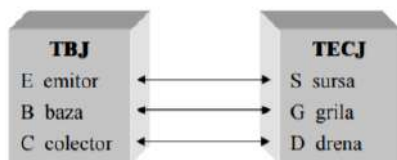


Figura 6.11. Analogia configurației conexiunii TB și TECJ

Configurația sursă comună. În configurația *sursă-comună* (similară TB cu emitorul comun), în care intrarea este aplicată Porții, iar ieșirea este preluată din drenă (fig. 6.12, a). Acesta este modul cel mai frecvent de funcționare a TECJ datorită impedanței sale mari de intrare și amplificării de tensiune bună.

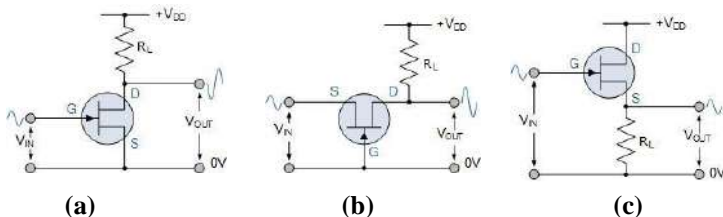


Figura 6.12. n-TECJ în configurație cu sursa (a), poarta (b) și drena (c) comună

Modul conexiunii cu sursă comună de conectare al TECJ este folosit, în general, în amplificatoare de frecvență audio și în preamplificatoare și etaje cu impedanță de intrare mare. Fiind un circuit de amplificare, semnalul de ieșire este "defazat" cu 180° de semnalul de intrare.

Configurația poartă comună. În configurația TECJ cu poartă-comună (similară cu TB cu baza comună), intrarea este aplicată sursei și ieșirea este preluată din drenă cu poarta conectată direct la masă (0V) (fig. 6.12, b). Caracteristica de impedanță ridicată de intrare a conexiunii anterioare este pierdută în această configurație, deoarece poarta comună are o impedanță redusă de intrare, dar o impedanță de ieșire mare.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Acest tip de configurație TECJ poate fi utilizat în circuite de înaltă frecvență sau în circuite de adaptare (de tampon) a impedanței unde o impedanță de intrare scăzută trebuie să fie adaptată la o impedanță de ieșire mare. Semnalul la ieșire este "în fază" cu semnalul la intrare.

Configurația drenă comună. În configurația TECJ-ului cu drenă comună (similară cu TB cu colector comun), intrarea este aplicată porții, iar ieșirea este preluată de la sursă (fig. 6.12, c).

Configurația drenă-comună sau "repetor pe sursă" are o impedanță de intrare înaltă și o impedanță de ieșire mică cu un câștig în tensiune aproape de unitate, deci este folosită în amplificatoarele tampon. Câștigul în tensiune al configurației repetorului pe sursă este mai mic decât unitatea, iar semnalul de ieșire este "în fază", 0° cu semnalul de intrare.

Deși există o tensiune de polarizare V_{DD} aplicată drenei (fig. 6.12,c), conexiunea este totuși numită cu drenă comună, deoarece nu există careva semnal disponibil de la drenă.

6.2. TEC MOS CU CANAL INDUS

Aceste tipuri de tranzistoare cu efect de câmp se deosebesc de TECJ, că poarta (grila) este izolată electric de canalul principal al curentului printr-un strat izolator foarte subțire, în cazul nostru din oxid. Caracteristica cea mai importantă a TEC MOS (eng.: MOSFET or IGFET) este valoarea extrem de înaltă (până la 10^{15} Ohm) a impedanței de intrare (e.g. la TECJ – 10^{10} Ohm).

Deoarece terminalul poarta este izolat electric de canalul de transport principal al curentului dintre drenă și sursă "nici-un curent nu curge în poartă" și la fel ca TECJ, TEC MOS-ul acționează ca un rezistor controlat de tensiune, unde curentul care curge prin canalul principal între drenă și sursa este proporțional cu tensiunea de intrare. Ca și JFET, rezistența de intrare a TEC MOS, foarte mare, poate cu ușurință să acumuleze cantități mari de sarcină statică, rezultând că TEC MOS poate fi ușor deteriorat dacă nu este gestionat atent sau protejat.

După modul de formare a canalului conductor între sursă și drenă clasificăm TEC MOS în:

-TEC MOS cu canal indus (cu strat de inversiune, îmbogățit) (E-MOSFET: NMOS și PMOS – eng.);

-TEC MOS cu canal inițial (cu strat sărăcit) (D-MOSFET – eng.).

Simbolurile și construcția tipurilor TECMOS sunt reprezentate în figura 6.13.

TEC MOS cu canal indus. Pentru a vedea cum funcționează astfel de tranzistoare vom analiza un tranzistor cu canal indus n-tip. Structura

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

dispozitivului este dată în figura 6.14. Pe un strat de p-Si cu concentrație mică a impurităților se realizează e.g. prin difuzie două regiuni tip $n+$ puternic dopate, care vor deveni sursa și drena TEC MOS. Între sursă - substrat și drenă- substrat se formează $p-n+$ joncțiuni puternic asimetrice.

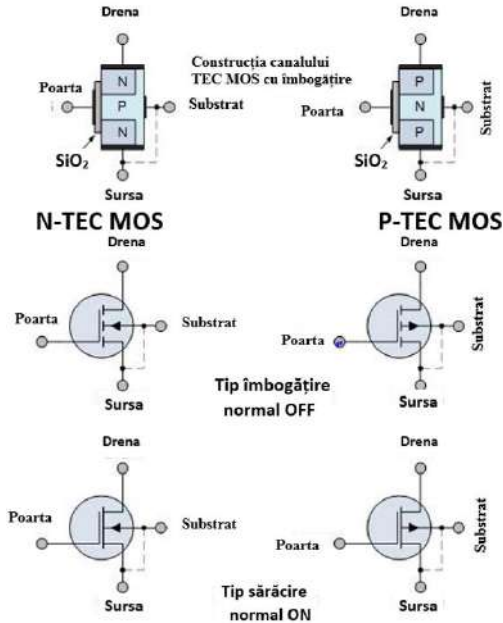


Figura 6.13. Cele patru simboluri TEC MOS cu indicarea al patrulea terminal suplimentar (substratul)

Ulterior pe suprafața semiconductorului se depune un strat izolator din SiO₂ de o grosime foarte mică de cca 50-100 Å, iar poarta se realizează prin depunerea unui strat metalic (e.g. Al) pe stratul de oxid (fig. 6.14). Substratul p , numit bază, este asigurat prin proces tehnologic cu un contact ohmic conectarea eventuală la o sursă de tensiune de curent continuu.

Presupunem, că terminalul substratului (baza) se conectează la terminalul sursei ca să aibă același potențial (fig. 6.15).

Admitem că stratul izolator este ideal. Când poarta nu este polarizată, între sursă și drenă nu există curent (în realitate există un curent rezidual insignifiant, de ordinul zecilor de μA). La aplicarea pe poartă a unui potențial pozitiv față de sursă, gurile majoritare *din substrat* sunt respinse

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Înspre zona mediană a acestuia și între sursă și drenă se naște un câmp electric în izolator și în substratul subțire al semiconductorului limitrof stratului izolator, formând un canal îngust cu purtători minoritari de tip n (fig. 6.15).

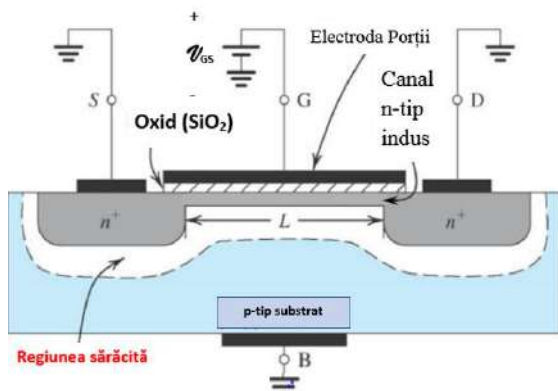


Figura 6.14. Secțiunea TEC MOS cu canal indus

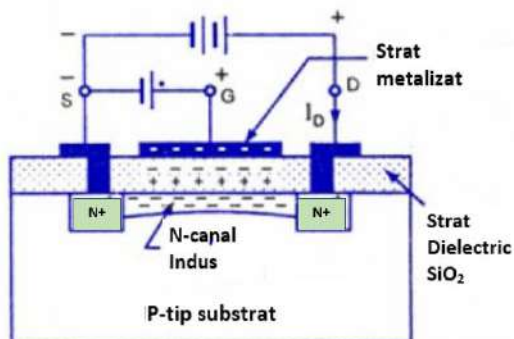


Figura 6.15. Inducerea canalului format din sarcini negative

Câmpul electric acționează între stratul de sarcini pozitive de pe poartă și un strat de sarcini negative din semiconductor, care este format din ioni negativi acceptori și electroni minoritari. Acest canal, la tensiuni mici de pozitivare a porții este tot izolator și curentul de drenă va fi nul, indiferent de potențialul ei față de sursă.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Cu creșterea tensiunii pozitive $U_G > U_T$, (tensiunea de deschidere-*threshold voltage*), canalul se va îmbogăți cu purtători minoritari (electroni), care vor deveni dominanți, în timp ce concentrația ionilor pozitivi acceptori va rămâne const, egală cu concentrația de dopare inițială.

Acest strat format cu purtători de sarcină minoritari se numește *strat de inversiune* (*strat îmbogățit* cu purtători cu sarcina opusă), sau *canal indus de tip n*. Astfel canalul devine o cale pentru curentul între sursă și drenă I_{SD} . Totodată golurile sunt îndepărtate din stratul de suprafață în volumul semiconductorului. Grosimea (adâncimea) Z canalului indus este mult mai mare ca lungimea L lui: $Z \gg L$, și depășește de mărimi de trei mărimi de ordine grosimea stratului de SiO_2 (fig. 6.16).

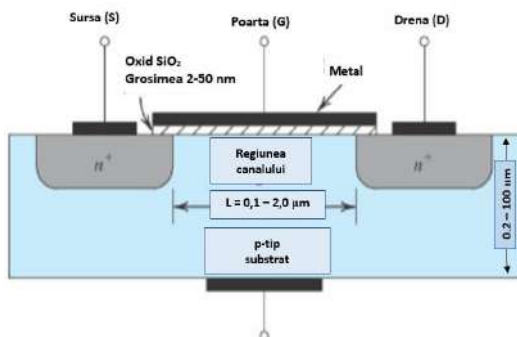


Figura 6.16. Dimensiunile structurii TEC MOS cu canal indus n ; $L = 0,1 - 2 \mu m$, $W = 0,2 - 100 \mu m$, $T_{ox} = 2 - 50 nm$

Caracteristicile de transfer $I_D = I_D(U_{GS})$ pentru $V_{DS} = \text{const}$ și de ieșire $I_D = I_D(U_{DS})$ pentru $U_{GS} = \text{const}$. sunt reprezentate în figura 6.17 (a, b) respectiv.

Tranzistoarele TEC MOS cu canal indus n operează numai la aplicarea potențialului pozitiv la drenă. El nu conduce în cazul $V_{GS} = 0$. Astfel este numit încă *off-TEC MOS*. Curentul drenei în aceste tranzistoare va curge numai în condiția $V_{GS} > V_{GST}$, deci a potențialului aplicat între poartă și sursă mai mare ca potențialul de deschidere (V_T).

Curentul drenei în caz de semnal mic ($V_{GS} > V_T$, dar $V_{DS} = \text{valoare mică}$). Aducem aminte, că concentrația acceptorilor în straturile n este foarte mică comparativ cu concentrația golurilor în stratul $p+$ ($n_s \gg p_p$), de aici, stratul de inversie (canalul) se formează deja pentru tensiuni U_G relativ mici (sutimi de volți).

Mai mult ca atât, în stratul izolator SiO_2 deja tehnologic se formează o sarcină inițială pozitivă cu densitatea Q_{ss} . Astfel, chiar la $V_G = 0$ există un

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

canal indus prin care poate circula un curent de la sursă spre drenă. De aceea, pentru înlăturarea acestui curent este necesar de aplicat o tensiune V_G negativă, numită tot tensiune de prag V_P .

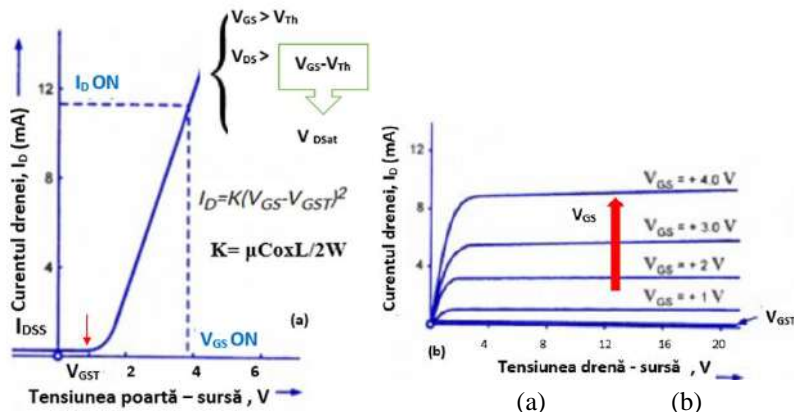


Figura 6.17. Caracteristicile de transfer (a), de ieșire (b)

Lățimea canalului indus este (ideal) *uniformă* pe toată lungimea și acționează ca o rezistență. Conductivitatea canalului indus este direct proporțională tensiunii efective, cu alte cuvinte excesului tensiunii la poartă ($V_{GS} - V_t$) aplicate. Curentul dreniei, la rândul său, este proporțional $i_d \approx (V_{GS} - V_t)$ și $\approx V_{DS}$. Caracteristica $I_D = f(V_{DS})$ pentru $V_{GS} = \text{const.}$ (fig. 6.18).

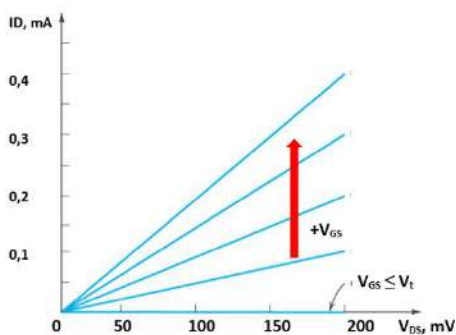


Figura 6.18. Curentul dreniei la tensiuni joase aplicate V_{DS}

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Cu creșterea valorii tensiunii aplicate V_{DS} configurația canalului de conducție se modifică (fig. 6.19) devenind mai lată lângă sursă, iar rezistența canalului va crește cu tensiunea V_{DS} .

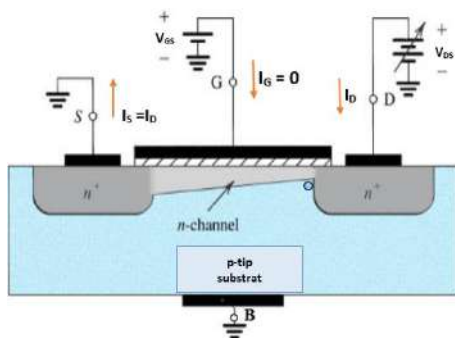


Figura 6.19. Modificarea configurației canalului indus cu creșterea semnalului (tensiunii V_D)

Curentul drenei este deja controlat de ambele valori ale tensiunilor aplicate V_{DS} și V_{GS} .

În condiția când tensiunea aplicată V_{GD} devine egală cu V_t ($V_{GD}=V_t$), sau când $V_{GS}-V_{DS} = V_t$ (fig. 6.20) canalul se va închide. Stratul indus (invers, cu conducția n) va dispărea în regiunea imediată limitrofă drenei, dar curentul drenei nu va dispărea total, deoarece electronii vor tranzita această regiune din cauza vitezei mari ce o posedă și lățimii foarte mici ΔL (fig. 6.21) a acestui interval format.

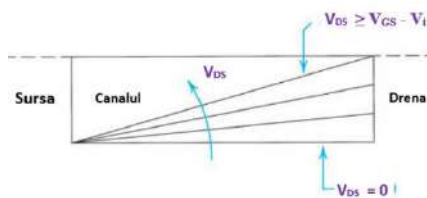


Figura 6.20. Variația canalului cu V_{DS}

Curentul drenei în acest caz va fi saturat (fig. 6.21) și controlat exclusiv de tensiunea aplicată între poartă și sursă V_{GS} . Cu mărirea tensiunii drenei $V_D > V_{DS}$ are loc fenomenul de scurtare a canalului indus, curentul drenei I_D rămânând practic *const* și egal cu I_{DS0} .

Ca și în cazul TECJ discutat, lungimea porțiunii deschise a canalului devine $L1 = L - \Delta$ (fig. 6.21). Iar căderea de tensiune pe această porțiune este V_{DS} .

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Restul tensiunii $\Delta V = V_D - V_{DS}$ este aplicată pe porțiunea canalului strângut, în care se creează un câmp electric intens longitudinal care accelerează electronii din porțiunea deschisă spre drenă. Câmpul existent este suficient ca electronii tranzitează nestingherit regiunea strângută a canalului.

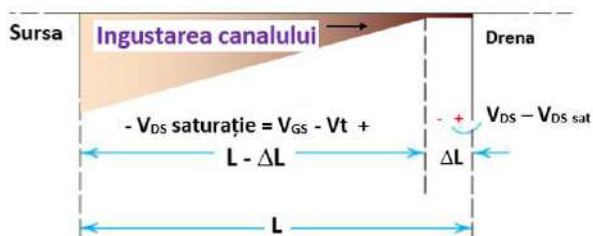


Figura 6.21. Închiderea canalului de conducție

Pentru un TEC MOS cu canal indus n :

- ✓ tensiunea aplicată între poartă și sursă V_{GS} este responsabilă de formarea canalului de conducție. La tensiuni $0 \geq U_{GS}$ tranzistorul nu lucrează;
- ✓ TEC MOS cu canal indus n va lucra numai în regim de îmbogățire a canalului indus;
- ✓ creșterea valorii V_{GS} conduce la creșterea conductibilității canalului;
- ✓ în regiunea de saturare tensiunea poartă - sursă V_{GS} exclusiv va controla curentul drenii;
- ✓ în regiunea subcritică închiderii canalului curentul drenii depinde exponențial de V_{GS} ;
- ✓ la valori mai mici ale tensiunii V_{GS} , curentul drenii I_D depinde linear de tensiunea V_{GS} .

Tranzistoarele TEC MOS cu canal indus p -tip se mai numesc PMOS.

Diferențele de cazul TEC MOS cu canal indus n (NMOS) constau în:

- ✓ substratul este n -tip cu concentrații mici de dopare (fig. 6.22);
- ✓ regiunile p -tip sunt dopate puternic p^+ și poartă rol de sursă și drenă;
- ✓ stratul subțire de izolator SiO_2 este depus pe suprafața semiconductorului;
- ✓ stratul inversat (îmbogățit) format este p -tip;
- ✓ generarea canalului de tip p va începe la o diferență de potențial negativă dintre drenă și sursă și să fie mai mare (ca modul) ca tensiunea de blocare a TEC MOS.
- ✓ caracteristică de transfer este similară celei pentru TEC MOS cu canal indus n (vezi fig. 6.23);

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

- ✓ direcția curenților și tensiunile sunt opuse cazului TEC MOS cu canal indus n -tip;
- ✓ operarea fizică este similară.

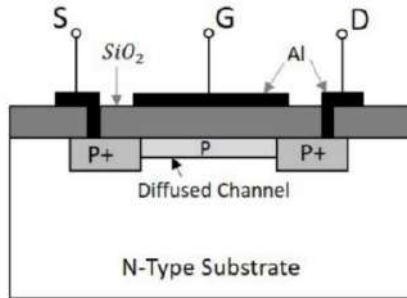


Figura 6.22. Secțiunea transversală a n-TEC MOS

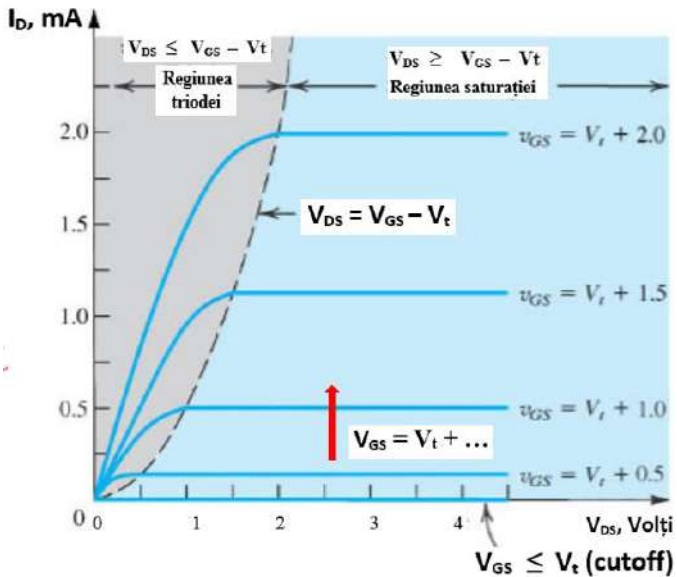


Figura 6.23. Caracteristica de ieșire TEC MOS cu canal indus n

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Pe lângă tensiunea de blocare se mai definesc alți doi parametri ai tranzistorului cu efect de câmp, parametri necesari în proiectarea circuitelor electronice (amplificatoare, oscilatoare etc.): *panta de semnal mic* (*transconductanța*) și *rezistența de ieșire* (sau *rezistența de drenă*) în vecinătatea punctului static de funcționare, definite de relațiile:

$$g_m = \Delta I_D / \Delta U_{GS} \text{ pentru } U_{DS} = \text{const.} \quad (6.4)$$

$$r_a = \Delta U_{DS} / \Delta I_D \text{ pentru } U_{GS} = \text{const} \quad (6.5)$$

Transconductanța și rezistența de ieșire se determină din grafice.

Parametrii tranzistorilor TEC MOS cu canal indus se definesc identic ca pentru tranzistorii TECJ.

Caracteristica de transfer. Această caracteristică prezintă utilitate practică numai pentru regiunea pentodă, regiune în care funcționează tranzistorul atunci când este utilizat ca amplificator. Deoarece în regiunea pentodă I_D nu se modifică practic cu U_{DS} va exista o singură caracteristică de transfer a tranzistorului. Această caracteristică este prezentată în figura 6.24.

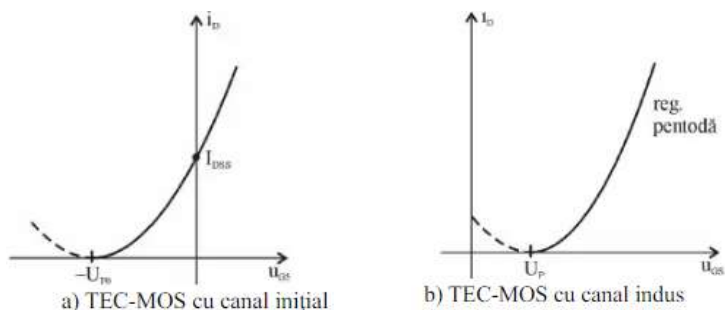


Figura 6.24. Caracteristicile de transfer ale TEC MOS

Pentru tensiuni U_{DS} suficient de mari, caracteristica de transfer arată ca în 6.24 pentru TEC MOS cu canal n-inițial (fig. a) și cu canal indus (fig. b). Cu tensiuni între poartă și sursă mai mica decât U_p nu există curent de drenă. La aplicarea unei tensiuni ce depășește valoarea U_p , apare o dependență între valoarea curentului și tensiunea pe poartă. Dacă tensiunea poartă – sursă U_{GS} depășește tensiunea de prag U_p , curentul depinde parabolic de U_{GS} .

6.3. TEC MOS CU CANAL INIȚIAL

Structura unui TEC MOS cu canal inițial e.g. de tip n este reprezentată în figura 6.25. Se formează pe un monocristal semiconductor (în cazul nostru Si) în care este formată o conductibilitate de tip p . În el se formează tehnologic ulterior două regiuni cu conductibilitatea opusă de tip n puternic îmbogățite ($n+$), care sunt unite între ele de un strat subțire cu aceeași conductibilitate (n).

De la aceste regiuni $n+$ sunt unite respective contactele sursei și drenai. Sursa și drena la suprafață sunt acoperite (izolate) cu un strat dielectric subțire (SiO_2 , grosimea 100 nm) pe care, în regiunea grilei, este depus un strat conductor (Al) de la care este contactul pentru grilă. Aceiași polarizare ca și a sursei este deseori aplicată și la substrat (bază) printr-un contact ohmic.

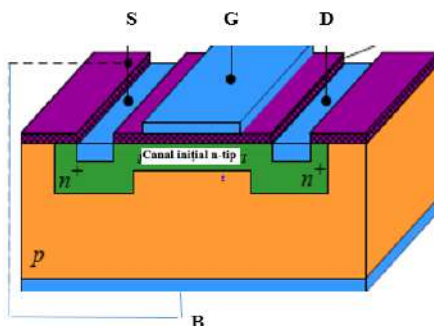


Figura 6.25. Structura TEC MOS cu canal inițial n -tip

În lipsa polarizării la grilă și, aplicând între sursă și drenă orice polarizare, prin canal va curge curent format dintr-un flux de electroni. Prin bază (substrat) nu va curge curent deoarece una din p - n joncțiuni va fi polarizată invers.

La aplicarea la grilă a unui potențial negativ în raport cu sursa (astfel și în raport cu cristalul semiconductor), în canal apare un câmp electric perpendicular, care va împinge electronii din canal spre substrat. Astfel realizăm un canal sărăcit de electroni și îmbogățit cu purtători de sarcină minoritari (goluri). Sărăcirea canalului cu purtători majoritari conduce la creșterea rezistenței canalului, astfel și la micșorarea curentului (sursei) prin canal.

Cu cât este mare potențialul negativ la grilă, cu atât mai mic este curentul ce curge de la sursă prin canal spre drenă. Acest regim de lucru se numește *regim de sărăcire*.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

La aplicarea unui potențial pozitiv (în raport cu sursa) la grilă, câmpul electric perpendicular își va schimba direcția în opusă, astfel el va atrage în canal electronii din substrat, sursă și drenă. Conductibilitatea canalului va crește și va crește respectiv și curentul sursei. Astfel de regim se numește *regim de îmbogățire*.

TEC MOS cu canal inițial astfel poate lucra atât în regim de sărăcire, cât și în regim de îmbogățire a canalului, ilustrat și de caracteristicile de ieșire și transfer (fig. 6.26, a,b). Reamintim, că, spre deosebire de aceasta, TEC MOS cu canal indus lucrează exclusiv în regim de îmbogățire.

Cum am observat principiile de funcționare ale celor două categorii de tranzistoare MOS (cu canal indus, cu canal inițial) sunt similare.

Din aceste considerente o să recapitulăm succint regimurile de lucru și parametrii de bază ai tranzistoarelor cu efect de câmp.

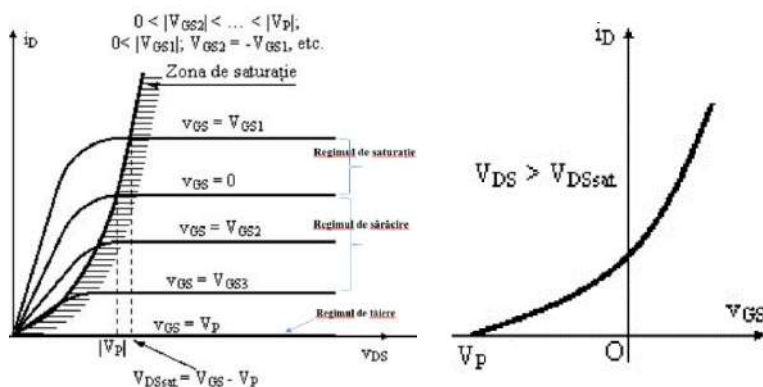


Figura 6.26. Caracteristicile de ieșire (a) și transfer (b) ale TEC MOS cu canal inițial de tip -p

Regiunea de blocare:

Condiția de funcționare: $V_{GS} < V_{TH}$ (canal N) unde V_{TH} - parametru al tranzistorului MOS, numit *tensiune de prag*, care este:

- pozitivă, pentru tranzistorul MOS cu canal indus de tip n;
- negativă pentru tranzistorul MOS cu canal indus de tip p;
- negativă pentru tranzistorul MOS cu canal inițial de tip n;
- pozitivă pentru un tranzistor MOS cu canal inițial de tip p.

În această regiune, funcționarea tranzistorului TEC MOS este descrisă de ecuația de funcționare:

$$I_D = 0 \quad (6.6)$$

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Regiunea liniară (triodei):

Condiția de funcționare: $V_{GS} > V_{TH}$ și $V_{DS} < V_{GS} - V_{TH}$ o în această regiune, funcționarea tranzistorului MOS este descrisă de ecuația de funcționare:

$$I_D = 2K (V_{GS} - V_{TH} - V_{DS}/2)V_{DS} \quad (6.7)$$

unde K este un parametru al tranzistorului (mA/V^2),

În această regiune, tranzistorul MOS se comportă ca o rezistență a cărei valoare poate fi controlată de tensiunea grilă-sursă.

Regiunea de saturate:

Condiția de funcționare:

$$V_{GS} > V_{TH} \text{ și } V_{DS} > V_{GS} - V_{TH} \quad (6.8)$$

În această regiune, funcționarea tranzistorului MOS este descrisă de ecuația de funcționare:

$$I_D = K(V_{GS} - V_{TH})^2 \quad (6.9)$$

care este curentul tranzistorului în regiunea de saturație

În această regiune de funcționare TEC MOS poate fi utilizat pentru prelucrarea analogică a semnalelor, fiind singura regiune de funcționare în care TEC MOS poate amplifica liniar semnalele.

TEC MOS la semnal mic. Valoarea variației curentului de drenă I_D se poate determina determinând derivata curentului I_D în funcție de tensiunea V_D pentru cazul în care valoarea curentului de drenă $I_D = \text{const}$. Valoarea derivatei respective se notează cu g_m și se numește *panta* (transconductanța, conductanța mutuală) TEC MOS:

$$g_m = \Delta I_D / \Delta V_{GS} \text{ pentru } I_D = \text{const} \quad (6.10)$$

Ținând cont de ecuația de funcționare a TEC MOS valabilă în regiunea de saturație, relația de calcul a pantei tranzistorului este:

$$g_m = 2 (KI_D)^{1/2} \quad (\text{A/V}^{-1}) \quad (6.11)$$

în care I_D este curentul continuu prin drena TEC MOS.

Conductanța de drenă (conductanța de ieșire) g_D se definește ca:

$$g_D = \Delta I_D / \Delta V_{GS} \quad (\text{A/V}^{-1}) \quad (6.12)$$

$$r_D = g_D^{-1} \quad (6.13)$$

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Factorul de amplificare în tensiune μ :

$$\mu = \Delta V_D / \Delta V_G \quad (6.14)$$

Între acești parametri ai TEC MOS existând relația:

$$\mu = g_m r_d \quad (6.15)$$

Conductanța diferențială de intrare:

$$g_{gs} = \Delta I_G / \Delta V_G \quad (6.16)$$

care are valori extrem de mici deoarece joncțiunea grilă-sursă este polarizată invers, având o rezistență foarte mare de cca 10^9 Ohm.

Efectul polarizării substratului. Până în prezent s-a considerat că sursa și substratul se află la același potențial.

Dacă potențialul substratului este diferit de zero, atunci acest potențial trebuie să polarizeze invers joncțiunea sursă-substrat. Rezultă, că potențialul substratului, în cazul n-MOS, trebuie să fie mai mic decât cel al sursei iar în cazul p-MOS trebuie să fie mai mare decât potențialul sursei.

Dacă sursa n-MOS este conectată la masă atunci substratul trebuie să fie legat la un potențial negativ, sau tensiunea sursă substrat să fie totdeauna pozitivă $U_{SB} > 0$. La p-MOS asemenea, trebuie $U_{SB} < 0$.

Efectul polarizării substratului cu $U_{SB} > 0$ în cazul tranzistorului n-MOS cu canal indus constă în creșterea valorii tensiunii de prag (creștere spre valori pozitive). Efectul polarizării substratului cu $U_{SB} < 0$ în cazul transistorului p-MOS cu canal indus constă în creșterea, în modul, a valorii tensiunii de prag (creștere spre valori negative).

6.4. TRANZISTOARE BIPOLARE CU POARTĂ IZOLATĂ

Tranzistoarele bipolare și TEC MOS au, fiecare în parte, o serie de performanțe dar și unele dezavantaje pentru aplicații. Astfel tranzistorul bipolar are avantajele:

- ✓ caracteristică de conductivitate înaltă;
- ✓ cădere mică de tensiune în conducție.

Pe de altă parte dezavantajele principale sunt:

- ✓ timpi relativ mari de comutație;
- ✓ curent și putere de comandă mare;
- ✓ prezența saturației;
- ✓ pericolul de distrugere prin cea de a doua străpungeră.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Tranzistorul TEC MOS este avantajos din motivele:

- ✓ timpi mici de comutație;
- ✓ comandă în tensiune;
- ✓ inexistența saturației și a celei de a doua străpungeri ;
- ✓ capacitate relativ mică în tensiune și curent.
- ✓ impedanța mare de intrare

Îmbinarea avantajelor celor două tipuri de tranzistoare a fost realizată într-un nou dispozitiv semiconductor - tranzistor bipolar cu poartă izolată – *IGBT*.

Structura. Tranzistoarele IGBT au structura similară TEC MOS. În general, TEC MOS are un substrat n^+-n^- pe când IGBT are un substrat $p^+-n^+-n^-$ (fig. 6.27).

Astfel IGBT și TEC MOS sunt confecționate în același proces tehnologic. Configurația IGBT constă din TB și TEC-MOS în configurație Darlington. Circuitul de intrare al IGBT constă din TEC MOS, iar circuitul de ieșire – din TB. Deoarece amplificarea în curent a TB este mică, parametrii pentru tensiune și putere ale TEC MOS sunt foarte buni. O structură verticală pentru IGBT cu canal n este prezentată în figura 6.27, iar în figura 6.28 - simbolul acestuia și schema echivalentă.

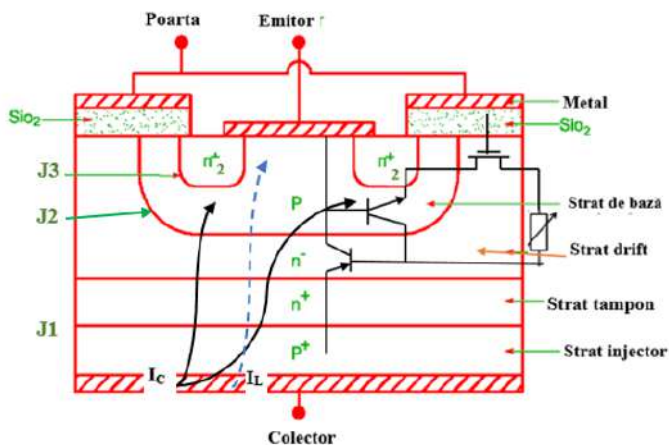


Figura 6.27. Structura unui IGBT cu indicarea curenților și componentelor echivalente TB și TEC MOS.

Straturile unui tranzistor IGBT sunt:

- ✓ stratul colectorului de tip p^+ , înalt dopat, 10^{19} cm^{-3} ;
- ✓ stratul de sărăcire de tip n^- , slab dopat, 10^{14} cm^{-3} ;
- ✓ stratul de bază (corpul) de tip p , mediu dopat, 10^{17} cm^{-3} ;

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

✓ stratul emitorului n_2^+ , înalt dopat, 10^{19} cm^{-3} .

Suplimentar la unele tranzistoare se mai găsește și stratul tampon n_1^+ , puternic dopat 10^{19} cm^{-3} .

Dacă IGTB nu are stratul tampon se numește *IGBT simetric*, în caz contrar asimetric. Emitorul tranzistorului se conectează la stratul n_2^+ prin intermediul metalizării 1, din aluminiu. Metalizarea porții este separată de corpul p prin stratul de oxid de siliciu SiO_2 (fig. 6.27).

De ce structură verticală? Pentru a asigura o suprafață maximă a curgerii curentului. Și, deoarece în acest caz rezistența scade, pierderile de putere de asemenea se reduc.

Când comparăm structura IGTB cu n-TEC MOS vedem din partea colectorului un strat adițional din $p+$ peste stratul $n+$. Aceste formează o $p-n$ joncțiune (diodă) cu stratul de drift și este numit strat injector, deoarece injectează goluri în stratul n . Astfel, în stratul n activează două tipuri de purtători de sarcină.

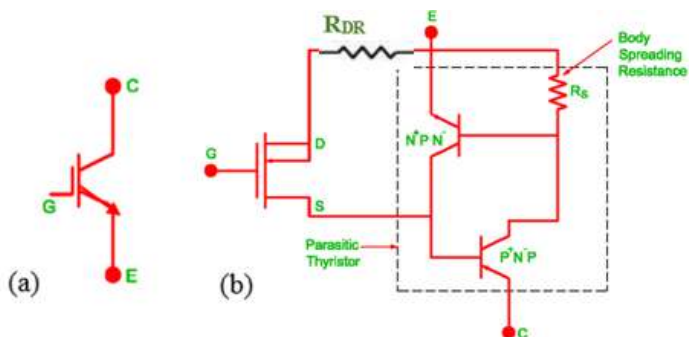


Figura 6.28. Simbolul și schema echivalentă a IGTB

Circuitul echivalent (fig. 6.28, b) denotă existența într-o celulă a IGTB a două TB și un TEC MOS. Primul TB este de tip $p-n-p$ ($p+$ (stratul injector ca emitor) – n (stratul de drift ca bază) – p (stratul de bază ca colector)). Al doilea TB este de tip $n-p-n$ ($n+$ (ca emitor) – p (stratul de bază ca baza TB) – n – stratul de drift ca colector)). Rezistența de extindere a stratului de bază R_s (fig.6.28, b) apare datorită, că în TB $n-p-n$ stratul bază (baza TB) este unit cu emitorul, dar calitatea insuficientă de contact ohmic conduce la existența unei rezistențe dintre bază și emitor, numită rezistența de extindere a stratului de bază. Dacă curentul de ieșire este mare, datorită căderii mari de tensiune prin această rezistență de extindere a stratului de bază și procesului blocării $p-n-p-n$ structurii (a tiristorului parazit format), IGTB se deschide. Tiristorul

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

parazitic format este folosit pentru soluționarea blocării în care doparea stratului de bază este modificat.

Figura 6.28 (a) denotă și existența unei rezistențe a stratului de drift, care cauzează o cădere de tensiune la curgerea curentului prin IGBT.

Operarea IGBT. Starea închisă (OFF) are loc când tensiunea poarta-emitor este mai mică ca tensiunea de prag, stratul inversor nu este format.

Polarizarea directă dintre colector și emitor inversează polarizarea în joncțiunea J2 și atunci curge numai curentul de scurgere.

Starea deschisă (ON) are loc când tensiunea poarta-emitor este mai mare ca tensiunea de prag, atunci stratul inversor este creat (fig. 6.29). Grație acestui strat inversor este creat canalul de conducție $n^+ - n^- - n^+$, astfel un flux de curent este posibil.

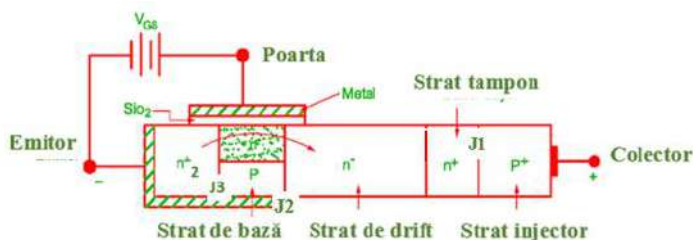


Figura 6.29. Formarea stratului inversor în IGBT

Modularea conductivității. Când polarizarea directă este aplicată joncțiunii colector-emitor, joncțiune J1 devine polarizată direct, astfel golurile din stratul p^+ se deplasează spre stratul tampon n^+ . Canalul de conducție se formează datorită stratului de inversare rezultând în formarea regiunii de sarcini spațiale în stratul de drift n^- .

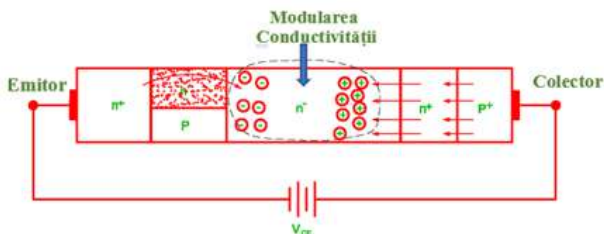


Figura 6.30. Modularea conductivității în IGBT

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Astfel, golurile sunt atrase din stratul de tampon $n+$, asigurând o dublă injecție în stratul de drift $n-$ a golurilor din stânga și a electronilor – din dreapta. Aceasta conduce la creșterea conductivității stratului de drift $n-$. Asigurând modularea conductivității (fig. 6.30) obținem o micșorare a căderii de tensiune prin dispozitiv.

Problema blocării. Regiunea de drift (câmpul electric sau deplasarea sarcinilor electrice) ale IGBT lucrează ca baza $p-n-p$ tranzistorului. Amplificarea curentului în transistor depinde de lățimea și nivelul de dopare ale tranzistorului. Dacă amplificarea curentului este mică, majoritatea fluxului de curent curge prin IGBT rezultând în micșorarea căderii de potențial pe segmental rezistenței de extindere a rezistenței stratului de bază, astfel problema blocării fiind rezolvată.

Caracteristicile statice ale IGBT. Caracteristicile statice ale IGBT sunt similare celor ale tranzistorului bipolar (fig. 6.31). Parametrul de control în TB este curentul întrucât potențialul poarta-emitor în IGBT.

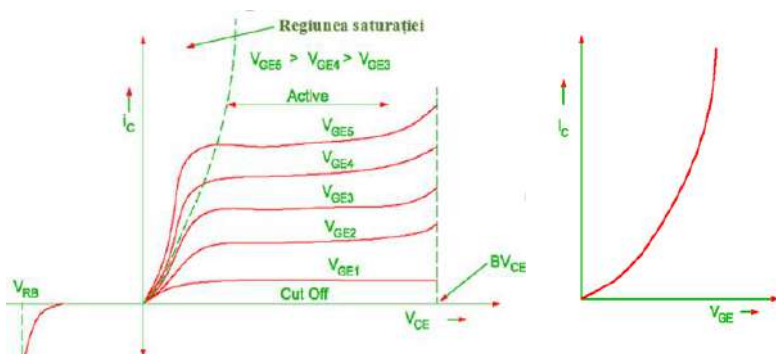


Figura 6.31. Caracteristica de ieșire (a) și de transfer (b) a IGBT

Regiunea de tăiere (cut off). Când potențialul poarta-emitor este mai mic ca tensiunea de prag potențialul colector-emitor este echivalent potențialului de alimentare și este numit regiunea de tăiere.

Potențialului direct aplicat la colector-emitor la care nu mai rezistă dispozitivul se numește potențial direct de străpungere BV_{CE} . Valoarea acestuia depinde de potențialul declanșării avalanșei (potențialul maxim invers prin jonctiune) al $p-n$ jonctiunii stratul de bază – drena.

Există numai flux de curent de scurgere prin dispozitiv. Tensiunea de străpungere directă depinde de curentul colectorului în IGBT.

Distingem următoarele regiuni.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Regiunea activă. Când potențialul poarta-emitor depășește tensiunea de prag, IGBT operează în regim activ.

Regiunea de străpungeră, limitată de perpendiculara BV_{CE} care delimitează tensiunea maximă admisă în sens direct, la valori mai mari decât BV_{CE} unde începe fenomenul străpungerii, cu aceleași caracteristici ca la TB.

Regiunea ohmică plasată până la regiunea active, cu o dependență practice liniară a curentului colectorului de tensiunea colector-emitor.

Raportul curentului colectorului către tensiunea poartă-emitor (I_C/V_{GE} , Ohm) se numește transconductanță la polarizare directă.

Pentru tranzistoarele IGBT simetrice avem și parametrul tensiunea de străpungeră inversă V_{RB}

Pentru analiza polarizării se consideră poarta izolată. Polarizarea directă constă în aplicarea polarității plus pe colectorul C al ITGB. Este polarizată invers doar joncțiunea J_2 , bariera de potențial extinzându-se în toată grosimea stratului n , IGBT-ul fiind astfel capabilă să susțină tensiuni de până la 1500 ... 2500V. În cazul polarizării inverse, minusul pe colector, există diferențe între ITGB simetric și asimetric. Astfel pentru tranzistorul asimetric, sunt polarizate invers joncțiunile J_1 și J_3 . Fiind joncțiuni de tip n^+p , respectiv n^+p^+ , barierele de potențial sunt reduse, iar capacitatea rezistenței în tensiune inversă de ordinul zecilor de volți.

În cazul IGBT simetric, stratul n_1^+ este lipsă și joncțiunea J_1 este formată din straturile $n-p^+$, iar bariera de potențial este de același ordin de mărime ca la polarizarea directă. Astfel, IGBT simetric poate funcționa alimentat atât în c.c. cât și în c.a., în timp ce IGBT asimetric poate funcționa alimentat numai în c.c. și polarizare directă.

Structura IGBT cu canal de tip p , se realizează rar, fiind asemănătoare, dar tipul straturilor și polarizarea sunt inversate.

Stabilirea punctului de funcționare PSF se face ca la TEC MOS, în sensul îndeplinirii următoarelor condițiilor:

- ✓ să asigure la curent maxim, tensiune V_{CE-ON} minimă, PSF plasându-se pe curba de separație între zonele activă și ohmică, și PSF se determină în interiorul ariei de funcționare sigură, de formă asemănătoare cu cea de la TEC MOS.
- ✓ Tensiunea V_{CE-ON} , care caracterizează IGBT-ul, are valori între 1,9 ... 2,9V..

Autoamorsarea IGBT. Cum observăm, structura IGBT-ului este similară tipului $p-n-p-n$, a unui tiristor convențional. Din acest motiv suntem în drept să suspectăm în IGBT apariția fenomenului de autoamorsare, după modelul tiristorului convențional. În mod normal curentul de colector se închide între stratul de colector p^+ și stratul de emitor n^+ , traversând corpul p . Acest curent este desenat cu linie continuă (fig. 6.27). Pentru a se evita efectele nedorite

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

ce apar la TEC MOS, metalizarea emitorului acoperă parțial corpul tranzistorului. Astfel poate să apară așa numitul curent lateral, i_L , desenat cu linie întreruptă, direct între colector și emitor (fig. 6.27), fără traversarea stratului n_2^+ . Se pune astfel în evidență tranzistorul, T_2 , de tip $n-p-n$ (fig. 6.28, b), format din straturile $n-p-n_2^+$. Acest tranzistor are între bază și emitor rezistorul R_c , care corespunde rezistenței corpului p . Închiderea curentului lateral, i_L , prin corp produce căderea de tensiune u_L , cu polaritatea plus pe bază, proporțională cu acest curent. Când curentul de colector este relativ mare curentul lateral i_L capătă valori apreciabile. Tensiunea u_L din baza tranzistorului T_2 devine suficient de mare încât tranzistoarele T_1 și T_2 , a căror schemă este identică cu a tiristorului obișnuit, intră în procesul de autoamorsare. Efectele autoamorsării conduc la:

- ✓ intrarea în saturație a celor două tranzistoare T_1 și T_2 însoțită de o creștere accentuată a curentului de colector și distrugerea IGBT-ului;
- ✓ imposibilitatea blocării conducerii prin comandă pe poartă, aceasta fiind dezactivată prin apariția autoamorsării;
- ✓ blocarea conducerii se mai poate realiza numai prin anularea curentului de colector, ca la tiristorul obișnuit.

Modificațiile IGTB. Tranzistoarele IGTB sunt de trei modificații în dependență de tensiunea necesară pentru străpungere și viteza de comutare a dispozitivului: Punch Through (PT), Non-Punch Through (NPT) și Field Stop (FS) IGBT reprezentate în figura 6.32 (a, b).

NPT IGBT se referă la IGBT simetric, deoarece are aceleași valori de tensiune de străpungere pe polarizare direct și inversă. Deoarece distribuția golurilor în regiunea de drift este uniformă, golurile în această regiune sunt supuse mecanismului de drift mai puternic decât difuziei. Distribuția câmpului electric în baza largă ca dimensiune face structura robustă și astfel foarte potrivită pentru aplicații la c.a. în care dispozitivul poate suporta tensiuni mari în ambele direcții.

Structura NPT-IGTB este proiectată cu o regiune groasă de drift n^- , astfel stratul sărăcit rămâne în afara stratului n^- chiar și în câmpuri electrice puternice. Din aceste considerente aceste NPT-IGTB nu au un strat de tampon n^+ , cum este în PT-IGTB pentru a reduce expansiunea stratului sărăcit

Adițional NPT-IGTB are un strat subțire a p^+ regiunii, și variind concentrația dopantului p^+ - cantitatea de purtători de sarcină injectate este controlată. Aceasta elimină necesitatea de a controla timpul de viață a purtătorilor de sarcină, necesare în același PT-IGTB pentru a reduce timpul de comutare OFF. Necătând la faptul, că NPT-IGTB are pierderi relativ mici la comutare comparativ cu PT-IGTB, existența stratului gros de drift n^- în NPT IGTB cauzează o creștere în stare ON, în particular în regiunea

curentului înalt al colectorului. Pe de altă parte, NPT-IGTB au o tensiune de prag $V_{CE(saturație)}$ mult mai joasă ca PT-IGTB.

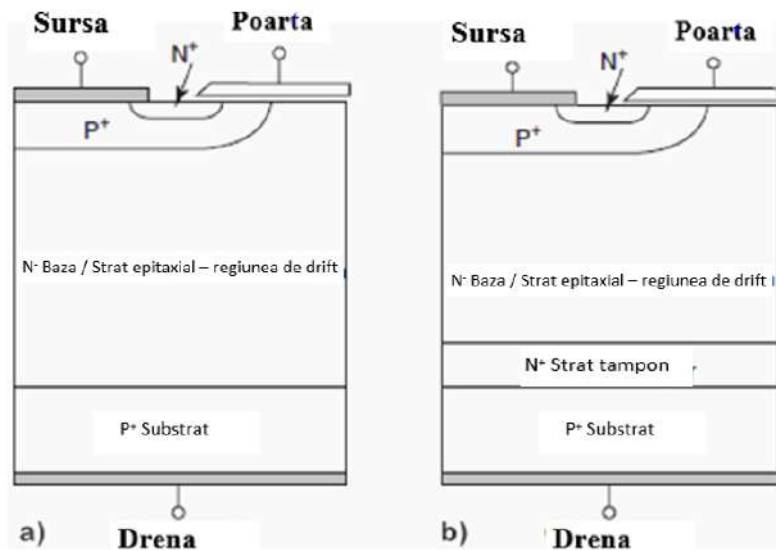


Figura 6.32. Structura NPT-IGBT și PT-IGBT. Structura FS-IGBT este similară PT-IGBT cu înlocuirea stratului de tampon cu un strat numit “field-stop” și o grosime a substratului p+ mult mai mică

PT- și FS IGBT, cunoscute ca IGBT asimetrice, au un strat de tampon n-tip care îndeplinește două funcții. Primar, el livrează electroni pentru recombinare cu golurile. Aceasta reduce timpul de comutare în regim OFF a dispozitivului. A doua funcție a acestui strat tampon constă în reducerea lățimea regiunii n de drift, ce reduce tensiunea de străpungere a dispozitivului. Acestea fac dispozitivul asimetric bun exclusiv pentru lucru în c.c., ce nu impune dispozitivului necesitatea de a avea o tensiune de străpungere inversă mare, deoarece el funcționează exclusiv la polarizare directă.

PT-IGTB se caracterizează prin o tensiune emitor-colector de prag în stare de conducție relativ înaltă. Reducerea acestui prag mai este o problemă.

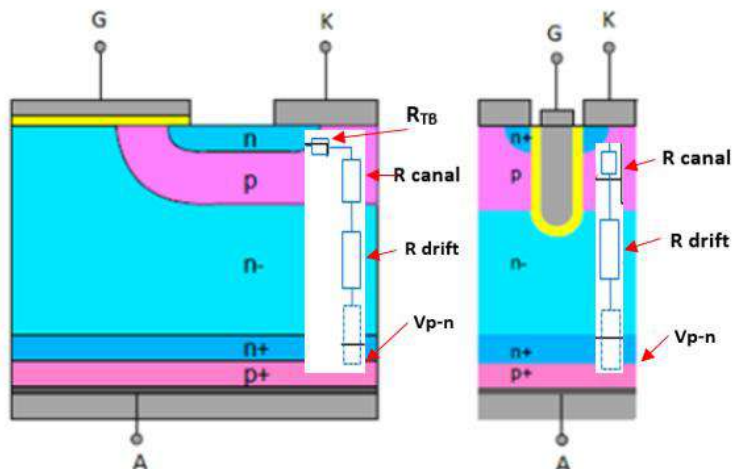


Figura 6.33. Structura IGTB în configurație planară și verticală a porții cu indicare modificării rezistențelor inter straturi.

Altă clasificare este privind amplasarea porții în IGTB: în configurație planară sau verticală (poartă infiltrată în șanț (trench gate) (fig. 6.33). Configurația are avantajul de reducere a tensiunii de trecere în starea ON fără a prejudicia tensiunea de străpungere. Se realizează prin formarea unui strat de acumulare de-a lungul adânciturii porții care comutează stratul sursei n+ și stratul drenei n-. Aceasta îmbunătățește conductibilitatea prin micșorarea rezistenței canalului TEC MOS (până la eliminare ca în fig. 6.4), și astfel îmbunătățește injectarea electronilor în regiunea de drift. Totodată se realizează o densitate mai mare a celulelor IGTB prin reducerea ariei necesare de atingere a aceleiași valoare a tensiunii de străpungere în comparație cu configurația planară a IGTB. În tabelul 6.2 sunt arătați unii parametri ai dispozitivelor de putere în comparație.

6.5. ANALIZĂ COMPARATIVĂ A TRANZISTOARELOR

Tranzistoarele bipolare și metal-dielectric-semiconductor sunt elemente de bază universale și active în microelectronică. Ele permit efectuarea operațiunilor arbitrare a prelucrării informației. Analizând ambele dispozitive, observăm că constau din elemente cu funcționalități similare. Ele conțin sursă și receptor de purtători de sarcină, regiune de transport a purtătorilor prin care curge curentul de bază, precum și electroda de comandă, potențialul căruia dirijează intensitatea curentului prin dispozitiv. În circuite integrate, ambele tipuri de dispozitive sunt confecționate pe suport, deși acest element este obligatoriu pentru TB numai în construcție planară. Particularitățile comune sunt subliniate și prin denumirea comună de tranzistor (*transfer resistor*) – rezistență de trecere (ce este regiunea de transfer a sarcinilor). Compararea tranzistorilor cu efect de câmp cu tranzistoarele bipolare este prezentată în tabelul 6.1, iar conform elementelor constructive în tabelul 6.2.

Tabelul 6.1. Compararea TB și TEC

Tranzistoare bipolare	Tranzistoare cu efect de câmp
Proprietăți	fizice
Proces fizic gestionat: injectarea purtătorilor de sarcină minoritari modifică curentul gestionat, care modifică fluxul purtătorilor ce conduce la modularea curentului de ieșire.	Proces fizic gestionat: efectul de câmp conduce la modularea concentrației purtătorilor canalului, care modifică tensiunea gestionată, ce asigură modularea conductibilității canalului, și modularea curentului de ieșire.
Curent de ieșire de ambele tipuri de purtători (electroni, goluri).	Curent de ieșire asigurat de purtători de sarcină majoritari de un singur tip
Stabilitate termică joasă: mărirea T mărește T structurii și curentului.	Stabilitate termică înaltă: creșterea T conduce la creșterea rezistenței canalului și micșorarea curentului.
Particularitățile	exploatării
TB este gestionat de curent, deoarece la intrare avem o joncțiune polarizată direct și impedanța intrare este mică.	TEC gestionat de tensiune, impedanța intrare foarte mare Circuitul de intrare este izolat de circuitul de ieșire printr-un dielectric.

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Necesită măsuri speciale pentru înlăturarea influențelor externe.	Stabilitate înaltă la influențe externe.
Coeficientul de amplificare în curent relativ mic	Coeficient de amplificare în curent foarte mare.
Coeficient amplificare în tensiune mare	Coeficient amplificare la tensiune mic
Amplificarea la ieșire > ca la TEC	Transconductanța < ca la TB
Frecvențe de lucru medii	Frecvențe de lucru înalte
Probabilitate înaltă de autoîncălzire și străpungere – interval limitat pentru lucru	Probabilitate joasă de autoîncălzire – extinderea intervalului de lucru inofensiv.
Sensibilitate înaltă la suprasarcini de curent.	Sensibilitate joasă la suprasarcini de curent.
Utilizat la curenți mici	Utilizat la aplicare cu tensiuni joase
Impedanța de intrare și ieșire mică	Impedanța de intrare f. înaltă, impedanța de ieșire înaltă.
Gabarite mai mari. Mai ieftine	Gabarite mai mici. Mai scumpe

Tabelul 6.2. Compararea după elementele constructive

Elementul dispozitivului	Tranzistoare cu efect de câmp	Tranzistoare bipolare	Remarcă
Sursa de purtători de sarcină	Sursa	Emitor	
Receptor de purtători de sarcină	Drena	Colector	
Regiunea de transfer a sarcinilor	Canal	Baza	
Electroda de comandă	Grila (Poarta)	Contactul bazei	
Suport constructiv	Suport	Suport	În TB neobligatoriu
Joncțiuni cu bariere	Suport – Sursa, Suport-Drenă	Emitor-Baza, Colector-Baza	

Totodată, în construcția și principiul lucrului aceste două tipuri de tranzistoare au și diferențe importante, care sunt legate de proprietățile regiunii de transfer a purtătorilor de sarcină (Tabelul 6.3).

Tabelul 6.3. Compararea după proprietățile regiunii de transport

Proprietățile regiunii de transport a purtătorilor de sarcină	Tranzistoare cu efect de câmp	Tranzistoare bipolare
Regiunea de transfer a purtătorilor	Canal	Baza
Tipul purtătorilor în regiunea de transfer	Majoritari în UJT	Minoritari (TB)
Contactul la regiunea de transfer	Capacitiv	Galvanic
Mecanismul de transfer de bază	Driftul	Difuzia
Mijloc de influențare a regiunii de transfer	Efectul de câmp	Modificarea înălțimii barierei între sursa și regiunea de transfer
Direcția influențării asupra regiunii de transfer	Perpendicular curentului	Paralel curentului
Regiunea de influență	Toată lungimea canalului	Granița joncțiunii emitor-baza
Plasarea suportului	Paralel planului curgerii curentului. Este limitrof canalului	Perpendicular planului curgerii curentului. Separată de bază prin joncțiunea colectoare.
Plasarea electrodeii de comandă	Paralel planului curgerii curentului	Baza perpendiculară planului curgerii curentului
Simetria sursei și receptorului de curent	Da	Nu

Proprietățile de bază electrice ale TB și tranzistoarelor cu efect de câmp în limitele modelelor clasice sunt prezentate în tabelul 6.4. Pentru compararea transparentă socotim, că tranzistoarele cu efect de câmp au canal n, iar TB de tip n-p-n. În tranzistoare cu efect de câmp modificarea potențialului suportului conduce la schimbarea potențialului de prag V_t și deformării caracteristicii volt-amperice. În tranzistoare bipolare suportul nu influențează caracteristica I-V. Cauza

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

acestei diferențe este în aceea, că în tranzistoarele cu efect de câmp suportul este nemijlocit în contact cu canalul și este plasat paralel planului curgerii curentului. În TB suportul (dacă este) este separat de bază prin joncțiunea colectoare și este plasat perpendicular planului curgerii curentului. Menționăm și că în tranzistoare cu efect de câmp plasarea porții este paralelă planului curgerii curentului conduce la dificultăți la separarea sarcinilor în canal în componente Qgs și Qgd, precum și manifestării capacității poarta-canal printr-un tensor de gradul 2. În TB această problemă este insignifiantă deoarece surplusul de sarcini QBN și QBI injectate în bază prin joncțiunile emitoare și colectoare, depind slab de potențialele aplicate la emitor și colector (are pondere numai efectul Early). Caracteristicile distincte și complementare ale tranzistoarelor bipolare și cu efect de câmp sunt reprezentate în Tabelul 6.4, și în Tabelul 6.5 respectiv.

Tabelul 6.4. Comparare caracteristicilor principale ale tranzistoarelor bipolare și cu efect de câmp

Caracteristica	Tehnologia optimă	Notă
Panta (transconductanța) caracteristicii I-V	Bipolară	Independentă de suprafața emitorului
Coeficientul amplificare	Bipolară	
Potențialul de saturație a caracteristicii I-V de ieșire	Bipolară	
Impedanța de intrare	Tranzistoare cu efect de câmp > GOhm	
Frecvența limită de lucru	Ambele tipuri	La TB frecvența limită teoretică este de 2 ori mai mică. În realitate în prezent sunt practic egale.
Posibilitatea perechi complementare	Tranzistoare cu efect de câmp	
economice	Tranzistoare cu efect de câmp	

VI. TRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Tabelul 6.5. Caracteristicile complementare ale TB, TEC-MOS și IGBT

Tipul tranzistorului	Pierderi în conducție	Pierderi în comutație	Putere de comandă
TB	mici	mari	mare
TEC MOS	mari	mici	mică
NPT-IGBT	Medii	medii	mică
PT-IGBT	Mici	mici	mică

Caracteristicile majore ale TB și tranzistoarelor cu efect de câmp:

- ✓ coeficientul de amplificare;
- ✓ panta caracteristicii volt-amperice;
- ✓ potențialul de saturație caracteristicii IV de ieșire;
- ✓ impedența de intrare;
- ✓ frecvența limită de lucru;
- ✓ timpul de acumulare a sarcinii în regiunea receptoare a sarcinilor.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Luminescența - termen general pentru a descrie emisia de radiații de la un corp solid, când asupra lui acționează o anumită formă de energie. În funcție de metoda de excitație avem:

fotoluminescența - luminescența în rezultatul recombinării perechilor electron-gol apărute din absorbția de fotoni;

triboluminescența - luminescența în rezultatul recombinării perechilor electron-gol la aplicarea unei energii de la forța de frecare;

termoluminescența - emisie de radiații luminoase datorită încălzirii moderate a unui corp la o temperatură inferioară celei de incandescență;

catodoluminescența - luminescența în rezultatul recombinării perechilor electron-gol apărute ca urmare a bombardării cu un fascicol de electroni;

electroluminescența - luminescența în rezultatul recombinării perechilor electron-gol în urma injectării electronilor și golurilor la aplicarea unui câmp electric (alternativ sau continuu);

chemiluminescența - luminescența în rezultatul recombinării perechilor electron-gol create de energia - rezultat al reacției chimice:



unde A, B - reactanți;

$[\diamond]$ - stare intermediară excitată.

bioluminescența - luminescența - emisia de fotoni în rezultatul recombinării perechilor electron-gol create în rezultatul reacției chimice care are loc în organisme de natură biologică.

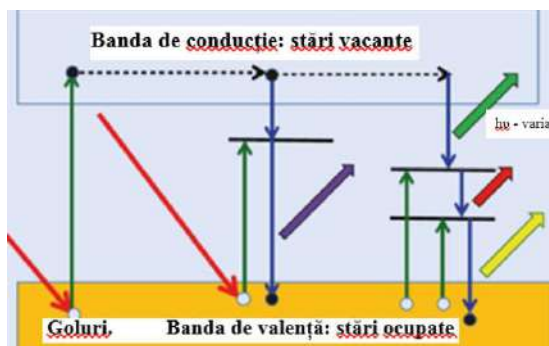


Figura 7.1. Mecanismele fotoluminescenței în semiconductori

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Oricare ar fi forma de energie incidentă pe materialul luminescent, în faza finală a procesului, apare de fapt o tranziție între două nivele de energie E_1 și E_2 (totdeauna $E_2 > E_1$) (fig. 7.1) cu emisia de radiație de lungime de undă λ :

$$hc/\lambda = E_2 - E_1 \quad (7.2)$$

unde E_1 și E_2 - nivele care aparțin la două grupuri de nivele de energie, astfel că la emisie, în locul unei singure lungimi de undă, în mod obișnuit apare o bandă de lungimi de undă.

Dacă mecanismul de excitație încetează, fotoluminescența persistă un interval de timp egal cu timpul de viață a tranziției între cele două nivele E_1 și E_2 , este, ceea ce se numește fluorescență (fig. 7.2).

Fosforiscenta (fig. 7.2) apare atunci, când fotoluminescența persistă un timp mult mai lung (10^{-3} s – zile). Adeseori fosforiscenta este atribuită prezenței unei stări metastabile (sau timpului de viață foarte lung) cu energie mai mică decât E_2 . Electronii pot trece în aceste stări și rămân captați în capcană până când vor fi eliberați ca urmare a excitațiilor termice.

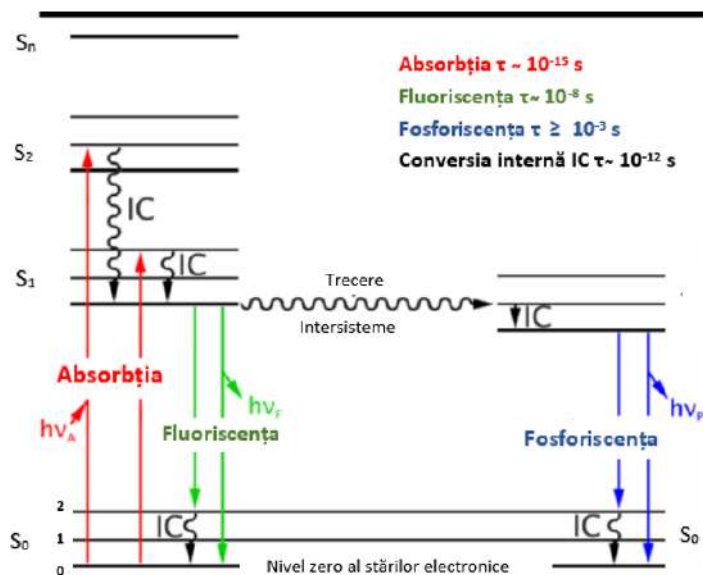


Figura 7.2. Mecanismul luminescenței pentru două efecte: fluorescență și fosforiscentă

În cazul fotoluminescenței energia este transferată cristalului prin absorbția unui foton. Pentru materiale caracteristice, ionul activator este cel care absoarbe fotonul în mod direct. Dacă nivelele de energie implicate în absorbție și în emisie sunt aceleași, atunci lungimile de undă la absorbție cât și la emisie ar trebui să fie identice. Dar, lungimea de undă la emisia radiației este deplasată spre regiunea spectrului roșu în comparație cu lungimea de undă la absorbția radiației. Acest fenomen este cunoscut ca *deplasarea Stokes* (fig.7.3). El poate fi explicat luând în considerare efectul vibrațiilor rețelei cristaline - gazdă asupra nivelelor de energie ale ionilor activatori.

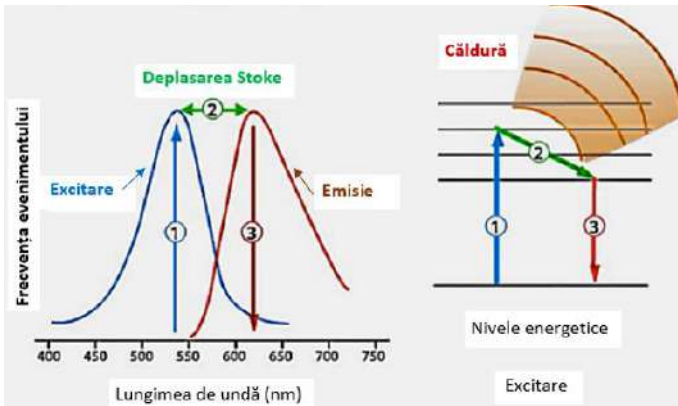


Figura 7.3 Explicația deplasării Stokes

7.1. FOTODETECTOARE

Orice dispozitiv care transformă semnalele luminoase din domeniul spectrului de radiație optică în semnale electrice se numește *detector fotoelectric* (*fotodetector*). Principiul de funcționare al fotodetectorilor constă în absorbția radiației luminoase și transformarea ei în alte forme de energie. Din acest punct de vedere fotodetectorii se împart în două grupe mari.

Fotodetectorii termici, în care absorbția radiației luminoase este însoțită de creșterea temperaturii sistemului rețea cristalină - electroni. În detectorii termici, absorbția luminii ridică temperatura dispozitivului care modifică careva parametru dependent de temperatură (e.g. conductivitatea electrică). Ca o consecință, semnalul la ieșirea unui detector termic este proporțional cu cantitatea de energie absorbită de detector în unitatea de timp, iar eficiența absorbției este aceeași la toate lungimile de undă și este independentă de

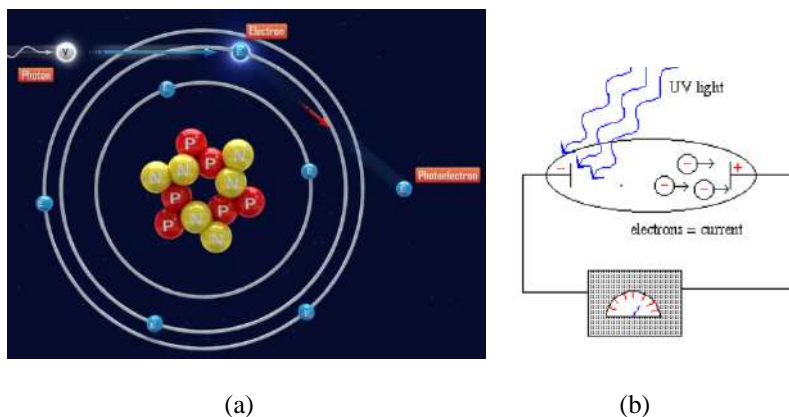
VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

lungimea de undă a luminii incidente. Fotodetectorii termici nu sunt selectivi deoarece energia absorbită este transformată în energie termică.

Fotodetectori electronici (fotonici), în care absorbția radiației optice determină excitarea electronilor pe nivele energetice superioare.

Fotodetecția este bazată pe două efecte fotoelectrice: efectul fotoelectric extern și efectul fotoelectric intern.

Efect fotoelectric extern este când radiația incidentă în urma absorbției determină ieșirea electronilor din corpul solid (fig. 7.4, a) și formează un flux de electroni între anod și catod (Fig. 7.4, b).



**Figura 7.4. Explicația grafică a efectului fotoelectric extern (a),
Generarea curentului catod – anod sub acțiunea luminii (b)**

Caracteristica curent-tensiune (fig. 7.5). Dacă tensiunea între electrozi este zero, curentul fotoelectric este diferit de zero ($I=I_0$), deoarece cei mai rapizi electroni reușesc să ajungă la anod. Când între anod și catod se aplică o tensiune (pozitivă la anod, negativă la catod) intensitatea curentului crește cu tensiunea. La un moment, se stabilește curentul de saturație, când toți electronii emiși reușesc să ajungă la anod. La polarizare inversă, intensitatea curentului scade cu tensiunea devenind nulă pentru o tensiune de prag U_0 .

Legile efectului fotoelectric. Aplicând la catod fascicule de radiații de aceeași frecvență (lungime de undă) și fluxuri Φ_1, Φ_2, Φ_3 , construim caracteristica volt-amperică (fig. 7.6).

În acest caz legea I-a a fotoefectului ne spune, că *intensitatea curentului fotoelectric de saturație pentru o frecvență constantă, este direct proporțională cu fluxul radiațiilor electromagnetice incidente.* Aceasta are

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

loc deoarece creșterea fluxului radiațiilor monocromatice incidente are loc, când crește numărul fotonilor incidenți. Mărirea numărului fotonilor conduce la creșterea numărului electronilor extrași, și deci la creșterea intensității curentului fotoelectric de saturație.

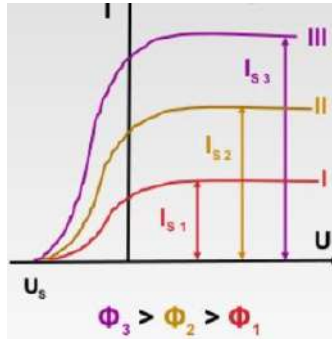


Figura 7.5. Caracteristică I-V a efectului fotoelectric extern.

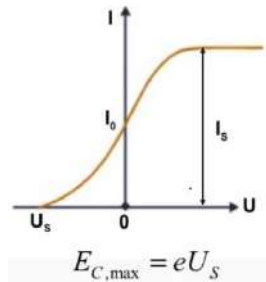


Figura 7.6. Caracteristica I-V a fotoefectului în funcție de frecvența radiației incidente.

Modificând frecvența (lungimea de undă) a radiațiilor incidente măsurăm tensiunea de prag (stopare) U_s , din care calculăm energia cinetică pentru diferite valori ale fluxului incident (fig. 7.7).

Din această dependență reiese Legea a II-a a fotoefectului: *energia cinetică maximă a electronilor crește linear cu frecvența radiațiilor incidente și nu depinde de fluxul radiațiilor incidente*. A.Einstein considera, că în efectul fotoelectric extern un foton incident este absorbit de un electron din corpul solid, căruia astfel se cedează toată energia fotonului. Aplicând legea conservării energiei obținem astfel ecuația lui Einstein:

$$h\nu = L + \frac{mv^2}{2} \quad (7.3, a)$$

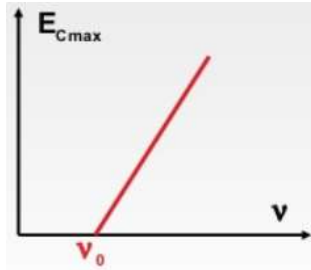


Figura 7.7. Dependența energiei de stopare a fotoefectului extern de frecvența radiației incidente

sau

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - L \quad (7.3, b)$$

de unde conchidem că energia cinetică a electronilor extrași din material variază liniar cu frecvența radiației incidente. Evident, la modificarea materialul catodului obținem dependențele prezentate în figura 7.8.

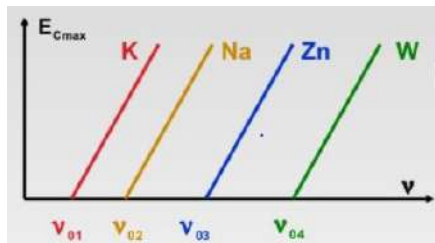


Figura 7.8. Dependența energiei de prag a fotoefectului extern de materialul catodului

Din ecuația Einstein observăm, că micșorarea frecvenței radiațiilor incidente conduce la micșorarea energiei fotonilor incidenți, micșorând astfel energia cinetică a fotoelectronilor emiși. Pentru o frecvență anume (numită “de prag”) energia cinetică a fotoelectronilor este nulă, iar lucrul mecanic de extracție va fi $L = h\nu_0$. *Observăm, că pentru frecvența cu $\nu < \nu_0$, efectul fotoelectric nu este posibil.*

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Din aceste dependențe reiese Legea a III-ia a fotoefectului: *efectul fotoelectric extern se poate produce dacă frecvența radiației incidente este mai mare sau egală cu o valoare specifică materialului catodului. Această frecvență se numește frecvența de prag.*

A IV-a Lege a fotoefectului extern ne spune, că *efectul fotoelectric extern se produce practic instantaneu*, deoarece interacțiunea fotonului și electronului are loc în timp de 10^{-9} s, deci considerăm instantaneu.

Pe lângă efectul fotoelectric extern există *efectul fotoelectric al radiațiilor X*, care constă în scoaterea în afara metalului a electronilor din straturile interioare ale atomului, ca urmare a acțiunii fascicolului de radiații X.

Excitarea internă a rețelei cristaline sub acțiunea radiației absorbite care determină trecerea electronilor din stările legate ale BV în stările libere ale BC (fig. 7.9) poartă denumirea de *efect fotoelectric intern (sau fotoconductibilitate)*.

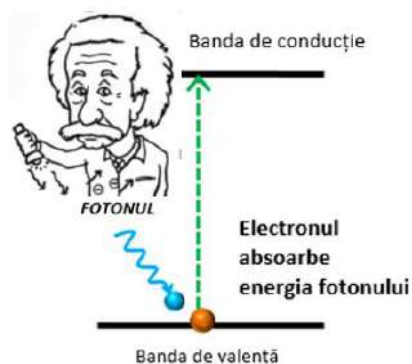


Figura 7.9. Explicația grafică a efectului fotoelectric intern

Una din formele de manifestare a efectului fotoelectric intern constă în apariția purtătorilor de sarcină și deci în creșterea conductivității electrice a semiconductorului. Modificarea conductivității electrice a SC sub acțiunea radiației optice poartă denumirea de *fotoconducție* iar detectorii de radiație, construiți pe baza acestui fenomen, se numesc *fotorezistori* (sinonime: *LDR – light dependent resistor, fotorezistor semiconductor, fotoconductor, fotoelement*). Construcția tipică și conectarea în circuit cu prezența unei rezistențe de sarcină este în figura 7.10, a,b.

Efectul fotoelectric intern se manifestă prin fotogenerarea stimulată a perechilor electroni-goluri în rezultatul absorbției fotonilor incidenti pe o *p-n* joncțiune semiconductoră. O altă formă de manifestare a efectului

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

fotoelectric intern în SC cu diferite tipuri de neomogenități (contactul Me-Sc, $p-n$ joncțiuni, SC cu gradient de impurități), constă în separarea purtătorilor de sarcină în câmpurile interne și apariția unei tensiuni fotoelectromotoare, numite *efect fotovoltaic*.

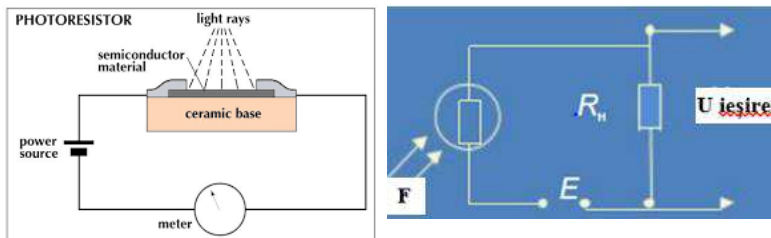


Figura 7.10. Construcția fotorezistorului (a) și conectarea în circuit (b)

Fotorezistorul se caracterizează printr-un set de caracteristici reprezentate în figurile 7.11 - 7.13.

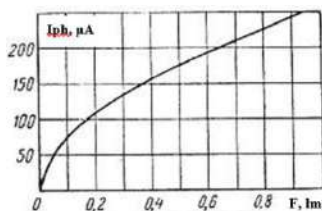


Figura 7.11. Caracteristica lux-amperică a fotorezistorului CdS

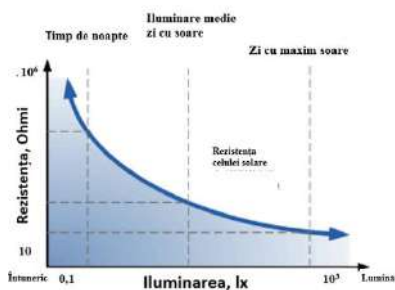


Figura 7.12. Dependența rezistenței de iluminare a fotorezistorului CdS

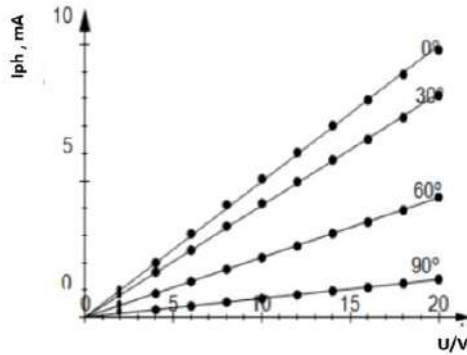


Figura 7.13. Caracteristica volt-amperică a fotorezistorului CdS

În caz de iluminare neuniformă a unui SC omogen generarea purtătorilor de sarcină va fi neuniformă și deci purtătorii de sarcină vor difuza pe direcția descreșterii concentrației. Datorită faptului că electronii și golurile au mobilități diferite va apare o tensiune fotoelectromotoare. Acest proces de apariție a unei fototensiuni se numește *fotoefect de difuzie* sau *efect Dember*.

Un efect fotovoltaic poate să apară într-un SC și când perpendicular pe direcția de iluminare se aplică un câmp magnetic sau SC este deformat uniaxial. În primul caz efectul se numește *efect fotoelectromagnetic* iar în cel de-al doilea caz *fotopiezoelectric*.

Constatăm că toate procesele fotonice necesită o anumită cantitate de energie pentru a fi inițiate. Deoarece energia unui foton este $E = h\nu = hc/\lambda$, detectorii fotonici au o *lungime de undă de prag* mare și aceasta este lungimea de undă maximă sub care ei nu funcționează (Fig. 7.14).

Din relația (7.3) găsim:

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_g} \quad \text{sau} \quad \lambda_c (\mu\text{m}) = \frac{1,24}{E_g (\text{eV})} \quad (7.4)$$

Detectorii fotonici care funcționează în intervalul infraroșu, au energii comparabile cu energia termică medie $\approx kT$ a atomilor din detector. Un număr relativ mare de emisii de cuante pot fi generate și de agitația termică, chiar mai dominantă decât de absorbția luminii, constituind astfel o sursă de zgomot nedorită. Pentru a minimaliza acest efect trebuie micșorată temperatura de lucru a detectorului. De exemplu, majoritatea detectorilor

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

fotonici ce operează la lungimi de undă $\lambda > 3 \mu\text{m}$, lucrează la temperatura azotului lichid (77 K) sau sub ea.

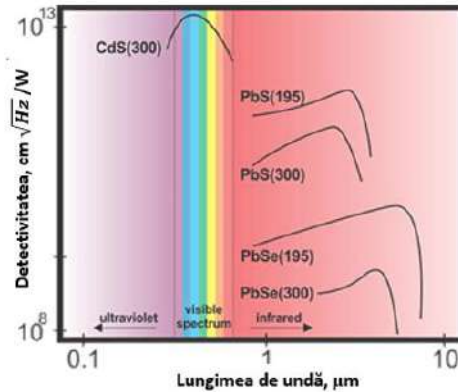


Figura 7.14. Pragurile de detecție a detectorilor fotonici din diferite materiale semiconductoare.

7.2. FOTOCONDUCTIVITATEA

Considerăm un p -semiconductor supus iradierii optice uniforme. Concentrația totală a electronilor și golurilor (n, p) va devia de la valoarea în stare de echilibru (n_0, p_0) prin formarea concentrației purtătorilor de sarcină în exces ($\delta n, \delta p$) în rezultatul excitării optice:

$$\mathbf{n = n_0 + \delta n , p = p_0 + \delta p} \quad (7.5)$$

deoarece avem p - semiconductor, $p_0 \gg n_0$ într-un semiconductor extrinsec. Astfel viteza de recombinare (pentru care ne asumăm un nivel slab de injecție: $\delta n, \delta p \ll p_0$) poate fi scrisă ca:

$$\mathbf{R = \delta n / \tau} \quad (7.6)$$

În acest caz concentrația electronilor va satisface ecuația:

$$\mathbf{dn/dt = G_0 - \delta n/\tau_n} \quad (7.7)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

unde G_o este viteza de fotogenerare net.

Într-un semiconductor uniform și polarizat invers (fig. 7.15) densitatea curenților electronilor și gurilor este dictată exclusiv de curenții de drift (componentele cauzate de difuzie lipsesc, deoarece semiconductorul este uniform: $d/dx = 0$).

În acest caz:

$$\mathbf{J}_n = q\mu_n n \mathbf{E}; \mathbf{J}_p = q\mu_p p \mathbf{E} \quad (7.8)$$

iar densitatea curentului total:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p = q(\mu_n n + \mu_p p) \mathbf{E} = \mathbf{G} \mathbf{E} \quad (7.9)$$

unde

$$\mathbf{G} = q(\mu_n n + \mu_p p) \quad (7.10)$$

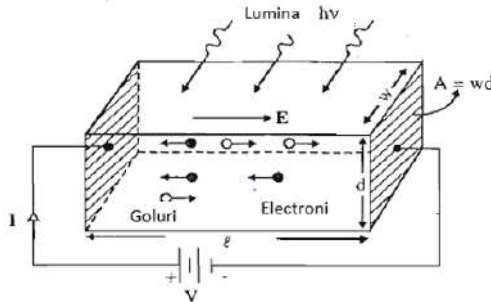


Figura 7.15. Fotoconductor cu polarizarea inversă și supus iluminării

Fotoconductivitatea ΔG - este definită ca diferența dintre (foto) conductivitatea în prezența fotoinjecției și conductivitatea la întuneric a semiconductorului G_o

$$\Delta G = G - G_o = \mu_n \delta n + \mu_p \delta p \quad (7.11)$$

$$G_o = q(\mu_n n_o + \mu_p p_o) \quad (7.12)$$

Curentul total I este produsul densității curentului J și suprafața secțiunii semiconductorului $A = wd$:

$$\mathbf{I} = \mathbf{J}_A = \mathbf{G} \mathbf{E}_A = \mathbf{G}_A \mathbf{V} / l \quad (7.13)$$

unde $E = V/l$ (l - lungimea semiconductorului, $A = wd$ (din fig. 7.15).

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Fotocurentul ΔI este diferența dintre curentul total în prezența excitației optice și curentul la întuneric ($I_0 = G_0AV/l$):

$$\Delta I = I - I_0 = \Delta G_0AV/l = q(\mu_n \delta n + \mu_p \delta p)AV/l \quad (7.14)$$

Răspunsul fotocurentului. Dacă viteza de generare G_0 nu depinde de timp: $\delta/\delta t = 0$ și în stare cvasistaționară obținem

$$\delta n = G_0\tau_n \quad (7.15)$$

și $\delta p = \delta n$ deoarece orice legătură ruptă va crea perechi electron – gol. Astfel fotocurentul va fi:

$$\Delta I = q(\mu_n + \mu_p) G_0\tau_n AV/l \approx q\mu_n G_0 \tau_n AV/l \quad (7.16)$$

Deoarece $\mu_n \gg \mu_p$, expresia data poate fi exprimată în termeni ai timpului de tranzit al electronilor:

$$\tau_t = l/v_n = l/\mu_n E = l^2/\mu_n V \quad (7.17)$$

de unde:
$$\Delta I = q(G_0lA) \tau_n / \tau_t \quad (7.18)$$

Ultima expresie dată are o interpretare certă fizică. Termenul G_0lA este numărul total de perechi electroni-goluri create pe secundă în semiconductor cu un volum de lA . Raportul τ_n/τ_t denotă amplificarea fotoconductivității, determinate de viteza tranzitării semiconductorului de electroni, contribuind astfel la fotocurentul din circuit până a se recombină cu golurile.

Cum se observă din figura 7.13, când perechile electron-goluri sunt create fotocurentul va fi mic, dacă recombinarea are loc imediat, până sarcinile electrice ar ajunge la electrode (aceasta însemnând, că timpul de viață al electronilor τ_n este mult mai mic ca timpul de tranzitare). Pe de altă parte, când timpul de tranzitare este scurt, totuși un număr important de electroni fotogenerați sunt capabili să ajungă la electrod până a se recombină cu golurile în volumul semiconductorului. Pentru a menține neutralitatea în semiconductor, electroda din stânga (fig. 7.15) va livra un număr egal de goluri cu aceeași viteză (per secundă) ca și al electronilor ce ajung la electroda din stânga, rezultând în fotocurentul măsurat în circuitul extern.

Viteza de fotogenerare este egală cu numărul fotonilor injectați per secundă, sau fluxul de fotoni ($P_{opt}/h\nu$) în unitate de volum (lwd) multiplicat de coeficientul eficienței cuantice η :

$$G_o = \eta P_{opt}/h\nu \quad (1/lwd) \quad (7.19)$$

Dacă luăm în considerare reflecția luminii incidente de la suprafață, precum și grosimea semiconductorului, eficiența cuantică va fi eficiența cuantică intrinsecă multiplicată de absorbție:

$$\eta = \eta_i (1-R)(1- \exp(-\alpha d)) \quad (7.20)$$

Fotocurentul injectat la faza inițială (primar):

$$I_{ph} = q\eta(P_{opt}/h\nu) \quad (7.21)$$

Fotocurentul va fi:

$$\Delta I = q(\eta P_{opt}/h\nu) (\tau_n/\tau_t) = I_{ph} (\tau_n/\tau_t) \quad (7.22)$$

de aici amplificarea fotocurentului va fi:

$$\Delta I/I_{ph} = \tau_n/\tau_i \quad (7.23)$$

Alt parametru al fotoconductorilor este rezonșivitatea $R_A (A/W)$ – care este răsponșul fotocurentului la puterea optică incidentă:

$$R_A = \Delta I/P_{opt} = q\eta/h\nu (\tau_n/\tau_t) \quad (7.24)$$

și, cum observăm, depinde de lungimea de undă a luminii incidente.

7.3. FOTODIODE CU P-N JONCȚIUNE

Considerăm o *p-n* joncțiune ca în figura 7.16. O să analizăm răsponșul fotocurentului când dioda este iluminată uniform cu intensitatea I .

Ecuaița continuității sarcinii electrice:

$$\frac{dp_n}{dt} = G(x,t) - \frac{\delta p_n}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{d}{dx} J_p(x) \quad (7.25)$$

unde: $p_n = p_{no} + \delta p_n$ - concentrația totală a golurilor în regiune n ;
 p_{no} - concentrația golurilor în lipsa iniecție de câmp electric sau iluminare;

δp_n - concentrația în exces a golurilor rezultată de iniecția externă.

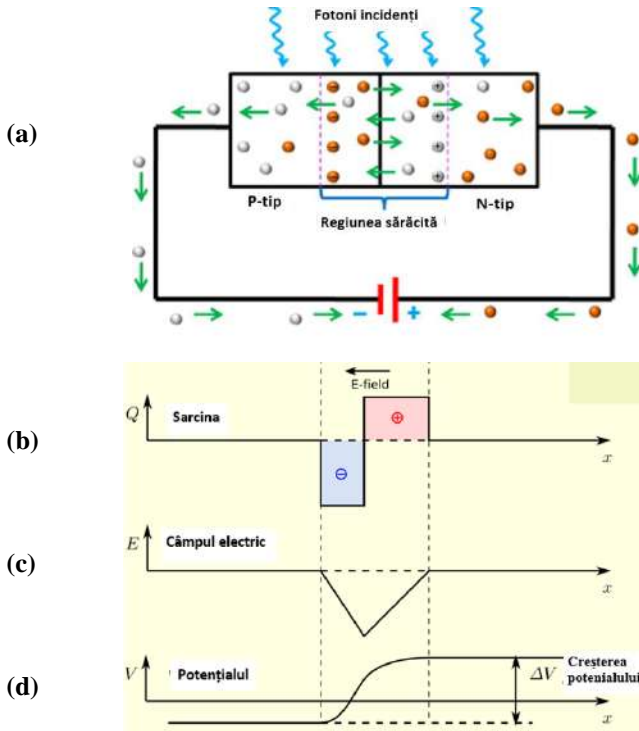


Figura 7.16. (a) p - n fotodioda la iluminare uniform; repartizarea: (b) sarcinii, (c) câmpului electric, (d) potențialului

Procesele fotoexcitării în p - n fotodiodă sunt reprezentate în figurile 7.16-7.17.

Densitatea curentului (golurilor) minoritar în regiunea cvasineutră ($x \geq x_n$) este dominată de componenta difuzională:

$$J_p(x) = -qD_p \frac{dp_n}{dx} \quad (7.26)$$

Deoarece p_{n0} nu este funcție de x și t avem o stare cvasistaționară, iar dacă și $G(x, t) = G_0$ (este tot independentă de x și t) obținem:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} \delta p_n - \frac{\delta p_n}{\tau_p} = -G_0 \quad (7.27)$$

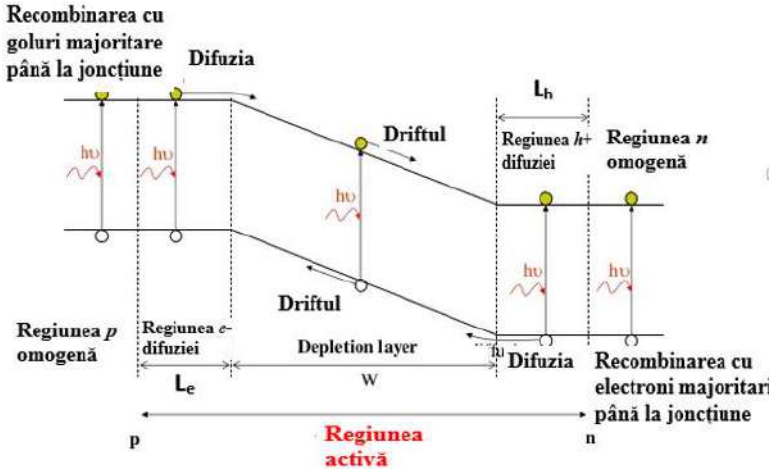


Figura 7.17. Regiunea fotoexcitării și banda interzisă a p-n fotodiodei

Ecuția poate fi rezolvată prin suma soluțiilor omogității și particulare:

$$\delta p_n(x) = c_1 e^{-(x-x_n)L_p} + c_2 e^{(x-x_n)L} + \dots G_0 \tau_p \quad (7.28)$$

Soluție omogenă
soluție particulară

unde $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$ - lungimea de difuzie a gurilor.

După un set de operații ajungem la soluția:

$$J_p(x_n) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{qV/k_B T} - 1) - q G_0 L_p \quad (7.29)$$

unde primul termen este rezultat al polarizării, iar al doilea – al fotogenerării.

Similar, obținem pentru densitatea curenților electronilor:

$$J_n(-x_p) = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} (e^{qV/k_B T} - 1) - q G_0 L_n \quad (7.30)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Curentul total este suma $J_p(x_n)$ și $J_n(-x_p)$ multiplicat la suprafața secțiunii p - n joncțiunii:

$$I = A(J_p(x_n) + J_n(-x_p)) = I_0(e^{qV/k_B T} - 1) - qAG_0(L_p + L_n) \quad (7.31)$$

unde:

$$I_0 = qA\left(\frac{D_p}{L_p}p_{n0} + \frac{D_n}{L_n}n_{p0}\right) \quad (7.32)$$

este curentul invers al diodei.

Ultimul termen $-qAG_0(L_p + L_n)$ este fotocurentul diodei, proporțional cu viteza generării G perechilor electroni-goluri. Caracteristica volt-amperică a diodei la întuneric și la iluminare este reprezentată în figura 7.18. Când $G_0=0$ curentul diodei $-I_0$ este curentul la întuneric, cu o valoare extrem de mică în comparație cu fotocurentul $I_{ph} = -qAG_0(L_p + L_n)$ în condiții de polarizare inversă. Astfel fotocurentul este direct proporțional vitezei de generare G_0 , care, la rândul ei este proporțională cu puterea optică incidentă.

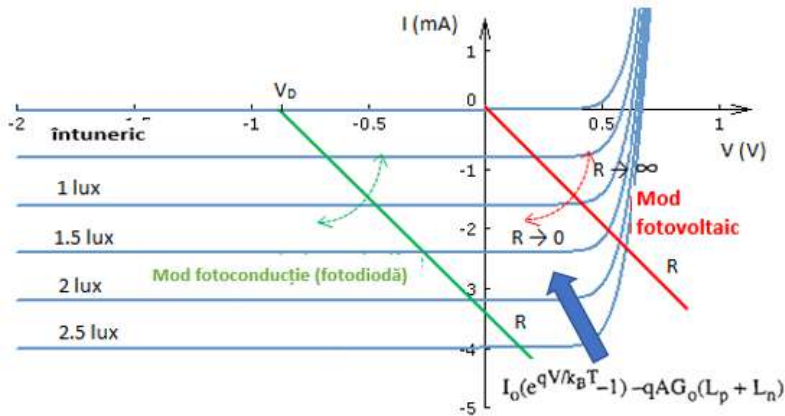


Figura 7.18. Caracteristica curent-tensiune a fotodiodei

Care sunt însă neajunsurile p - n joncțiunii în fotodiode?

Absorbția optică în limitele lungimii difuziei L_p și L_n este foarte mică. Deoarece L_p și L_n au valori mici, contribuția fotocurentului nu este eficientă.

Procesul difuzional este încet, ce rezultă în fotorăspuns încet, dacă intensitatea optică incidentă variază în timp.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Capacitatea joncțiunii C_j este determinată simplu: $C_j = \epsilon A / x_w$ (x_w – lățimea totală a regiunii sărăcite, care în caz de homojoncțiune ($\epsilon_p = \epsilon_n = \epsilon$), conduce la răspunsul încet al circuitului RC.

Un alt parametru important al fotodiodelor este produsul $R_o A$, deoarece fotodiada operează de la polarizarea zero, are o rezistență diferențială la această polarizare zero. Acest produs $R_o A$ este des utilizat:

$$(R_o A)^{-1} = \frac{q^2}{k_B T} \left(\frac{D_p}{L_p} p_{n0} + \frac{D_n}{L_n} n_{p0} \right) = \frac{q^2}{k_B T n_i^2} \left(\frac{D_p N_D}{L_p} + \frac{D_n N_A}{L_n} \right) = \frac{q}{n_i^2} \sqrt{q/k_B T} (N_D \sqrt{\mu_p / \tau_p} + N_A \sqrt{\mu_n / \tau_n}) \quad (7.33)$$

Pentru rădăcina medie pătrată a densității fluxului de fotoni $< P$ (numărul fotonilor per secundă per unitate de suprafață) a radiației monocromatice la o lungime de undă, putem scrie fotocurentul rms:

$$i_p = q \eta \Phi A = q \eta \frac{P_\lambda}{h\nu} \quad (7.34)$$

unde A – suprafața iluminată a fotodetectorului, $\Phi = P_\lambda / h\nu A$, P_λ - rădăcina medie pătrată a puterii optice incidente pentru o lungime de undă λ ($P_\lambda = P_{rms} = m P_{opt} / \sqrt{2}$), iar η - eficiența cuantică a fotodiodei cu considerarea: eficienței cuantice interne, reflecției și adâncimii absorbției optice. Răspunderea curentului, cum am notat mai înainte va fi:

$$R_\lambda = \frac{i_p}{P_\lambda} = \eta \frac{q}{h\nu} = \eta \lambda / 1,24 \text{ [A/W]} \quad (7.35)$$

Astfel, răspunderea este proporțională linear cu eficiența cuantică și lungimii de undă.

Raportul semnalului către zgomot (S/N): este definit ca:

$$\frac{S}{N} = \frac{i_p}{\sqrt{\langle i_n^2 \rangle}} = \frac{R_\lambda P_\lambda}{\sqrt{\langle i_n^2 \rangle}} \quad (7.36)$$

iar pragul de detecție:

$$D_A^* = \frac{R_A \sqrt{A \Delta f}}{\sqrt{\langle i_n^2 \rangle}} \text{ [cm Hz}^{1/2} \text{/W]} \quad (7.37)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Pentru o fotodiodă aflată în echilibru termic (polarizare zero, iluminare zero) zgomotul termic al fotodiodei va depinde de rezistența R_0 la polarizarea zero:

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{4k_B T \Delta f}{R_0} \quad (7.38)$$

În lipsa unui echilibru termic, caracteristica volt-amperică a fotodiodei:

$$I(V) = I_0(e^{qV/k_B T} - 1) - I_{ph} \quad (7.39)$$

$$I_{ph} = q\eta\Phi_B A \quad (7.40)$$

și zgomotul termic: (7.41)

$$\langle i_n^2 \rangle = 2q(I_0 e^{qV/k_B T} \Delta f + I_0 \Delta f + I_{ph} \Delta f) \quad (7.41)$$

iar pragul de detecție:

$$(D_\lambda^*)_T = \frac{q\eta}{h\nu} \frac{1}{\left[(4k_B T/R_0 A) + 2q^2 \eta \Phi_B \right]^{1/2}} \quad (7.42)$$

Pentru caz limitat, când zgomotul termic este dominant în raport cu semnalul indus de radiație de fond și a altor zgomote:

$$(D_\lambda^*)_T = \frac{q\eta}{h\nu} \sqrt{\frac{R_0 A}{4k_B T}} \quad (7.43)$$

Pentru caz limitat, când fotodioda este dominată de fotocurentul indus de radiații (*background radiation-induced photocurrent*), pragul de detectare (detectivitatea):

$$(D_\lambda^*)_{BRIP} = \frac{1}{h\nu} \sqrt{\frac{\eta}{2\Phi_B}} \quad (7.44)$$

Mod de operare al fotodiodei. Distingem două regimuri de operare a $p-n$ joncțiunii iluminate cu caracteristici volt-amperice respective (fig. 7.19). *Modul de operare* poate fi: *fotoconducitiv* (polarizare inversă) sau *fotovoltaic* (polarizare zero).

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Fotodetectorii operează în regim de fotoconductivitate, iar elementele solare - în regim fotovoltaic.

Modul de operare al fotodetectorului este dictat și de construcția diodei (7.19, c), d). Construcția planară este utilă la comutarea cu fibra optică.

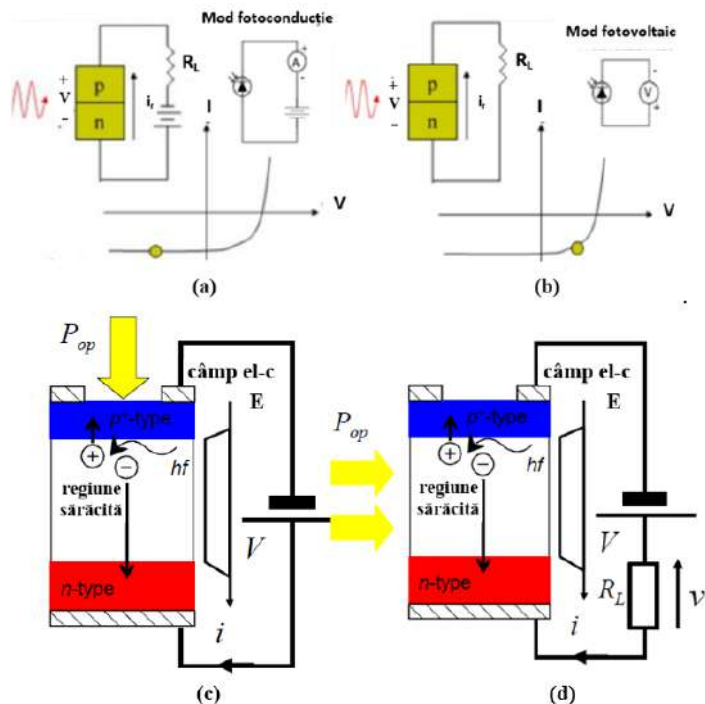


Figura 7.19. Regimurile de operare a p-n joncțiunii iluminate în mod fotodetector, (b) mod fotovoltaic, în construcție verticală (c), în construcție planară (d)

Diagramele benzilor energetice demonstrează comportamentul purtătorilor fotogenerați în funcție de regimul de operare (fig. 7.20). În modul fotoconducitiv dioda operează la polarizare inversă, care reduce drastic timpul de răspuns, dar crește zgomotul diodei. Pentru a micșora timpul de răspuns se mărește regiunea sărăcită și se reduce capacitatea p-n joncțiunii. Fotocurentul este direct proporțional iluminării (la lungimea de undă data). În modul conductiv energia necesară este livrată de la sursă de alimentare din circuit. Regiunea de lucru se află în cadranul 3 (polarizarea inversă, curent invers).

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

În modul fotovoltaic de lucru, la polarizarea zero fluxul fotocurentului este restricționat iar potențialul crește. În modul fotovoltaic energia necesară este livrată la iluminarea $p-n$ joncțiunii. Regiunea de lucru se află în cadranul 4 (polarizare directă, curent invers).

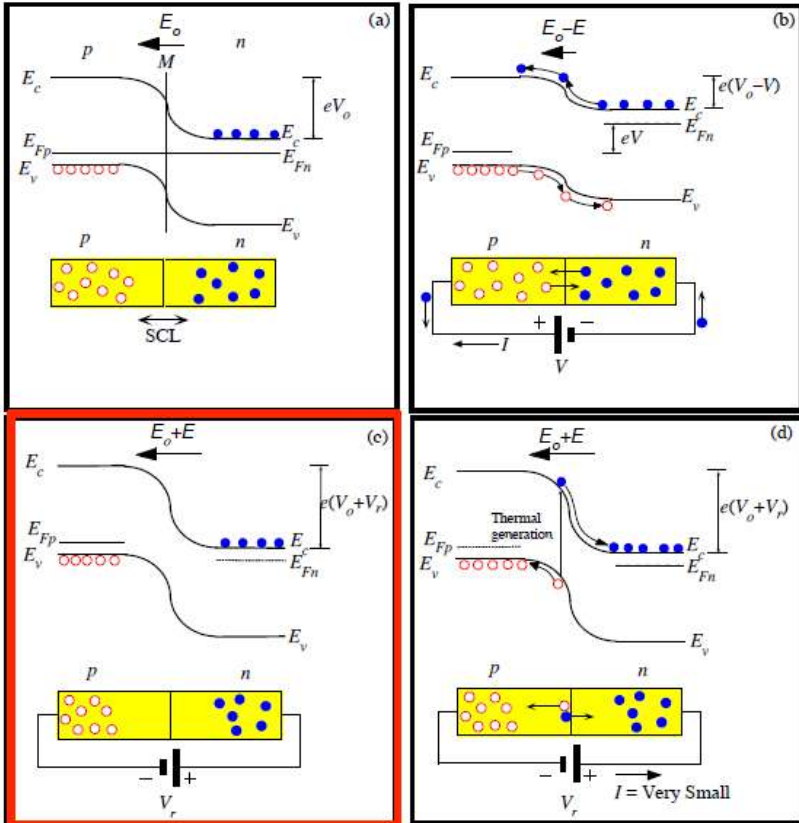


Figura 7.20. Diagramele benzilor energetice pentru o $p-n$ joncțiune la: (a) circuit deschis, (b) polarizare directă, (c) polarizare inversă, termogenerare a perechilor electron-goluri în regiunea sărăcită rezultantă cu un curent invers mic

Domeniul spectral al sensibilității fotoreceptorilor se alege prin selectarea respectivă a materialelor semiconductoare pentru confecționarea dispozitivelor (fig. 7.21).

Absorbția optică în semiconductor. În procesul absorbției fotonilor, ei transmit energia electronilor, impunându-i astfel să treacă în BC. La rândul său, electronii pierzând o parte din energie vor trece în BV pentru a recombină cu golurile, livrând energia surplus sub forma de fotoni emiși ca lumină.

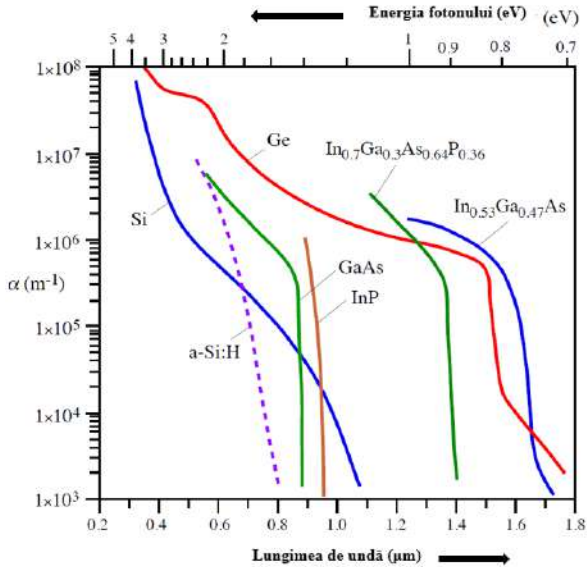


Figura 7. 21. Coeficientul de absorbție (α) vs lungimea de undă (λ) pentru diferiți semiconductori

7.4. FOTODIODE P-I-N

Fotodiodele de Si sunt construite pe un cristal de siliciu similar celui folosit în fabricarea circuitelor integrate. Diferența este aceea că Si folosit în fabricarea fotodiodelor este de puritate mai înaltă. Puritatea Si este direct legată de rezistivitatea sa, o rezistivitate mai mare indicând un siliciu mai pur. De exemplu, se utilizează Si a cărui rezistivitate variază între 10 Ohm cm și 10000 Ohm cm. Materialul de plecare este Si dopat *n*. Ulterior, un strat subțire de tip *p* este creat la suprafața stratului *n*, prin difuzie termică sau implantare ionică a unui element chimic adecvat (de regula B). Suprafața activă a diodei este pasivată cu SiO sau SiO₂ pentru protecție și pentru a forma un strat antireflectorizant. Grosimea acestui strat este optimizată în

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

funcție de lungimea de undă a radiației incidente.

Joncțiunile fotodiodelor au proprietăți deosebite datorită subțirimi stratului p . Grosimea acestuia este determinată de lungimea de undă a radiației ce trebuie detectată. Lângă joncțiunea $p-n$ siliciului devine sărăcit de purtători de sarcină liberi. Adâncimea acestei regiuni se modifică prin aplicarea unei tensiuni inverse în lungul joncțiunii. Când regiunea sărăcită ajunge la contactul catodului, se spune că fotodioda este complet sărăcită de purtători de sarcină. Această regiune sărăcită amplifică rezonvitatea fotodiodei în calitatea de strat major pentru absorbția radiației incidente.

Capacitatea joncțiunii depinde de grosimea acestui strat sărăcit. Crescând tensiunea de polarizare mărim adâncimea regiunii sărăcite și micșorăm capacitatea joncțiunii până când se realizează starea de sărăcire completă. Capacitatea joncțiunii depinde de rezistivitatea Si și de aria activă a joncțiunii. Relația dintre capacitatea joncțiunii, tensiunea de polarizare este reprezentată în figura 7.22.

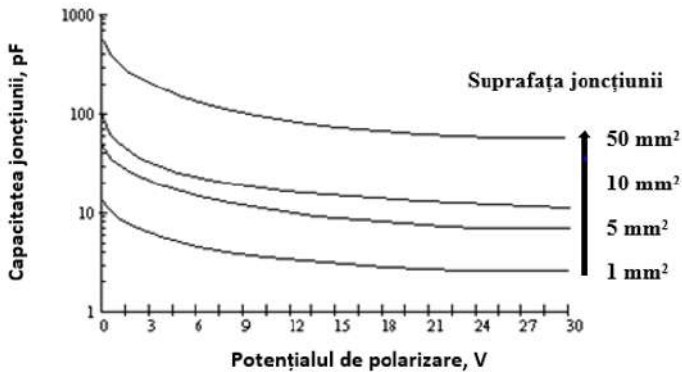


Figura 7.22. Dependența capacității joncțiunii de polarizare și suprafața $p-n$ joncțiunii

Familia de caracteristici volt-amperice (regiunea fotovoltaică și fotodiodă) sunt mai accentuate în $p-i-n$ structură (fig. 7.24).

Pentru o iradiere optică cu intensitatea I_{opt} (W/cm²) din partea $p+$ avem viteza de generare:

$$G(x) = (1 - R)\eta_1 \left(\frac{I_{opt}}{h\nu} \right) \alpha e^{-\alpha x} \quad (7.45)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

De fapt intensitatea I_{opt} este puterea optică incidentă la o suprafață A ($I_{opt} = P_{opt}/A$). Notăm, că numărul total de electroni injectați per secundă per unitate de suprafață va fi:

$$S_0 = \int_0^{\infty} G(x) dx = (1 - R) \eta_i \frac{I_{opt}}{h\nu} \quad (7.46)$$

unde: $I_{opt}/h\nu$ - numărul fotonilor injectați per unitate de timp per s unitate de suprafață;

η_i - eficiența cuantică internă cu probabilitate creării unei perechi electron-gol la un foton incident.

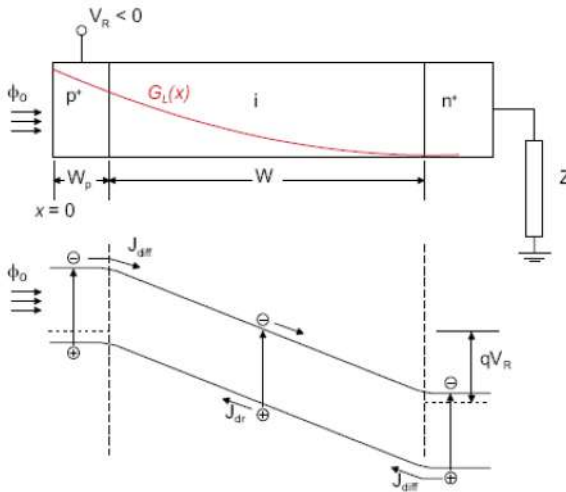


Figura 7.23. Profilul concentrației în p-i-n fotodiadă

Câmpuri electrice intense datorate gradientului de concentrații (fig. 7.23) în regiunea intrinsecă cauzează o separare eficientă a purtătorilor fotogenerați și colectarea lor de electroda la polarizare inversă. Acest fapt conduce la majorarea fotocurentului colectat de circuitul extern.

În condiții cvasistaționare fotocurentul total se compune din componentele de drift și de difuziune:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{dr} + \mathbf{J}_{dif} \quad (7.47)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Considerând că regiunea $p+$ este de lățime foarte mică vom analiza contribuția numai în regiunea $0 < x < W$:

$$J_{dr} = -q \int_0^W G(x) dx = -q S_0 (1 - e^{-\alpha W}) = -q \frac{I_{opt}}{h\nu} \eta_i (1 - R) e^{-\alpha W} \quad (7.48)$$

În care semnul minus indică că curentul de drift curge spre direcția $-x$. Expresia data denotă de asemenea, că creșterea $W \gg 1/\alpha$ amplifică fotocurentul din cauza creșterii absorbției luminii incidente

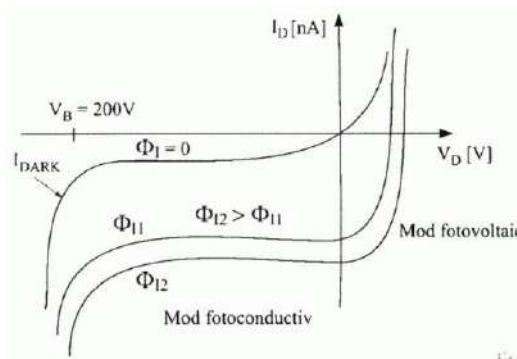


Figura 7.24. Familiile de caracteristici I-V ale fotodiodei p-i-n la diferite nivele de iluminare

Pentru $x > W$ analiza este similară celei efectuate pentru p-n joncțiune (diodă), unde densitatea curentului din goluri, ca purtători minoritari, în regiunea n este rezultat numai al difuziei:

$$J_{dif} \simeq -q D_p \frac{d}{dx} P_n(x) \quad (7.49)$$

$$0 = \frac{dP_n}{dt} = G(x) - \frac{\delta P_n}{dt} - \frac{1}{q} \frac{d}{dx} J_p(x) \quad (7.50)$$

Astfel rezolvăm ecuația:

$$\frac{d^2}{dx^2} \delta P_n - \frac{1}{L_p^2} \delta P_n = -\frac{1}{D_p} G(x) \quad (7.51)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Soluția pentru $\delta P_n(x)$ constă (ca și în cazul p - n diodei) din două soluții: omogenă și particulară

$$\delta P_n(x) = Ae^{-\frac{(x-W)}{L_p}} + Ce^{-\alpha x} \quad (7.52)$$

————— —————
soluții omogene soluții particulare

După un set de calcule obținem, că densitatea curentului difuzional din goluri în regiunea n va fi:

$$\begin{aligned} J_{\text{dif}} &= -qD_p \left. \frac{d}{dx} P_n(x) \right|_{x=W} = qD_p \alpha \left(1 - \frac{1}{\alpha L_p}\right) C_1 e^{-\alpha W} - q \frac{D_p}{L_p} P_{n0} = \\ &= -q \left(\frac{S_0 \alpha L_p}{1 + \alpha L_p} e^{-\alpha W} + P_{n0} \frac{D_p}{L_p} \right) \end{aligned} \quad (7.53)$$

iar densitatea curentului total: $J = J_{\text{dr}} + J_{\text{dif}}$

$$\text{și pentru } x = W \quad = qS_0 \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p}\right) - qP_{n0} \frac{D_p}{L_p} \quad (7.54)$$

Neglijând contribuția termenului de difuzie, eficiența cuantică este:

$$\eta = \frac{J/q}{I_{\text{opt}}/h\nu} = \eta_i (1 - R) \left(1 - \frac{e^{-\alpha W}}{1 + \alpha L_p}\right) \quad (7.55)$$

Observăm, că în caz de $W \rightarrow \infty$ densitatea curentului este dominată de

$$J = -qS_0 \quad (7.56)$$

unde S_0 – numărul total de electroni injectați în unitate de timp în unitate de suprafață, iar eficiența cuantică, cum este de așteptat va fi:

$$\eta = \eta_i (1 - R) \quad (7.57)$$

Generalizând calculul eficienței cuantice notăm următoarele:

Eficiența cuantică interioară:

$$\eta_i = \frac{\text{nr electroni colectati}}{\text{nr fotoni intrati in detector}} = 1 - e^{-\alpha W} \quad (7.58)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Eficiența cuantică exterioară (în literatura de specialitate este des numită pur și simplu eficiența cuantică):

$$\eta_e = \frac{\text{nr electroni generați și colectați}}{\text{nr fotoni incidenti pe detector}} = \frac{i_{\text{ph}}/q}{P_0/h\nu} = (1 - R_p)(1 - e^{-\alpha w}) \quad (7.59)$$

Responzivitatea:

$$R = \frac{\text{fotocurentul (A)}}{\text{Puterea optică incidentă (W)}} = \frac{I_{\text{ph}}}{P_0} \quad \text{sau} \quad R = \eta_e \frac{q}{h\nu} = \eta_e \frac{q\lambda(\mu\text{m})}{1,24} \left[\frac{\text{A}}{\text{W}} \right] \quad (7.60)$$

De unde obținem o relație utilă pentru calcule:

$$\eta[\%] = \frac{1,24 \cdot 10^5 R[\text{A/W}]}{\lambda[\text{nm}]} \quad (7.61)$$

Altă caracteristică a fotodiodei, inclusive pin fotodiodei este *liniaritatea*. Ieșirea unei fotodiode în cazul aplicării unei polarizări inverse este foarte liniară în raport cu iluminarea aplicată joncțiunii fotodiodei (Fig. 7.25).

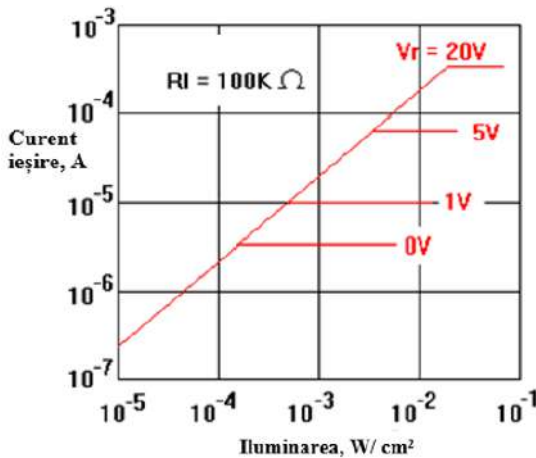


Figura 7.25. Dependența fotocurentului de iluminare

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Rezonanțivitatea (caracteristica spectrală) ca măsură a sensibilității fotodiodei, este raportul dintre fotocurentul la ieșirea din diode (în A) și puterea luminoasă (în W) incidentă la fotodiodă. De notat că puterea incidentă este exprimată, de regulă, în W/cm², iar fotocurentul în A/cm. În figura 7.26 este prezentată rezonanțivitatea unei fotodiode, în funcție de lungimea de undă

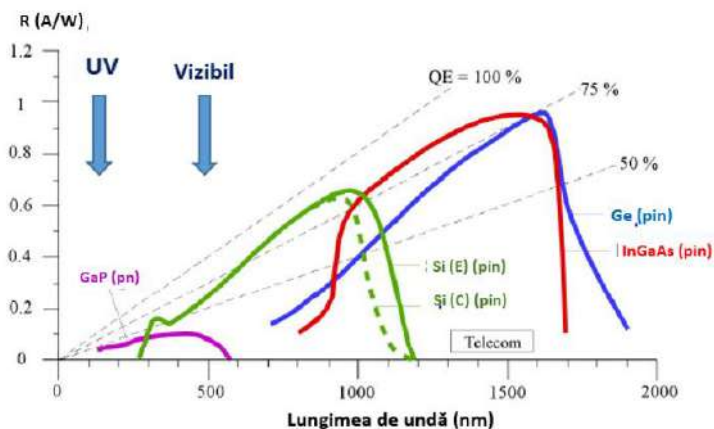


Figura 7.26. Rezonanțivitatea vs lungimea de undă incidentă pentru fotodiode p-i-n. Cu linii întrerupte este reprezentată rezonanțivitatea pentru diferite eficiențe cuantice

Fotocurentul fiind:

$$i_{ph} = q \left(\frac{P_0}{h\nu} \right) (1 - R_p) (1 - e^{-\alpha W}) = RP_0 \quad (7.62)$$

Cota parte transmisă interior detectorului
Flux fotoni incidenti *Cota parte absorbită în regiunea detecției*

Influența temperaturii. Crescând temperatura de funcționare a fotodiodei, distingem două influențe asupra caracteristicilor acesteia. Prima este modificarea eficienței cuantice grație modificărilor de absorbție a radiației în fotodiodă. Valorile eficienței cuantice se micșorează în regiunea UV și crește în regiunea IR (Fig. 7.27). Al doilea rezultat este determinat de creșterea exponențială a numărului de perechi electron-gol, ce determină creșterea curentului de întuneric (ca la orice diodă). Acest curent se dublează la fiecare

creștere a temperaturii cu 8-10 grade C.

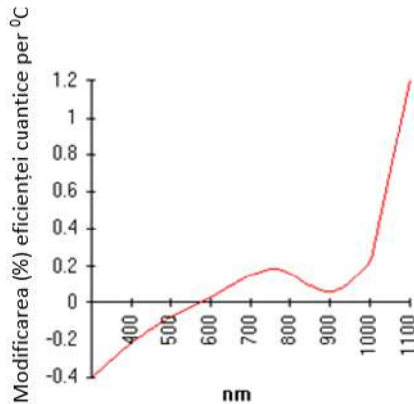


Figura 7.27. Dependența eficienței cuantice a *p-i-n* fotodiodei de temperatură

Surse de zgomot într-o p-i-n fotodiodă.

Zgomotul de alice. Admitem că puterea de intrare este ideal constantă, ceea ce înseamnă că numărul de fotoni per unitate de timp, în medie, este constant. În realitate, acest număr real de fotoni este necunoscut, prin urmare este o variabilă aleatorie. Drept consecință, numărul de electroni fotogenerați la un anumit moment particular de timp este tot o variabilă aleatoare. În plus, numărul de electroni care produc fotocurentul va fi variabil și din cauza recombinărilor și absorbțiilor care sunt tot aleatorii. În concluzie, chiar dacă numărul mediu de electroni este constant, numărul real de electroni va varia. *Deviația numărului real de electroni de la numărul mediu se numește zgomot de alice.* Deoarece curentul electric este mișcarea ordonată a unui șir de electroni, raționamentul poate fi repetat în termeni de curent. Statistica care descrie zgomotul de alice este de tip Poisson. Se poate demonstra că curentul de zgomot de alice este

$$i_s = \sqrt{2q(I_p^*)BW_{PD}} \quad (7.63)$$

unde I_p^* - fotocurentul mediu,
 BW_{PH} - banda fotodiodei.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Deoarece densitatea spectrală de putere este constantă, zgomotul de alice este un *zgomot alb*.

Astfel, valoarea efectivă a curentului de zgomot de alice $i_s(A)$ se calculează ca rădăcina pătrată a variației zgomotului de alice, și reprezintă caracteristica cea mai importantă a zgomotului de alice. În practică, zgomotul de alice se reprezintă prin valoarea sa efectivă per unitate de bandă, numită valoarea efectivă a zgomotului normalizată la bandă, i_{sN} . Pentru curentul de zgomot de alice acesta este:

$$i_{sN} = (A/\sqrt{Hz}) = i_s/\sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{2q(I_p^*)} \quad (7.64)$$

Zgomotul termic. Mișcarea electronilor datorită temperaturii are loc aleatoriu. Astfel, numărul de electroni care curg printr-un circuit dat, la un moment oarecare de timp, este o variabilă aleatorie. *Deviația numărului instantaneu de electroni de la valoarea medie, datorată temperaturii, este numită zgomot termic.* Același lucru putem repeta în termeni de curent. Rezultă că singurul mod de a micșora zgomotul termic este să micșorăm temperatura. Modelul statistic pentru zgomotul termic este procesul aleatoriu staționar de tip Gauss, pentru care densitatea spectrală de putere este dată de formula:

$$S_i(f) = 2kT/R_L \quad (7.65)$$

unde R_L – rezistența de sarcină

De fapt, dacă investigăm zgomotul termic propriu al fotodiodei, atunci în formula trebuie utilizată rezistența joncțiunii. Dar, considerând rezistența joncțiunii, care are valori foarte mari (M Ω) și conectarea ei în paralel cu rezistența de sarcină, neglijăm contribuția ei.

Ca și la zgomotul de alice, deoarece densitatea spectrală este constantă, zgomotul termic este un zgomot alb (numai până la frecvențe de 1 THz).

După unele calcule efectuate obținem că valoarea efectivă a zgomotului termic:

$$i_t = \sqrt{(4kT/R_L)BW_{PD}} \quad (7.66)$$

Iar valoare efectivă a curentului de zgomot termic normalizată la bandă:

$$i_{tN}(A/\sqrt{Hz}) = i_t/\sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{4kT/R_L} \quad (7.67)$$

Valoarea efectivă a zgomotului curentului la întuneric:

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

$$i_d = \sqrt{2q(I_d^* BW_{PD})} \quad (7.68)$$

Iar valoarea efectivă pe unitate de bandă:

$$i_{dN}(A/\sqrt{Hz}) = i_d/\sqrt{BW_{PD}} = \sqrt{(2q(I_d^*))} \quad (7.69)$$

Zgomotul curentului la întuneric este esențial la viteze mici (sub 100 Mbit/s), iar la viteze mari (cca 1Gbit/s) nici chiar un curent de întuneric de 100 nA nu contribuie esențial la zgomotul total al dispozitivului.

Zgomotul 1/f. O fotodiodă generează zgomot la întuneric complet, diferit de zgomotul curentului de întuneric. Natura lui nu este încă cunoscută. Valoarea efectivă per unitate de bandă este aproximativ data de relația:

$$i_{1/fN}(A/\sqrt{Hz}) = i_{1/f}/\sqrt{BW_{PD}} = (K_{1/f} I^\alpha)/f^\beta \quad (7.70)$$

unde constantele $K_{1/f}$, α , β se deduc empiric. Valoarea aproximativă a constantei $\alpha \approx 2$, iar pentru $\beta \approx 1,0 - 1,5$.

Acest zgomot contribuie doar la frecvențe joase și este neglijabil deja la cca 100 Hz.

Raportul semnal-zgomot (SNR) al unei fotodiode p-i-n. prin definiție, raportul semnal-zgomot este raportul dintre puterea de semnal și puterea de zgomot. Puterea de semnal este proporțională cu pătratul valorii medii a fotocurentului (I_p^*), iar puterea de zgomot este proporțională cu pătratul valorii efective a curentului de zgomot indus (i_{zg}). Dar, ambele puteri descrise sunt disipate în rezistența de sarcină, atunci (considerând și că $I_p^* = RP^*$):

$$SNR = \frac{\text{puterea de semnal}}{\text{puterea de zgomot}} = \frac{I_p^{*2}}{i_{zg}^2} = \frac{(R^2 P^{*2})}{i_{zg}^2} \quad (7.71)$$

Curentul de zgomot indus va fi:

$$i_{zg} = \sqrt{(i_s^2 + i_t^2 + i_d^2 + i_{1/f}^2)} \quad (7.72)$$

În fotodioda p-i-n zgomotul dominant va fi cel termic, ceilalți factori pot fi neglijați. De unde scriem:

$$SNR_t = \frac{R^2 P^{*2} R_L}{(4kT) BW_{PD}} \quad (7.73)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Concluzionăm, că pentru îmbunătățirea parametrului SNR a unei *p-i-n* fotodiode trebuie mărită valoarea rezistenței de sarcină.

Puterea echivalentă de zgomot (NEP). Acest parametru important prin definiție este *puterea minima de semnal pentru care SNR = 1*. Deci este valoarea puterii de intrare cu un semnal produs echivalent cu zgomotul.

$$\text{NEP}(W) = i_{z\bar{e}}/R \quad (7.74)$$

deci este puterea optică minima detectată de dispozitiv.

Dacă consultați cataloagele, sunt date NEP per unitate de bandă:

$$\text{NEP}_N(W/\sqrt{Hz}) = \frac{\text{NEP}}{\sqrt{BW_{PD}}} = i_{z\bar{e}N}/R \quad (7.75)$$

Deși nu se observă din relațiile de mai sus, NEP crește cu frecvența și reprezentarea grafică a acestei dependențe se numește *palier de zgomot*.

Deoarece în definiția NEP este și rezonvitatea R , care depinde de lungimea de undă, și NEP va depinde de lungimea de undă:

$$\text{NEP}(\lambda) = \text{NEP}_N[R_{\max}/R(\lambda)]\sqrt{BW} \quad (7.76)$$

Industrial fotodiodele *p-i-n* se confecționează în mai multe variante constructive (fig. 7.28).

În primul caz (fig. 7.28 (a)) iluminarea este prin stratul $p+$, a suprafeței, iar eficiența cuantică este descrisă ca:

$$\eta = \eta_i(1-R)(1-\exp(-\alpha d)) \quad (7.77)$$

spre deosebire de fotodiodele *p-i-n* ca ghid optic (fig. 7.28, f) în care fotoexcitarea are loc în volum, la parcurgerea luminii a ghidului, iar eficiența cuantică se descrie ca:

$$\eta = \eta_i(1-R(1-\exp(-\Gamma\alpha d))) \quad (7.78)$$

în care η - eficiența cuantică internă; R - reflectivitatea; d (sau W) - grosimea stratului de absorbție; L - lungimea ghidului fotodetectorului *p-i-n*; Γ - factorul de confinament.

Lățimea benzii f_{3dB} și timpul de răspuns t_r pentru 30-90% se determină din capacitatea diodei C_j și rezistența de sarcină R_L :

$$F_{3dB} = 1/(2\pi R_L C_j) \quad (7.79)$$

$$t_r = 0,35/f_{3dB} \quad (7.80)$$

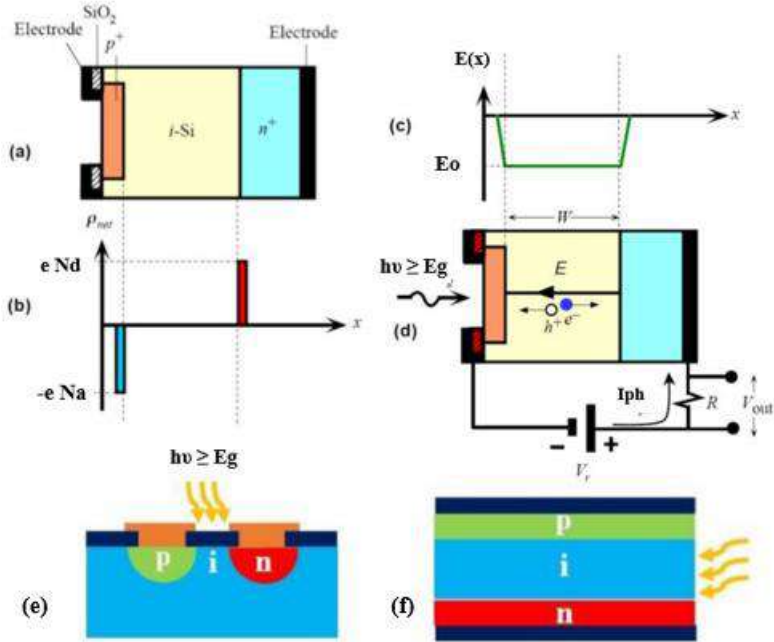


Figura 7.28. Fotodiode $p-i-n$: planară verticală cu iluminarea la suprafață în lipsa polarizării (a) și distribuția concentrațiilor (b), la polarizare directă (c) și intensitatea câmpului electric în structură (d), planară cu iluminarea la suprafață (e) și structura verticală planară cu iluminarea laterală (f).

Avantajele $p-i-n$ fotodiodei;

- ✓ creșterea lățimii regiunii sărăcite (în care purtătorii generați sunt transportați prin drift) crește suprafața de captare a luminii.
- ✓ creșterea lățimii regiunii sărăcite reduce capacitatea joncțiunii și astfel constanta timpului RC. Dar timpul de tranzit crește de asemenea cu lățimea regiunii sărăcite.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

- ✓ reducând rata dintre lungimea difuziei și lungimii de drift a dispozitivului rezultă în într-o proporție mai mare a curentului generat condus de driftul purtătorilor de sarcină mai rapizi.

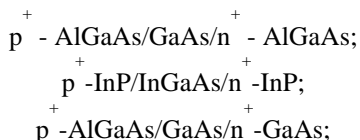
Aplicații ale fotodiodei $p-i-n$:

- ✓ ca redresor de înaltă tensiune. Stratul intrinsec oferă o partajare între ambele straturi, permițând toleranța polarizării inverse mai mari;
- ✓ ca comutator ideal de frecvență radio. Stratul intrinsec dintre straturile $p-n$ crește spațiul dintre ele. Aceasta reduce, de asemenea, capacitatea dintre regiuni, ridicând astfel nivelul de izolare atunci când dioda $p-i-n$ este polarizată invers;
- ✓ ca fotodetector pentru a converti lumina în curent care are loc în stratul de epuizare al fotodiodei, creșterea stratului de sărăcire prin includerea stratului intrinsec progresează performanța prin creșterea volumului în care are loc schimbarea luminii;
- ✓ ca element ideal pentru a permite comutarea electronică în aplicații în electronică.

Aplicații ale fotodiodei $p-i-n$:

- ✓ ca redresor de înaltă tensiune. Stratul intrinsec oferă o partajare între ambele straturi, permițând toleranța polarizării inverse mai mari;
- ✓ ca comutator ideal de frecvență radio. Stratul intrinsec dintre straturile $p\&n$ crește spațiul dintre ele. Aceasta reduce, de asemenea, capacitatea dintre regiuni, ridicând astfel nivelul de izolare atunci când dioda $p-i-n$ este polarizată invers;
- ✓ ca fotodetector pentru a converti lumina în curent care are loc în stratul de epuizare al fotodiodei, creșterea stratului de sărăcire prin includerea stratului intrinsec progresează performanța prin creșterea volumului în care are loc schimbarea luminii;
- ✓ ca element ideal pentru a permite comutarea electronică în aplicații în electronică. Este util în principal pentru aplicațiile de proiectare RF și, de asemenea, pentru furnizarea comutării sau un element atenuant în atenuatoare RF și comutatoare RF. Dioda $p-i-n$ este capabilă să ofere niveluri de consistență mult mai mari decât relele RF care sunt frecvent singura alternativă.

Fotodiode cu heterojuncțiuni. Multe din fotodiode $p-i-n$ performante sunt confecționate din heterojuncțiuni (fig. 7.29). Materialele din care sunt confecționate sunt:



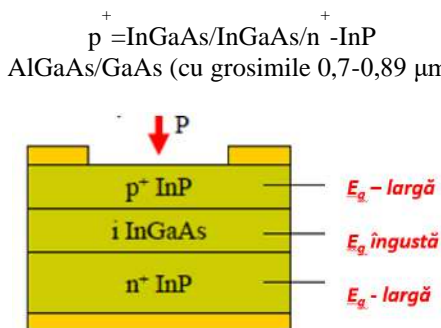


Figura 7.29. Structura unei p-i-n fotodiode din heterojuncțiuni

Un fotodetector tipic p-i-n InGaAs, ce operează la 1550 nm, are eficiența cuantică $\eta = 0,75$ și responsivitatea $R=0,9 \text{ A/W}$.

Heterojuncțiunile oferă flexibilitate în optimizarea performanțelor fotodiodei. În fotodiode pe heterojuncțiuni regiunea activă are în caz normal banda interzisă mai mică comparativ cu regiunile homojoncțiunilor. Regiunile homojoncțiunilor cu banda interzisă largă care pot fi regiunea de sus sau regiunea substratului n , servesc ca fereastră pentru semnalul optic la intrare.

Banda interzisă mică a regiunii active determină pragul de tăiere în regiunea de unde mari a fotorăspunsului λ_{th} , iar banda interzisă mare a regiunii omogene ferestre dictează pragul undelor scurte de tăiere a răspunsului optic λ_c .

Pentru un semnal optic care are o lungime de undă λ_c în intervalul $\lambda_{th} > \lambda_c > \lambda_c$ eficiența cuantică și responsivitatea pot fi optimizate

7.5. FOTODIODE CU AVALANȘĂ

Pentru a amplifica răspunsul fotocurentului, unele procese de multiplicare a purtătorilor de sarcină pot fi utilizate astfel încât să poată fi realizat mai mult fotocurent în circuite externe pentru aceeași incidență optică. Fotodiodea cu avalanșă este de fapt o p-i-n structură cu amplificare a semnalului, amplificare realizată prin efectul de multiplicare în avalanșă (fig. 7.30). În acest scop în structura p-i-n fotodiodei se adaugă un strat p , obținând configurația $n^+ p^- i p^+$ (fig.7.31).

Principala diferență în lucrul fotodiodei cu avalanșă constă în operarea la polarizare inversă cu un potențial mult mai mare pentru a asigura multiplicarea gurilor și electronilor create de perechile inițial excitate de

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

fotonii incidenti. În stratul intrinsec i intensitatea câmpului electric este practic constantă și cu valori mici, iar în regiunea îngustă p intensitatea câmpului electric crește drastic inițiind și menținând avalanșa purtătorilor de sarcină. Coeficientul de ionizare pentru astfel de fotodiode se determină ca $k = \alpha_h/\alpha_e$.

Profilul de distribuție al impurităților dopate este ales astfel încât stratul p să aibă cea mai mare rezistență și, prin urmare, cea mai mare intensitate a câmpului electric. Când lumina acționează asupra stratului i , se formează perechi electron-gol. Datorită câmpului mic, există o mișcare direcțională a sarcinilor către polii corespunzători.

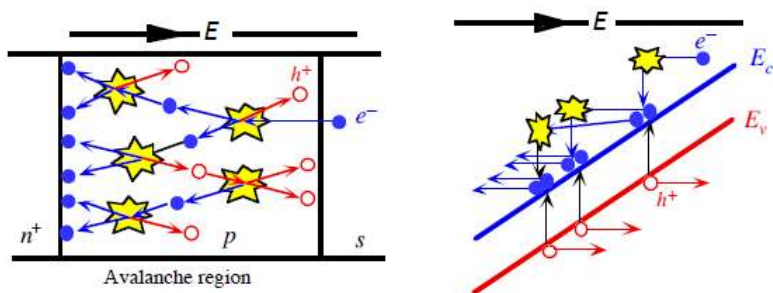


Figura 7.30. Procesul de multiplicare în fotodiodea cu avalanșă

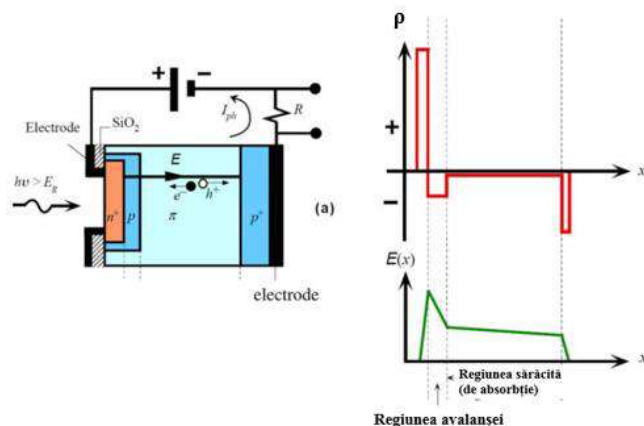


Figura 7.31. Structura și distribuția câmpului electric în fotodiodea cu avalanșă.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Caracteristica volt-amperică a diodei cu avalanșă este reprezentată în figura 7.32.

Când electronii liberi ajung din stratul i în stratul p , accelerația lor devine mai vizibilă datorită câmpului electric ridicat din stratul p . Când se accelerează în banda de conducție a stratului p , astfel de electroni acumulează suficientă energie pentru a excita alți electroni din BV în BC.

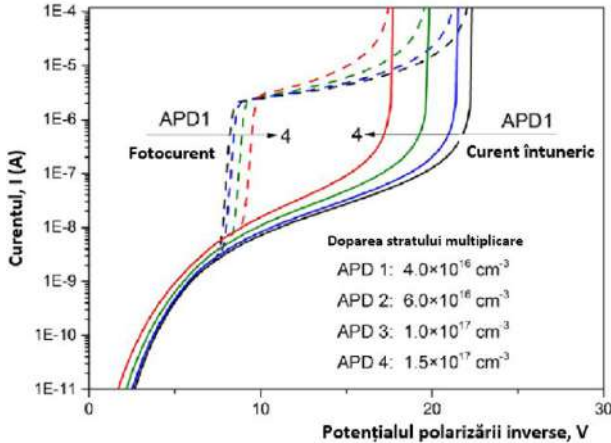


Figura 7.32. Caracteristica curent tensiune la amplificarea prin avalanșă

Acest proces se numește amplificare prin avalanșă sau multiplicarea fotocurentului primar. Efectul de avalanșă asigură un coeficient de amplificare de mărimi de ordine mai mare, eficiența cuantică și o sensibilitate mai înaltă ca a fotodiodei $p-n$.

Factorul de multiplicare al fotodiodelor cu avalanșă

$$M = \frac{I_M}{I_p} \quad \text{sau} \quad M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{CM}}{U_{np}}\right)^m} \quad (7.81)$$

unde I_M – valoarea medie al curentului total de ieșire ($m=1,5-4$ pentru Si, și $m=2,5-9$ pentru Ge);

I_p – fotocurentul primar.

Analizăm cauzele acestui comportament al factorului de multiplicare. În regiunea I (fig. 7.33). Regiunea de sarcini spațiale este localizată doar în stratul p , prin urmare, dispozitivul se comportă similar unei diode cu avalanșă $n-p$. Limita acestei regiuni este determinată de tensiunea de străpungere a stratului p și este de obicei de 50-100 V.

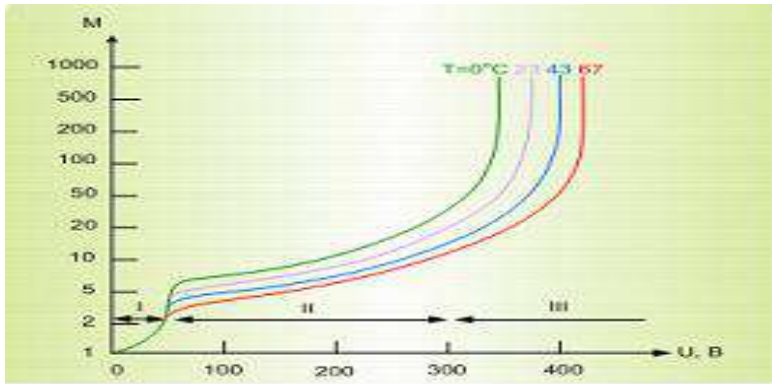


Figura 7.33. Dependența factorului de multiplicare de tensiunea aplicată fotodiodei cu avalanșă

Cu creșterea tensiunii, se distinge o regiune de tranziție II (de la începutul străpungerii până la epuizarea completă a stratului i) cu o lungime de 10 ... 50 μm . Pe acest segment (regiunea de lucru a fotodiodei cu avalanșă) dependența $M=M(U)$ este slabă, afectată de rolul tampon al regiunii i extinse.

În acest mod, sunt complet colectați purtătorii generați în regiunea I, ce asigură, randamentul cuantic maxim.

În regiunea III, o multiplicare prin avalanșă a purtătorilor începe și în regiunea i (modul $p-i-n$ - APD), dependența $M(U)$ devine din nou accentuată, iar stabilitatea parametrilor săi se deteriorează.

De obicei, valoarea lui M nu este aceeași în toată zona fotosensibilă: este maximă în centru și scade la margini. Corecția acestui defect, manifestată în special la scanarea cu fascicule laser înguste, este o problemă tehnologică foarte complexă. Pentru probe industriale tipice $M = 100$ pentru fotodiode cu avalanșă de Si $n-p-i-p$.

Linearitatea detecției luminii este o caracteristică a fotodiodelor cu avalanșă ce determină intervalul dinamic a semnalelor optice:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_0 - I_{ph}R_s}{U_{străpungere}} \right)^m} \quad (7.82)$$

Cu cât este mai mare M inițial, cu atât este mai mare căderea de tensiune $I_{ph}R_{cm}$, cu atât apare mai devreme neliniaritatea caracteristicii de detectare.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

În regiunea neliniară, când $I_{TV} = 0$, coeficientul de multiplicare este proporțional cu $I / \sqrt{I\Phi}$.

Sarcina spațială ecranează câmpul electric, determinând o scădere a amplificării avalanșelor. Efectul sarcinilor spațiale este cu atât mai semnificativ, cu cât aria de expunere este mai mică. Efectul de saturație se manifestă mai devreme la dispozitivele care operează cu fibre monomod.

Existența unui curent la întuneric multiplicat poate afecta, de asemenea, liniaritatea detectării, mai ales în cazul factorilor de multiplicare mari. O creștere a tensiunii de polarizare este de obicei însoțită de o creștere a fotocurentului secundar, iar apoi scăderea acesteia. La valori mari de M , curentul diodei încetează să mai fie controlat de lumină. O creștere a temperaturii regiunii active determină o scădere a coeficienților de ionizare și, în consecință, o scădere a multiplicării prin avalanșă.

Responsivitatea fotodiodelor cu avalanșă poate fi evaluată considerând coeficientul de amplificare:

$$\mathfrak{R}_{APD} = \frac{\eta q}{h\nu} M = \mathfrak{R}_0 M \quad (7.83)$$

Eficiența cuantică a fotodiodelor cu avalanșă:

$$\eta(\lambda) = \zeta(1-R) [1 - \exp(-\alpha(\lambda)d)] \quad (7.84)$$

unde: R - reflectanța de la suprafață;

ζ - fracția de perechi electroni-goluri ce contribuie la curentul detectorului;

$\alpha(\lambda)$ - coeficientul de absorbție al materialului;

d - grosimea fotodetectorului.

Dezavantajele fotodiodei cu avalanșă sunt: operarea la tensiuni mult prea înalte, curentul de fond (zgomotul) înalt, sensibilitate mai mică ca la $p-i-n$ fotodiodă, și o ieșire a semnalului neliniară.

Tehnologia obținerii fotodiodelor prin avalanșă este complicată, datorită necesității asigurării uniformității spațiale a multiplicării purtătorilor de sarcină în întreaga zonă fotosensibilă și de a minimaliza scurgerile de curent pe marginile joncțiunii. Reducerea ultimelor se efectuează prin confecționarea de inele de protecție metalizate.

Prezentăm unele definiții pentru relațiile scrise mai jos:

α_n - coeficientul de ionizare a electronilor (cm^{-1}) = numărul perechilor electron-gol generate de un electron incident per unitate de distanță

β_p - coeficientul de ionizare a golurilor (cm^{-1}) = numărul perechilor electron-gol generate de un gol incident per unitate de distanță.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

În general pentru majoritatea materialelor semiconductoare $\alpha_n \neq \beta_p$ și sunt funcții exponențiale de câmp electric aplicat:

$$\alpha_n(E) = \alpha_0 e^{-C_n/E} \quad (7.85)$$

$$\beta_p(E) = \beta_0 e^{-C_p/E} \quad (7.86)$$

în care constantele α_0 , β_0 , C_n , C_p depind de materialul semiconductor.

Coeficientul de amplificare pentru fotodiodele cu avalanșă sunt de 20-400 (pentru Si), 50-200 (pentru Ge), 10-50 (pentru GaAs), dar pot ajunge și la 1000 pentru unele materiale. Fotodiodele cu avalanșă sunt fabricate pentru spectru larg de lungimi de undă: cu Si – 300-1100nm; Ge – 800-1600nm; InGaAs – 900 -1700 nm, heterostructuri pe InGaAsP-InP – până la 2000nm.

7.6. FOTODIODE SCHOTTKY

Fotodiodele cu barieră Schottky posedă o eficiență înaltă și o tehnologie simplă. Joncțiunea $p-n$ și structura diodei Schottky în secțiune sunt reprezentate în figura 7.34. Sunt reprezentate și stratul antireflectant din Au cu grosimea $d \sim 100\text{\AA}$, contactul electric (inelar, pentru a limita curentul de scurgere de la suprafață).

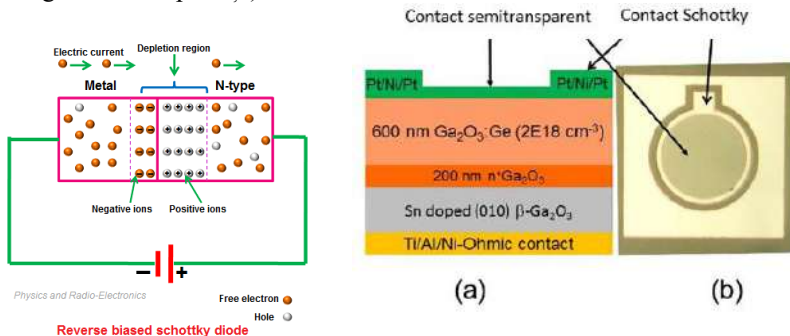


Figura 7.34. Joncțiunea Schottky și structura diodei Schottky cu inel de protecție

Fotodiada Schottky funcționează în diferite regimuri în dependență de energia fotonilor incidenta, iar bariera energetică formată la polarizarea inversă este reprezentată în figura 7.35.

Fotodioda Schottky asigură capacități adiționale de viteza răspunsului și extinderea spectrului sensibilității în intervalul de lungimi de undă mari, ce-i permite să aibă domeniu de lucru garantat.

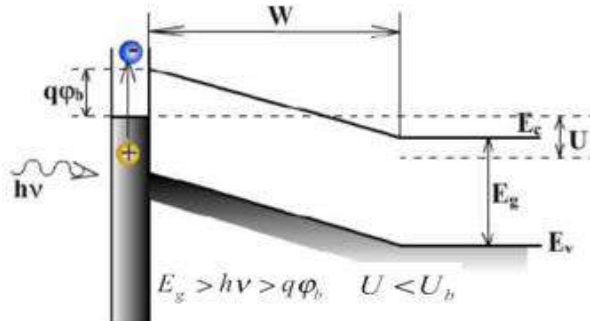


Figura 7.35. Barierea energetică formată în fotodioda Schottky

unde ϕ_b - înălțimea barierei de contact;

U - tensiunea aplicată;

U_b - tensiunea de străpungere prin avalanșă.

Fotodioda Schottky este unică ca fotodetector și poate opera în două regimuri de fotodetecție:

- *generarea de perechi-electron-goluri*: se bazează pe tranzițiile bandă-bandă în semiconductori;

- *emisia de purtători de sarcină*: se bazează pe emisia purtătorilor din metal în semiconductor, deseori numită ca fotoemisie internă. Joncțiunea metal-semiconductor asigură acțiuni similare unui strat intrinsec în fotodioda p-i-n, astfel asigurând o captare pe o suprafață largă a energiei fotonilor incidenti.

Structura Me-Semiconductor-Me fotodetector. Detectorii discutați mai sus se refereau la structura verticală a fotodiodei Schottky. Pentru dispozitive integrate și pentru cele cu viteza mare de operare este preferabil un *design planar*. Conceptul fotodetectorului Me-Sc-Me conține 2 contacte Schottky identice (fig. 7.36) la care se aplică polarizare diferită.

La polarizarea zero fotodioda Schottky produce un fotocurent (fig. 7.37), iar în fotodioda Me-Sc-Me curentul net este zero la polarizarea zero. Aceasta este din cauza, că structura este simetrică, câmpul electric în centrul structurii fiind nul, și electronii fotoexcitați sunt captați în groapa de potențial formată.

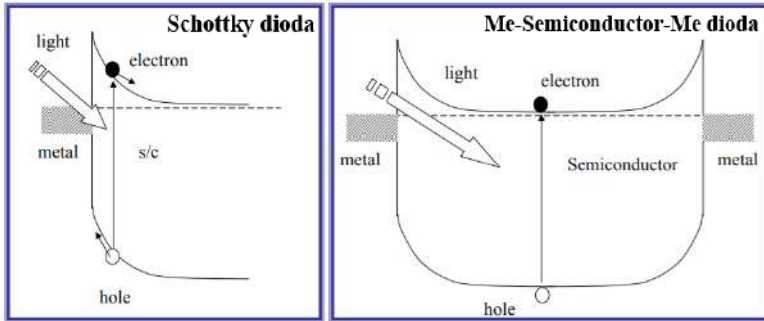


Figura 7.36. Diagrama benzilor structurii Me-semiconductor-Me

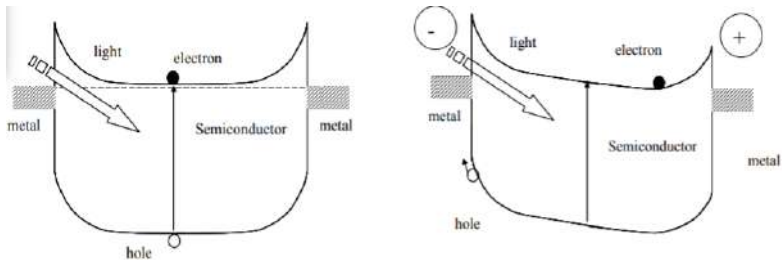


Figura 7.37. Detectorul metal-semiconductor-metal la polarizare moderată

La polarizare moderată, bariera de potențial se micșorează la polarizare directă. În acest caz fotoelectronii excitați sunt încă captați în groapa de potențial, iar fotogolurile, deși nu sunt captate, încă nu pot părăsi regiunea activă din cauza sarcinii formate de electronii captați (fig. 7.37), rezultând într-un curent net foarte mic.

La creșterea valorii polarizării regiunea sărăcită W în semiconductor se extinde (fig. 7.38) și la un potențial pentru structura cu benzile plate este

$$V_d = \phi_b - E_F/q - V_f = qN_D L^2 / 2\epsilon_s \epsilon_0 \quad (7.87)$$

egală cu distanța dintre electrozi L (fig. 7.41).

$$\text{Astfel} \quad V_{FB} = qN_D L^2 / 2\epsilon_s \epsilon_0 \quad (7.88)$$

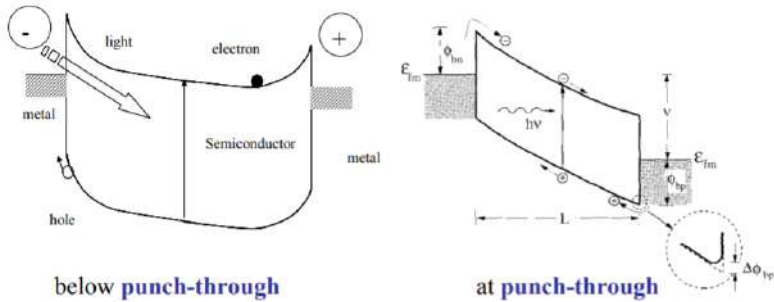


Figura 7.38. Detectorul metal-semiconductor-metal la creșterea polarizării

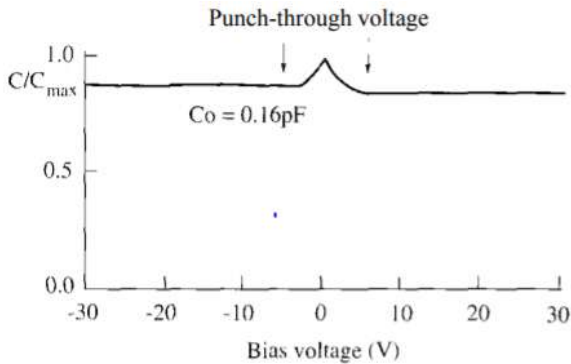


Figura 7.39. Capacitatea structurii metal-semiconductor-metal

Capacitatea diodei Me-Sc-Me este mică deoarece avem o structură cu geometria planară și simetrică față de axa centrală a structurii (fig. 7.7.38, 7.39).

Avantajele fotodiodei metal-semiconductor-metal:

- ✓ Câmp electric puternic în regiunea de lucru;
- ✓ fotocurent pur de drift, componenta difuzională – zero;
- ✓ fotorăspuns foarte rapid, determinat de viteza de saturație V_s ;
- ✓ Nu există necesitatea de contacte ohmice, astfel materialul poate fi dopat slab;
- ✓ Curentul de întineric foarte mic (din cauza conectării coadă-coadă a 2 diode Schottky);

- ✓ Capacitate foarte mică - RC – foarte mic – constant;
- ✓ Construcția planară dictează compatibilitatea cu tehnologia circuitelor integrate.

7.7. VARACTORE VARIABLE OPTIC

Fotovaractorul (fotovaricapul) este noul tip special de diodă *p-i-n* semiconductoare care are posibilitatea de a gestiona direct cu capacitatea de joncțiune cu utilizarea puterii optice. Structura fotovaractorului este proiectată special pentru a obține schimbări de capacitate cât mai mare posibil în timp ce se luminează cu puterea optică.

Un fotovaractor tipic este un dispozitiv de tip heterostructură, exemplul căreia în secțiune transversală este prezentat în figura 7.40.

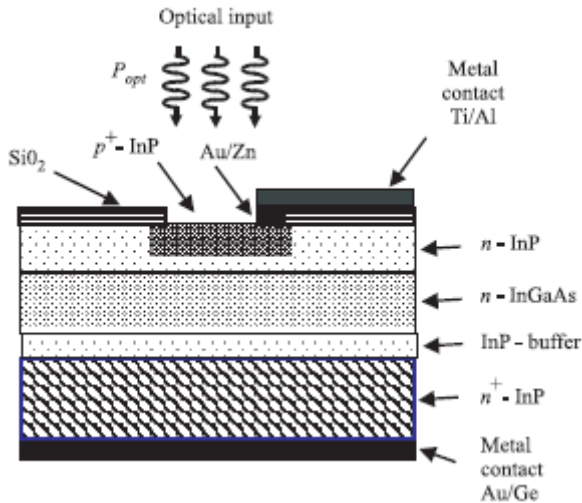


Figura 7.40. Secțiunea transversală a unui fotovaractor

Principiul de lucru al fotovaractorului este similar varactorului cu deosebirea că valoarea polarizării este rezultat al fotogenerării purtătorilor de sarcină în joncțiunea p-n a diodei. Varierea polarizării inverse prin puterea optică incidentă (fig. 7.41) modulează regiunea sărăcită la joncțiune, deci și capacitatea de barieră.

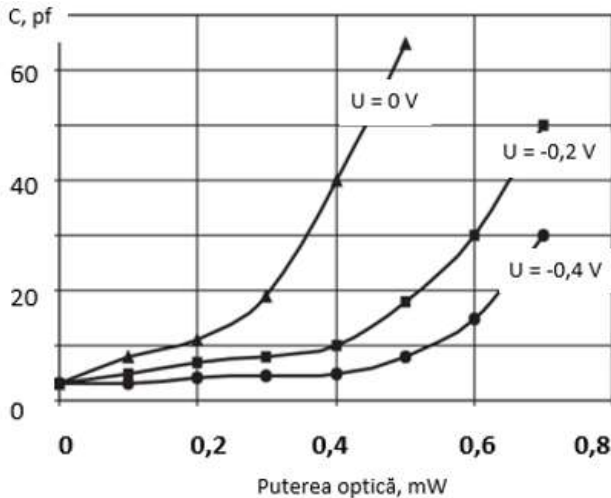


Figura 7.41. Caracteristica capacității de barieră vs puterea optică incidentă a fotovaractorului

Valoarea maximă a modificării capacității fotovaractorului se alege să fie în apropierea polarizării zero

Varactor cuplat cu un fotoemitor. Acest dispozitiv constă în cuplarea fotodiodei și a varactorului într-un circuit electronic. Fotodiodea este plasată cu un circuit propriu de polarizare, care prin proprietățile sale de transformare a puterii optice incidente în fotocurent, asigură modificarea tensiunii de polarizare pe varactor. Schimbarea tensiunii de polarizare determină schimbarea capacității varactorului, permițând astfel controlul optic al circuitului cu varactor (fig. 7.42, a). Maximul puterii optice care luminează fotodiodea corespunde la tensiunea minimă de polarizare pe varactor.

O altă soluție interesantă de cuplare și dirijare cu varactorul este prezentată în figura 7.42 (b). Acest dispozitiv constă în conectarea celulei fotovoltaice cu dioda varactor într-un circuit electronic. Iluminarea optică a panoului de celule fotovoltaice determină generarea de fotocurent cu convertirea ulterioară în tensiune, utilizată pentru a varia polarizarea inversă a varactorului. În acest mod este asigurat controlul optic al capacității varactorului. Este important să observăm că acest dispozitiv este cu polarizare autonomă (fără sursă externă electrică).

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Caracteristica capacității de barieră în funcție de puterea optică incidentă a varactorului variabil optic este reprezentată în figura 7.43.

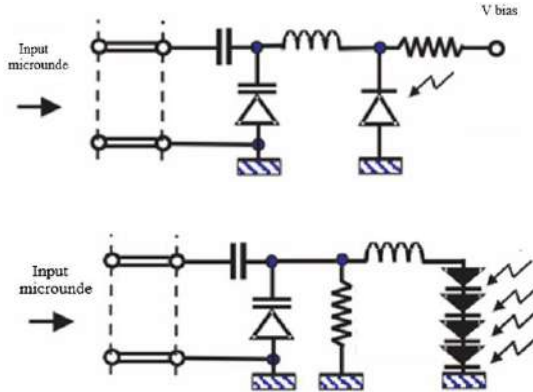


Figura 7.42. Circuite de conectare a fotodiodei (a) și celulelor solare (b) pentru dirijarea cu varactor

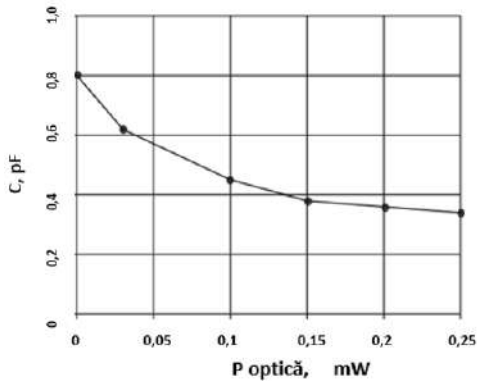


Figura 7.43. Caracteristica capacității de barieră vs puterea optică incidentă a varactorului variabil optic

7.8. FOTOTRANZISTOARE HOMO- ȘI HETEROJONȚIUNE

În fototranzistor joncțiunea fotosensibilă fiind colector- baza este formată similar (fig. 7.44) $p-n$ fotodiodei. Pentru fototranzistoare bipolare cu homojoncțiune (HBT) sunt două variante constructive $p-n-p$ și $n-p-n$, precum și cu două sau cu trei terminale. În configurația cu două terminale, baza nu este accesibilă (fig. 7.45), situație în care semnalul de intrare în fototranzistor este exclusiv lumina. În configurația cu trei terminale, baza se conectează în circuit și pentru a permite careva polarizare asigurare a stabilității mai bune a PSF și în raport cu temperatura.

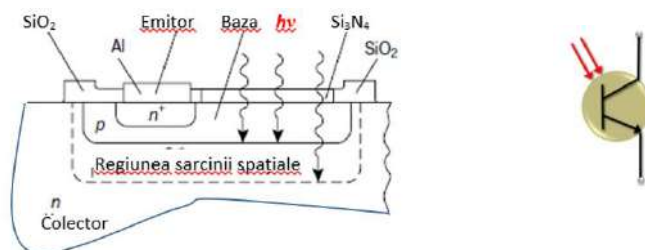


Figura 7.44. HBT cu iluminarea verticală și simbolul

Fotocurentul în HBT este multiplicat cu coeficientul de amplificare (cca 100-10000) fiind curentul colectorului. Astfel, HBT asigură un nivel de semnal mai mare și solicită o amplificare ulterioară mai mică comparativ cu fotodiodea. Însă, caracteristica de ieșire este mai puțin liniară din cauza neliniarității amplificării curentului) și sunt caracterizate cu viteză de răspuns mai mică decât fotodiodea (microsecunde față de nanosecunde în cazul fotodiodei) din cauza efectului Miller în combinație cu o suprafață relativ mai mare a $p-n$ joncțiunii colector-baza.

Gestiunea cu curentul în HBT se efectuează iluminând baza tranzistorului. Vorbind despre $p-n-p$ HBT, la iluminarea regiunii n - în ea se fotogenerază purtători de neechilibru electroni și goluri. Golurile vor fi minoritari purtători și creșterea concentrației lor conduce la majorarea componentei de drift a curentului din bază în colector. Valoarea acestui curent inițial va fi exprimat prin aceleași relații ca pentru fotocurentul fotodiodei $p-n$. Diferența va fi numai în aceea, că purtătorii de neechilibru parte a fotocurentului fototranzistorului bipolar se adună în bază, a cărui lățime W este mult mai mică ca lungimea de difuziune L_p . De aceea densitatea fotocurentului inițial:

$$J_{ph} = (q \Delta p W) / \tau_p \quad (7.89)$$

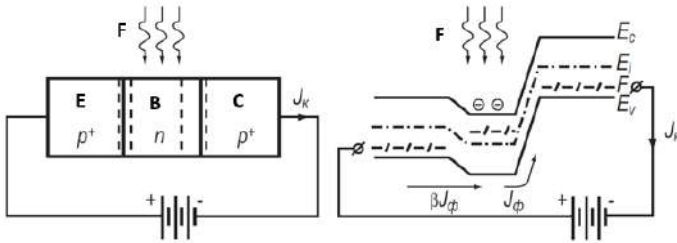


Figura 7.45. Structura și diagrama benzilor HBT p-n-p

Deoarece purtătorii de neechilibru – gurile pleacă din bază în colector, baza se încarcă negativ în raport cu emitorul, ce este echivalent a unei polarizări directe a joncțiunii emitoare a fototranzistorului bipolar. În aceste condiții apare componenta de injecție a curentului din emitor în bază. În condițiile coeficientului de amplificare în curent α , în bază recombina (1- α) purtători injectați sau de β ori mai puțin ca numărul purtătorilor injectați. În condiții de curent cvasistaționar numărul de purtători recombiți în bază va fi egal cu numărul lor plecați din bază cu fotocurentul inițial. De aceea curentul de injecție trebuie să fie de β ori mai mare ca fotocurentul inițial. Curentul fotocolectorului I_c va fi constituit din 3 componente: fotocurentul inițial I_{ph} , curentul de injecție βI_{ph} și curentul termic I_{c0} .

$$I_c = I_{ph} + \beta I_{ph} = (\beta + 1) I_{ph} + I_{c0} \quad (7.90)$$

Folosind expresia dată pentru β , obținem:

$$I_c = I_{ph} (2L_p^2 / W^2) + I_{c0} \quad (7.91)$$

Valoarea fotocurentului inițial I_{ph} este exprimată prin parametrii fluxului de lumină și caracteristicile materialului semiconductor:

$$I_{ph} = q \Delta p W / \tau_p = q G W = q W \eta \alpha F \quad (7.92)$$

Iluminarea frontală. Primul HBT de Si a fost iluminat la suprafață situată tradițional, în care lumina este incidentă pe fereastra regiunii bazei. Această iluminare verticală permite ușor cuplare între fibra optică și fototranzistor ce facilitează integrarea dispozitivului. Fluxul luminii incidente trece emitorul

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

fără a fi absorbit și perechile electron-goluri sunt fotogenerate în regiunea bazei active. În cazul în care contactul bazei este lipsă (baza flotantă), fluxul optic luminează direct baza și regiunea extrinsecă a colectorului fototranzistorului. Câștigul optic al fototranzistorului bipolar vertical este de 30dB.

Capsula HBT este prevăzută cu o fereastră cu lentilă care focalizează fluxul luminos îndreptat regiunii fotosensibile (bazei) a dispozitivului.

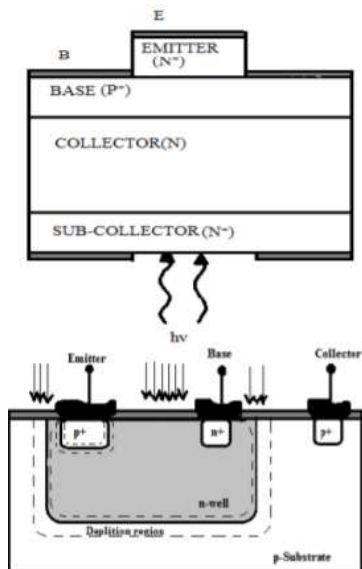


Figura 7.46. Secțiunea transversală a HBT cu iluminare dorsală (din partea colectorului (a), cu iluminarea laterală (b)

Iluminarea dorsală. În iluminarea feței din spate a fototranzistorului bipolar (fig. 7.46, a) fotogenerarea purtătorilor are loc în regiunea activă a tranzistorului fără modificarea contactului emitorului. În acest caz absorbția luminii are loc pe colector. Mai mult, coeficientul răspunsului este îmbunătățit deoarece contactul metalic al emitorului acționează ca o oglindă refractară.

Iluminarea laterală (paralelă cu stratul) (fig. 7.46, b) necesită realizarea tehnologică a unei fețe foarte verticale spre regiunea colector-bază, pentru a obține cea mai eficientă injecției. Fotonii incidenti și purtătorii de sarcină fotogenerați nu se mai propagă în aceeași direcție ca în cazul iluminării

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

vertical. Polarizarea bazei este atunci, când sunt fotogenerate perechile electron-goluri. Acest lucru îmbunătățește eficiența cuantică și viteza (frecvențe de operare ridicate) în comparație cu fototranzistorul luminat vertical sau posterior. Eficiența injecției laterale este de 50-90%. În geometria incidenței laterale, absorbția în volum este mărită și fiecare foton va avea posibilitatea să interacționeze cu mai mulți atomi de Si. Prin urmare, iluminarea laterală cauzează de obicei un câștig de curent mai mic și o eficiență mai mică a colectorului decât configurația de iluminarea verticală.

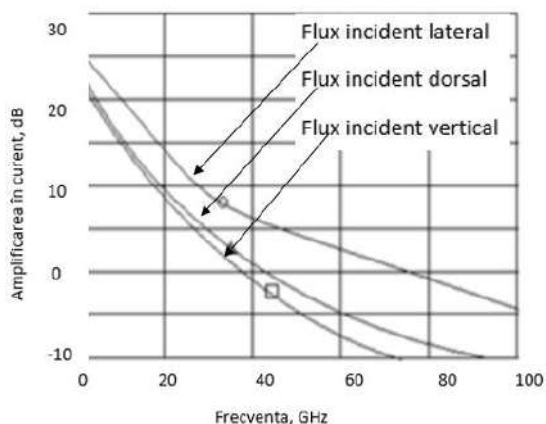


Figura 7.47. Amplificarea optică a curentului vs frecvența de lucru pentru diferite tipuri de iluminare a fototranzistorului bipolar

Din figura 7.47 observăm, că iluminarea laterală asigură un răspuns mai bun la frecvență și câștig de curent decât cea verticală și dorsală.

Construcția tipului fototranzistoare influențează și coeficientul de conversie optico-electrică (tab. 7.1)

Tabelul 7.1. Compararea eficienței cuantice a fototranzistoarelor

Parametrul	FT cu iluminare verticală	FT cu iluminare laterală	FT cu iluminare dorsală
Eficiența cuantică (conversia optico-electrică)	16 -21%	-	Mai bună la celelalte două tipuri

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Avantajele și dezavantajele fototranzistoarelor sunt reprezentate în Tabelul 7.2.

Tabelul 7.2. Avantajele și dezavantajele HBT

Avantaje	Dezavantaje
Au un câștig relativ mare și, prin urmare, sunt relativ sensibili.	Nu pot suporta tensiunile ridicate caracteristice altor dispozitive semiconductoare precum fototristorii și triacele.
Sunt relativ simple în design ieftine.	În aplicațiile în care sunt expuse la pickuri și tensiuni tranzitorii nedorite sunt deschise la defectiuni.
Pot fi încorporate în circuite integrate.	La intensități mici de iluminare pot să nu detecteze lumina.
Oferă o viteză rezonabilă la frecvențe nu prea înalte.	Nu are un răspuns deosebit de bun la frecvențe înalte. Aceasta rezultă din capacitatea mare asociată cu joncțiunea bază-colector. Această joncțiune este proiectată să fie relativ mare pentru a recepționa cantități suficiente de lumină.
Produc la ieșire o tensiune, pe care fotorezistoarele nu o pot face.	Sensibile la variațiile câmpului electromagnetic.
Sensibil în interval larg UV-NIR.	Fototranzistoarele pe baza de Si nu rezistă la tensiuni peste 1000 V.
Stabile în timp. De încredere.	Fototranzistoarele homojoncțiune cu 2 terminale au amplificarea joasă. Pentru ridicarea amplificării și extinderea benzii de lucru se folosesc fototranzistoare cu 3 terminale.
Zgomot mai mic comparativ cu p-i-n fotodioda.	
Designuri variabile.	

Configurații de conectare în circuit a fototranzistorului homojoncțiune. Fototranzistorul poate fi utilizat într-o varietate de configurații diferite ale circuitului (fig. 7.48). La fel ca tranzistoarele convenționale, fototranzistorul poate fi utilizat în circuitele cu emitor comun și colector comun. Conectarea în circuit a fototranzistorului cu baza comună deseori nu se practică, deoarece

tehnologic ea poate fi lipsă. Dacă este necesară conexiunea cu baza comună trebuie de selectat un fototranzistor cu o conexiune de bază disponibilă.

Cele două configurații frecvente ale circuitului fototranzistorului au caracteristici de funcționare ușor diferite și acestea pot determina circuitul utilizat.

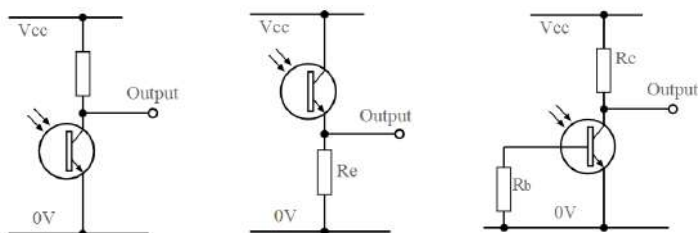


Figura 7.48. Conectările fototranzistorului homojonțiune: cu emitor comun (a), cu colector comun (b) și cu baza comună (c)

Conectarea HBT cu emitorul comun (fig. 7.48, a) este cea mai larg utilizată, la fel ca la tranzistorul convențional. Colectorul este asigurat cu tensiunea de alimentare printr-o rezistență de încărcare a colectorului, iar ieșirea este preluată din conexiunea colectorului de pe fototranzistor. Circuitul generează o ieșire care trece de la o stare de înaltă tensiune la o stare de joasă tensiune atunci când este detectată lumina. Circuitul acționează de fapt ca un amplificator. Curentul generat de lumină afectează regiunea de bază. Aceasta este amplificată de câștigul în curent al tranzistorului în mod normal.

Conectarea HBT cu colector comun (fig. 7.48, b) este când emitorul este unit la pământ printr-o rezistență de încărcare, iar ieșirea pentru circuit este preluată din conexiunea emițătorului dispozitivului.

Circuitul generează o ieșire care trece de la starea joasă la cea înaltă atunci când este detectată lumina.

Conectarea HBT cu baza comună (fig. 7.48, c) este când valorile ridicate ale rezistenței de bază R_b împiedică creșterea nivelului scăzut de lumină a nivelului curent în circuitul emițătorului colectorului și, astfel, asigură o ieșire digitală mai fiabilă. Toate celelalte aspecte ale funcției circuitului rămân aceleași.

Fototranzistorul cu heterojonțiune (heterojunction phototransistor - HPT). Aceste tranzistoare au confecționate emitorul și baza din diferite tipuri de materiale semiconductoare, care formează o heterojonțiune emitoare. Prin aceasta se realizează extinderea semnificativă a frecvenței de lucru. Materialele pentru HPT bipolare în prezent sunt Si, GaAs, AlGaAs, InGaAs,

Si-SiGe, InP ș.a. Pe lângă performanța în frecvențe înalte se mai caracterizează cu eficiența injectării emitorului înaltă, rezistența bazei, frecvența de tăiere, linearitate, fond jos, câștig în eficiența de putere.

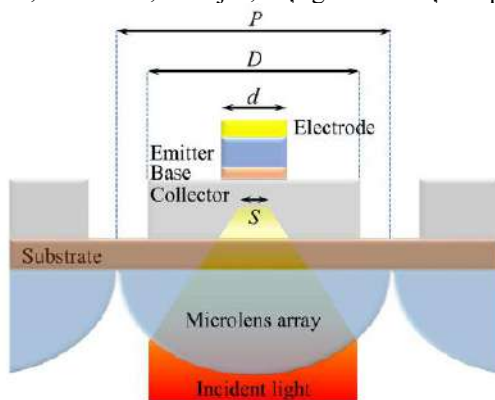


Figura 7.49. InGaAs fototranzistoare cu heterojuncțiuni

Structura unui fototranzistor heterojuncțiune este reprezentată în figura 7.49. Caracteristicile volt-amperice ale fototranzistoarelor bipolare homojuncțiune și heterojuncțiune la diferite intensități ale fluxului incident (fig. 7.50) denotă că curentul de ieșire depinde nelinier de intensitatea fluxului incident. Observăm în HPT o regiune activă de lucru mai largă comparativ cu fototranzistoarele homojuncțiune (7.50, a).

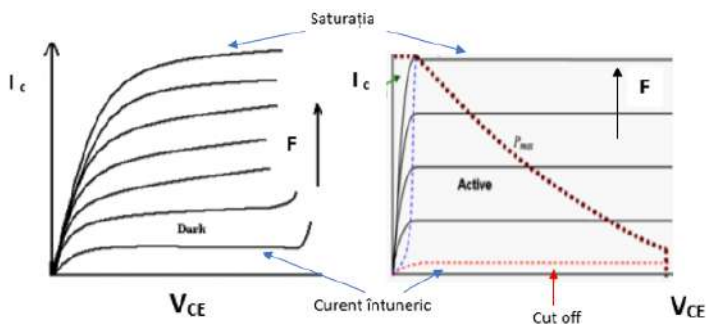


Figura 7.50. Caracteristicile de ieșire ale fototranzistorului bipolar convențional (a) și heterojuncțiune (b)

Tabelul 7.3. Compararea parametrilor fototranzistoarelor

Parametrii	Foto TB convențional	Foto HPT (AlGaAs/GaAs)
Amplificare optică	50 – câteva sute	Până la 10000
Interval spectral	Mai mic ca la HTB	1-1,55 μm
Banda de lucru	Îngustă	Foarte largă
Timp răspuns	12 ps	4 ps
Frecvența de operare	250 kHz	> 200 GHz

HPT sunt au aceleași probleme ca și HBT:

- necesitatea utilizării straturilor subțiri/colectoare;
- reducerea timpului de tranzit a purtătorilor de sarcină;
- reducerea suprafeței dispozitivului pentru a reduce la minimum capacitatea bazei/colectorului;
- obținerea unui puternic nivel de dopaj al bazei pentru a reduce rezistența;
- prezența efectului Kirk care corespunde reducerii câmpului colectorului cu creșterea densităților purtătorilor de sarcină liberi;
- efectul de avalanșă care poate apărea finalul colectorului cu distrugerea tranzistorului;
- recombinarea purtătorilor de bază care reduc câștigul;

Necătând la parametri foarte buni (Tab. 7.3), tranzistoarele HTB nu au întrebunițare largă, deoarece sunt scumpe în confecționare.

Fototranzistoarele sunt pe larg utilizați în micro-optoelectronică, cum ar fi:

- ✓ optoizolatori, ca senzor de lumină, emițătorul de lumină fiind relativ aproape, dar cu un potențial diferit. Decalajul fizic dintre emițător de lumină și detector asigură un grad considerabil de izolare electrică;
- ✓ detectori de poziție - în această aplicație optoizolatorul poate fi utilizat pentru a detecta poziția unui element în mișcare, de multe ori elementul în mișcare are o lumină sau întrerupe un fascicul de lumină detectat de fototranzistor;
- ✓ sisteme de securitate - fototranzistorul poate fi utilizat în mai multe moduri în sistemele de securitate, detectând dacă un fascicul de lumină este prezent sau a fost întrerupt de un intrus;
- ✓ contoare de monede – fototranzistorul poate fi utilizat în aplicații de numărare. Un fascicul de lumină este întrerupt de fiecare dată când o monedă sau un alt obiect trece un punct dat. Numărul de întreruperi al fasciculului este egal cu numărul de monede sau obiecte care trebuie luate în considerare.

7.9. FOTOTRANZISTORUL DARLINGTON

Simbolul fototranzistorului Darlington este o combinație între simbolul fototranzistorului convențional și simbolul tranzistorului Darlington. Se poate observa că, similar fototranzistorului, simbolul fototranzistorului Darlington indică (fig. 7.51) faptul că adesea conexiunea de bază nu este disponibilă sau este lăsat circuit deschis. Fototranzistorul Darlington poate fi utilizat unde sunt necesare niveluri ridicate de semnal într-un senzor sau un detector de lumină. Fototranzistorul Darlington utilizează configurația standard ale tranzistorului Darlington. În cadrul acestei configurații a circuitului, câștigul perechii de tranzistori Darlington este acel câștig al celor două tranzistoare individuale înmulțite împreună:

$$\alpha_T = \alpha_1 \alpha_2 \quad (7.93)$$

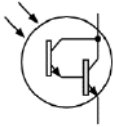


Figura 7.51. Simbolul fototranzistorului Darlington

În timp ce Darlington poate fi privit aproape ca un ansamblu sau o componentă de sine stătătoare, acesta are mai multe diferențe între acesta și tranzistorul de bază. Fototranzistorul Darlington are o tensiune mai mare de la baza tranzistorului (intrare) la emitorul tranzistorului (ieșire). Acest lucru este valabil, când conexiunea de bază poate avea un potențial adăugat, deși pentru multe aplicații acesta nici nu este disponibil.

$$V_{BE} = V_{BE1} + V_{BE2} \quad (7.94)$$

Aceasta înseamnă că pentru un dispozitiv tipic de Si, tensiunea totală emitor-bază necesară pentru a activa perechea Darlington este de două ori mai mare ca 0,7 volți, deci egală cu 1,4 volți.

Un alt punct de remarcat este că tensiunea de saturație a configurației Darlington este de aproximativ 0,7 volți, iar acest lucru poate avea un impact atunci când fototranzistorul Darlington este utilizat în aplicații de comutare. Aceasta este mult mai mare decât cea a unui tranzistor convențional, unde, de exemplu, un tranzistor cu comutare poate prezenta o tensiune de saturație de aproximativ 0,2 volți.

De asemenea, trebuie să conștientizăm că perechea Darlington nu este la fel de rapidă ca un singur tranzistor. Acest lucru se datorează faptului că primul tranzistor nu poate închide activ curentul de bază al celui de-al doilea

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

tranzistor. La rândul său, acest lucru face ca configurația generală a dispozitivului sau a circuitului să reducă curentul sau să-l comuteze. Pentru a rezolva această problemă, cel de-al doilea tranzistor are adesea o rezistență conectată între bază și emitor, ce adițional previne deschiderea spontană a al doilea transistor de la oricare curent de scurgere posibil. Acest curent de scurgere poate fi de ordinul nA pentru un tranzistor de semnal mic sau până la câteva sute de μA pentru un tranzistor de putere. Valoarea rezistenței emitorului este aleasă astfel încât să nu preia o proporție mare din curentul destinat să treacă prin baza tranzistorului de ieșire, dar și să nu permită ca curentul de scurgere să dezvolte o tensiune egală cu tensiunea de pornire a tranzistorului de ieșire. Valorile tipice pentru aceste rezistențe pot fi câteva sute de ohmi pentru un tranzistor de putere Darlington sau câteva mii de ohmi pentru tranzistoare Darlington de semnal mic.

În configurația fototranzistorului Darlington, primul tranzistor acționează ca fotodetector, iar emitorul său este cuplat la baza celui de-al doilea tranzistor. Acest lucru dă un nivel de câștig mult mai mare, dar este mult mai lent decât fototranzistorul convențional, având o frecvență maximă de aproximativ 20 kHz.

Fototranzistoarele Darlington sunt utilizate numai acolo unde sunt necesare frecvențe joase. Unele pot avea doar o lățime de bandă de câteva zeci de kHz. De asemenea, are o tensiune de pornire mult mai mare între colector și emitor decât un singur tranzistor.

7.10. OPTOCUPLOARE. OPTOIZOLATOARE

Optocuploarele și optoizolatoarele folosesc LED-uri, fotodiode și fototranzistoare și sunt folosite pentru a conecta circuitele între ele, izolându-le electric.

Optocuploarele pot fi descrise de o varietate de nume diferite, inclusiv optoizolatorul și fotocuplorul. În esență, un optocuplor sau fotocuplor este un dispozitiv care utilizează o cale sau o legătură optică scurtă pentru a cupla un semnal de la un circuit electric la altul, asigurând izolarea electrică. Fotocuploarele sau optocuploarele sunt de obicei conținute într-un singur corp, de dimensiunea unui circuit integrat, deși există un grad mare de variații în funcție de aplicația dorită.

Fotocuploarele sau optocuploarele sunt folosite pentru a oferi multe funcții:

- ✓ pentru a conecta date pe două circuite;
- ✓ în cadrul codificatoarelor optice, unde optocuploarele oferă un mijloc de detectare a tranzițiilor de margini vizibile pe o roată de codificare pentru a detecta poziția etc.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

✓ în multe alte circuite unde sunt necesare legături optice și tranziții.

Drept urmare, cuplurile optice sau fotocuploarele se găsesc într-un număr surprinzător de mare de circuite.

Optocuplorul este o componentă care conține cele două elemente necesare pentru un optoizolator:

Emitorul de lumină - se află pe partea de intrare, preia semnalul de intrare și-l transformă într-un semnal luminos. De obicei, emitorul de lumină este o diodă care emite lumină.

Detectorul de lumină - detectează lumina de la emitor și o transformă din nou într-un semnal electric. Detectorul de lumină poate fi oricare dintr-un număr de tipuri diferite de dispozitive, de la un fotodiodă la un fototranzistor, fotodarlington etc.

Emitorul de lumină și detectorul sunt adaptate pentru a se potrivi unul cu celălalt, având lungimi de undă potrivite, astfel încât se realizează cuplarea maximă. Optocuplorul poate conține și alte circuite, e.g. poate include rezistența de serie pentru LED sau chiar capacitatea de acționare a diodei, poate include un amplificator de ieșire. Deși un optocuplorul sau un optoizolator este de obicei gândit ca un singur pachet integrat, este posibil să obținem același rezultat folosind dispozitive separate. Cu toate acestea, trebuie luate în considerare aranjamentele mecanice și acest lucru face ca un optocuplorul realizat din dispozitive separate să fie mai puțin convenabil, deși pentru optoizolator poate fi necesară utilizarea unor componente separate pentru unele aplicații.

Termenii fotocuplorul, optocuplorul și optoizolator sunt adesea folosiți în mod interschimbabil în limbajul tehnic când se referă la componente care îndeplinesc aceeași funcție. Dar, în mod strict, există diferențe între termenii optoizolator și optocuplorul. *Factorul distinctiv dintre optocuplorul și optoizolator este în diferența de tensiune între intrare și ieșire:*

Optocuplorul este utilizat pentru a transmite informații analogice sau digitale între circuite, menținând, totodată, izolarea electrică la potențial de până la 5 000 volți.

Optoizolatorul este utilizat în sistemele de alimentare și pentru a transmite informații analogice sau digitale între circuite unde diferența de potențial este mai mare de 5.000 de volți.

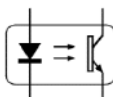


Figura 7.52. Simbolul optocuplului

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Simbolul optocuplorului (fig. 7.52) utilizat în diagramele de circuit indică funcția și elementele interne din componența generală. Simbolul indică LED-ul, care este folosit în mod normal ca emitor de lumină. Simbolul optocuplorului arată și tipul receptorului, fotodiodei, fototranzistorului sau fotodarlington, deși pot fi utilizate și alte dispozitive care includ fotodiacuri etc. Tipul de dispozitiv relevant este prezentat de asemenea în simbolul circuitului optocuplat (fig. 7.53).

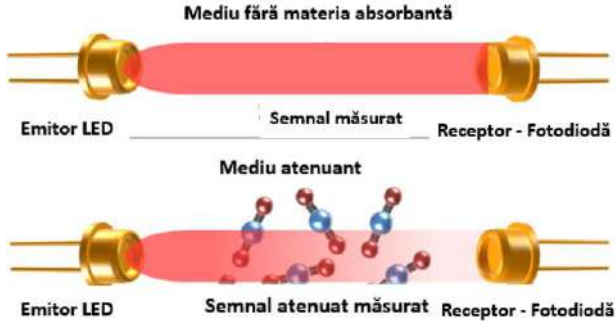


Figura 7.53. Lucrul perechii optocuploare cu 1 canal

Există mai multe scheme de măsurători cu optocuploare KED-FD (Fig. 7.54-7.55) cu o mai bună stabilitate și o frecvență mai mică a calibrării comparativ cu schemele cu 1 canal (fig. 7.53). Sunt mai multe varietăți de optocuploare: cu fototranzistoare (fig. 7.54, 7.58, b), cu fotoDarlington tranzistor (fig. 7.57, a), cu fototriac (fig. 7.57, b), cu fototiristor (fig. 7.58, a).

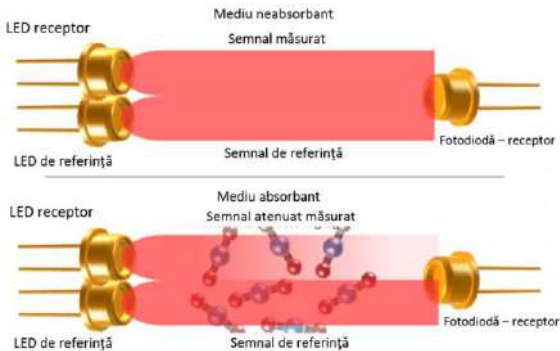


Figura 7.54. Schema de măsurări cu 2 canale, 2 LED-uri și 1 fotodiodă

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

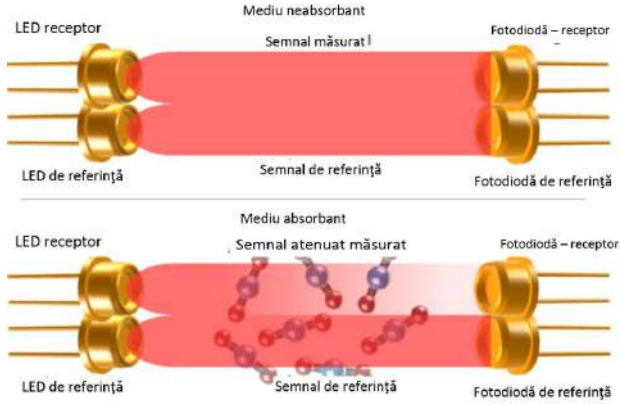


Figura 7.55. Schema de măsurări cu 2 canale, 2 LED-uri și 2 fotodiode

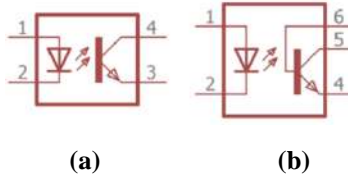


Figura 7.56. Optocuploare cu fototranzistoare

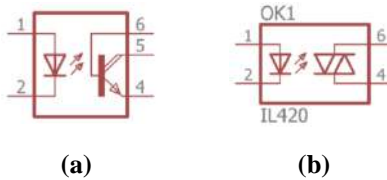


Figura 7.57. Optocuplor cu fotoDarlington (a) și cu fototriac (b)

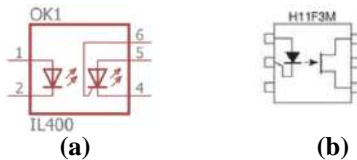


Figura 7.58. Optocuplor cu fototiristor SCR (a) și cu foto JETF

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Pinurile 6 în circuitele figurilor 7.56 (b), 7.57 (a, b), 7.58 (a) sunt utilizate pentru modificarea sensibilității fototranzistorului, fotodarlington și fototiristorului respectiv.

Aplicațiile optoperechilor sunt foarte largi, ca exemplu în măsurări ale concentrației sau prezenței gazelor în mediu (fig. 7.59). Alte aplicații ale optocuploarelor sunt detecția tensiunii de c.a., comutatoare în c.c. și multe altele.

Pachetele optocuploare și optoizolatoare. Există o varietate de pachete diferite utilizate atât pentru optocupluri cât și pentru optoizolatori. Pentru optocuploare care folosite la tensiuni mai mici sunt disponibile o varietate de pachete. Adesea, optocuploarele se livrează în pachete mici similare, dar nu întotdeauna identice cu pachetele IC Dual-In-Line (DIL) familiare pentru componente de montare convenționale. Versiunile SMD sunt de asemenea disponibile în pachete precum Small Outline Integrated Circuit (SOIC). Acestea oferă opțiuni foarte compacte, cu toate acestea, trebuie să ne verificăm că cerințele de izolare necesare sunt asigurate.

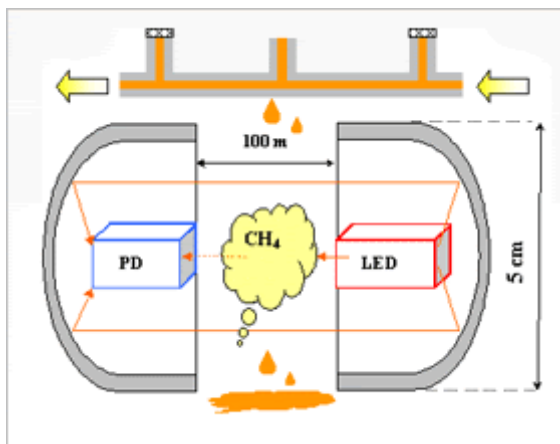


Figura 7.59. Optocuplor LED-FD ca senzor de gaze

Structura internă a optoizolatorului IC. Optoizolator integrat în circuit integrat. Pentru optoizolatori care operează la tensiuni mult mai mari, sunt disponibile pachete diferite. Optoizolatorii sunt realizați în configurații variate: dreptunghiuri, cilindri etc. Acestea sunt concepute pentru a oferi tensiuni de izolare mai mari decât cele ce pot fi obținute cu pachetele DIL și

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

SMD, cum ar fi SOIC. Există mai mulți parametri și specificații care trebuie luate în considerare atunci când se utilizează optocuplorii și optoizolatorii.

Raportul de transfer al curentului (CTR). Este raportul dintre curentul care curge în dispozitivul de ieșire raportat la curentul pe dispozitivul de intrare. CTR va varia în funcție de tipul de optocuploare utilizat la ieșire: care folosesc fotodarlingtonii vor fi mult mai mari decât cei care utilizează fototranzistori obișnuiți. Valorile pot fi între 10% - 5000%. Trebuie menționat că CTR tinde să varieze cu nivelul curentului de intrare. Deși variază în funcție de dispozitiv, pentru optocuploarele medii, acesta va atinge niveluri de intrare ale curentului de cca 10mA.

Lățimea benzii de lucru. Pentru a înțelege cotele maxime de date care pot fi trimise cu un optocuplor este necesar să se cunoască lățimea benzii de lucru. De exemplu, pentru optocuplori cu fototranzistori - 250 kHz, iar pentru cei cu fotodarlington - 25 kHz. Sunt disponibile optocuploare mult mai rapide. De obicei, cu cât CTR este mai mic, cu atât timpul de creștere și scădere este mai rapid.

Curentul de intrare. Acesta este curentul necesar pentru dispozitivul emițător de intrare LED. Valoarea este utilizată pentru a calcula rezistența de serie folosită pentru a limita curentul.

Tensiunea maximă a dispozitivului de ieșire. Pentru optocuplori care folosesc tranzistoare, cifra maximă va fi egală cu $V_{CE(max)}$ pentru tranzistor. Pentru optocuplorii care utilizează alte dispozitive la ieșire, trebuie să se utilizeze parametrii echivalenți. Rețineți, de asemenea, că trebuie să se păstreze o marjă adecvată, întrucât nu este recomandabil să se utilizeze la parametrii maximi ai dispozitivului inițial.

Avantajele optoizolatorilor:

- ✓ frecvența de lucru înaltă. Nu există zgomot;
- ✓ produc izolarea totală. Separarea împământării circuitului de intrare de circuitul de ieșire;
- ✓ cuplarea este asigurată de fotoni (particule fără sarcini), astfel nu sunt afectați de câmpul extern electromagnetic;
- ✓ alimentarea circuitului de intrare și ieșire este separată, astfel izolarea este completă;
- ✓ dimensiunile, greutatea, costul extrem de mici, comparativ cu transformatoarele;
- ✓ la comutarea nu apare timp de tranziție ca la transformatoarele, deoarece nu conțin inductanțe;
- ✓ optocuploarele pot fi ca CI separate, dar și integrate în alte CI.

7.11. FOTOTIRISTOARE

Fototiristorii au aceeași $p-n-p-n$ structură, funcții și caracteristici ca și tiristorii convenționali (fig. 7.60). Diferența constă în faptul, că comutarea se realizează nu numai prin curentul porții (I_{GT}), sau prin micșorarea (închiderea) tensiunii dintre bază și poartă (U_{BG}), dar și prin modularea fluxului de radiație luminoasă incidentă.

Efectul combinat al aplicării curentului porții și fluxului de lumină incidentă este reprezentat în tabelul 7.4. Valorile indicate în tabel vor cauza totdeauna comutarea tiristorului. Valoarea densității efective a fluxului luminos este dată în W/m^2 . Efectul combinat este asigurat astfel. La poartă se aplică o tensiune sau un curent cu o valoare puțin mai mică ca cele necesare pentru comutarea tiristorului. Acum, la aplicarea unui flux cu intensitatea relativ mică de lumină, tiristorul trece în starea de conducție / de comutare.

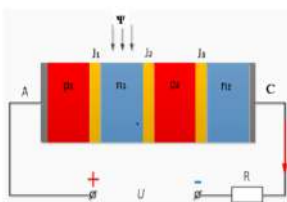


Figura 7.60. Structura fototiristorului

Tabelul 7.4. Efectul combinat al aplicării la fototiristor a curentului grilei I_G și fluxului luminii Ψ_{ef} .

I_G	0	I_{G1}	I_{G2}	I_{GT}
Ψ_{ef}	Ψ_{efT}	Ψ_{ef1}	Ψ_{ef2}	0

Fototiristorii sunt utilizați în circuite logice, în sisteme de semnalizare și siguranță, în tiristori de putere conectați în serie pentru a obține tensiune înaltă și în cazuri în care este necesară crearea unei separări galvanice între circuite sau instalații, care sunt conectate optic

Parametrii fototiristorilor comerciali sunt de obicei următorii:

- ✓ tensiunea inversă și de blocare de la 25 V la 200 V;
- ✓ curentul direct până la câțiva amperi;
- ✓ densitatea efectivă a fluxului de radiații necesară pentru comutare de la 10 la 500 W / m^2 .

Fototiristorii de putere sunt confecționați astfel, ca să facă față curentului de ordinul sute – mii amperi.

7.12. FOTOTRANZISTOARE CU EFECT DE CÂMP

Cele două contacte metalice în contact cu materialul SC al canalului formează sursa și drena, între care este aplicată tensiunea V_{DS} . Electroda de poartă (o placă de Si puternic dopată) este izolată electric de canalul semiconductorului printr-o peliculă dielectrică subțire (e.g. SiO_2). O tensiune de poartă aplicată V_{GS} poate fi utilizată pentru a controla electronic conductivitatea la întuneric prin modularea efectului de câmp și comutarea necesară a curentului la întuneric, la lucrul dispozitivului în regimul de epuizare (fig. 7.61). Lumina incidentă permite varierea conductanței canalului dispozitivului și poate profita de un mecanism de câștig în fotoconductivitate ca în fotoconductori.

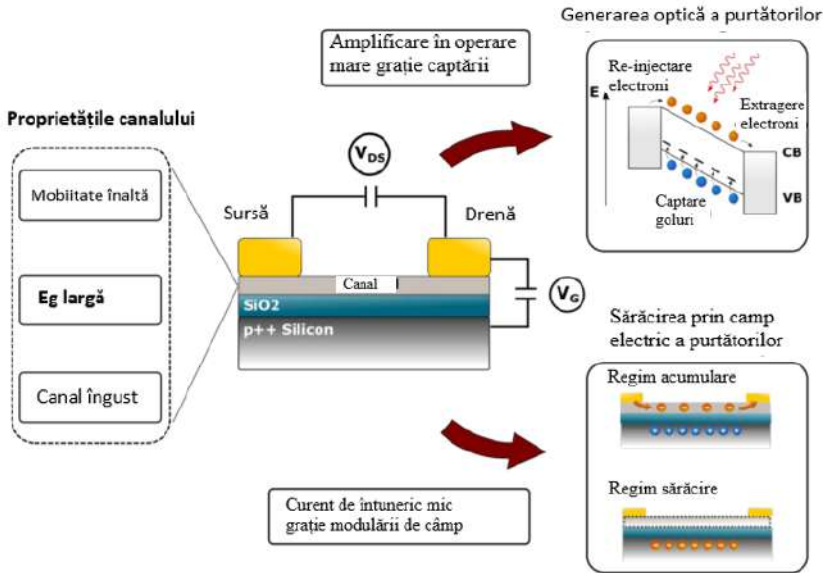


Figura 7.61. Configurația foto-TEC similară fotoconductorilor laterali Me-SC-Me.

Pentru performanțe înalte ale foto-TEC, materialul canalului posedă o mobilitate ideală pentru transportul purtătorilor de sarcină eficient, o lățime de bandă interzisă moderată, cu treceri bandă-bandă directe, coeficient de absorbție adecvat, un profil al structurii îngust pentru asigurarea sărăcirii

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

totale și operare la curenți de întuneric (de scurgere) foarte mici (fig. 7.61 din stânga).

Cele două coloane din stânga figurii 7.61 prezintă compromisul tipic întâlnit pentru foto TEC bazate pe 2D constând dintr-un canal subțire și gros. În cazul unui canal subțire, grosimea este de cca câțiva nanometri. Materialele 2D beneficiază de profilul atomic subțire, care permite o modulare eficientă a efectului de câmp care duce la creșterea raportului în sterile *on/off*. Canalul poate fi complet epuizat și funcționat la curenți extrem de mici la întuneric (caseta superioară). În timp ce condițiile de transport electronic sunt ideale, absorbția de fotoni în grosimea canalului la scară nanometrică este destul de ineficientă și limitează răspunsul detectorului (caseta inferioară). În cazul unui canal mai gros (aprox. 100-200 nm) transportul și absorbția se comportă invers.

Efectul de câmp epuizează doar regiunea din interfața de oxid și scurgerea curentului este semnificativă prin partea superioară a canalului. Aceasta conduce la un randament redus în raportul *on/off* și curenți *off-state* considerabil mai mari. Cu toate acestea, apare profitul în absorbție de la o cale optică mai lungă prin cea mai mare parte a semiconductorului.

Coloana din dreapta (fig. 7.62) prezintă o soluție la această dilemă prin separarea transportului electronic de la absorbția optică. Prin urmare, un canal subțire 2D este utilizat pentru epuizarea completă și condițiile ideale de transport cu curent scăzut *off-state* și un absorbant de sensibilizare este depus deasupra canalului pentru absorbție eficientă a luminii. Grosimea sensibilizatorului decorativ poate fi în dimensiuni similare cu structurii tridimensionale, prin urmare, proprietățile de transport și absorbție sunt optimizate în mod similar.

Dispozitivul schematic arată procesul de detectare a luminii unui foto-TEC sensibilizat, folosind exemplul unui *n*-canal semiconductor și a unui sensibilizator QD de tip *p*. După procesul de absorbție, o repede recombinare a sarcinilor fotogenerate este prevenită datorită separării spațiale a purtătorilor în heterojuncțiune.

P-n-joncțiunea dintre semiconductoare opuse dopate duce la un efect de fotodopare verticală. Cât golurile sunt captate în sensibilizator, electronii injectați recirculează prin canal și generează un randament înalt.

Amplificarea fotoconducției, curentul la întuneric, și eficiența cuantică a foto-TEC-ului hibrid depind puternic de potențialul porții, așa cum este ilustrat (fig. 7.62) prin compararea curbilor de transfer real și ideal (partea inferioară a pătratelor negre) și alinierea benzii în diferite regimuri operaționale (pătrate colorate din dreapta).

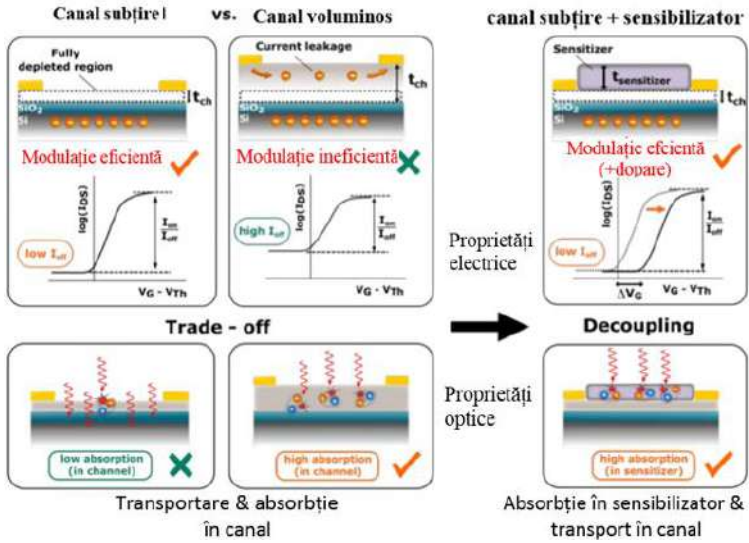


Figura 7.62. Soluția dilema: transport eficient – absorbție maximă

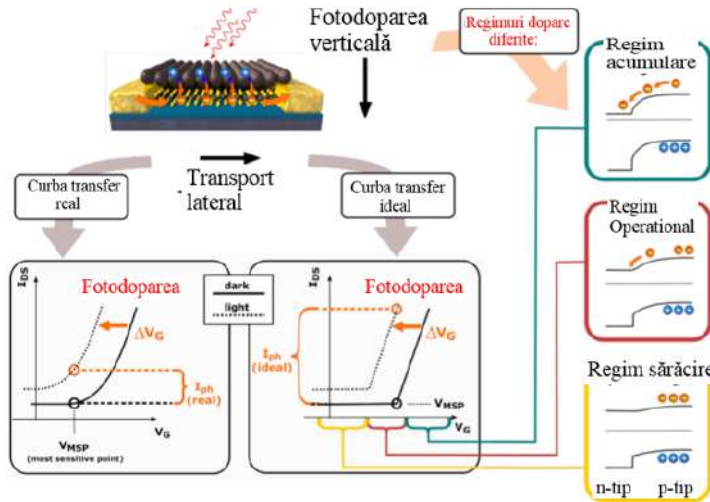


Figura 7.63. Principiul operațional, transportul ideal, condițiile fotodopării

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Cel mai sensibil punct (*VMSP*) pentru amplificare și curent la întuneric este situat ideal în apropiere debutului curentului al caracteristicii de transfer. Un comportament de comutare rapidă între *off/on* (cazul ideal), conduce la o funcționare optimizată a foto-TEC cu curenți mici de întuneric și câștig în fotoconducție ridicat. Condițiile ideale de fotodopare sunt în regimul de acumulare, unde are loc cea mai puternică îndoire a benzii și cea mai mare regiune de epuizare se va forma la heterojuncțiune. Cea mai bună performanță a celor foto-TEC sensibilizați se află în regimul operațional, unde sunt optimizați curentul la întuneric, amplificarea și eficiența cuantică.

Fototranzistoare cu microunde. În prezent sunt trei tipuri de fototranzistoare în intervalul microunde: MESFET (*metal-semiconductor field effect transistor* - similar TECJ cu joncțiunea Schottky în loc de p-n joncțiunea la poartă), HEMT (*high electron mobility transistor*), TEGFET (*two dimensional electron gas FET*) și din clasa TB: HBT (*heterojunction bipolar transistor*), cu aplicare majoră în fotodetecție.

Astfel de fototranzistoare ca fotodetectori au următoarele avantaje:

- ✓ semnalul detectat este amplificat de transconductanța tranzistorului;
- ✓ în caz de HEMT crește raportul semnal de ieșire către fond;
- ✓ Posibilitatea folosirii materialelor semiconductoare cu mobilitatea înaltă a electronilor (AlGaAs, InGaAs, InGaAsP) pentru formarea heterojuncțiunilor. Alegerea materialului se dictează de asigurarea sensibilității maxime la lungimea de undă a spectrului incident;
- ✓ Posibilitatea integrării tehnologice în structuri planare de CI.

În general, iluminarea tranzistorului cauzează modificarea parametrilor lui. Acest fenomen, pe lângă fotodetecție, poate fi util la *mixarea semnalului optic cu microundele*. Deoarece iluminarea optică modifică parametrii tranzistoarelor de împrăștiere a microundelor, este posibil de a controla optic oscilatorul de microunde cu acest tranzistor.

Din punct de vedere tehnologic, structurile fototranzistorului sunt similare (fig. 7.64-7.65) cu cele clasice ale TB. Cu toate acestea, există două cerințe generale de îndeplinit. În primul rând, reflectarea luminii la suprafața tranzistorului trebuie să fie cât mai mică cu o transmisie bună în același timp. În al doilea rând, absorbția de lumină trebuie să fie foarte înaltă în stratul de semiconductor ales în acest scop. Este zona de canal în tranzistoarele tip FET și joncțiunea baza-colector în cazul tranzistoarelor bipolare (BJT).

În general, iluminarea optică a unui material semiconductor determină procesul de generare a perechilor libere de gol-electron. În cazul tranzistoarelor FET, acest proces crește concentrația purtătorilor minoritari, de exemplu, golurilor unui canal de tip n. Matematic, acest exces Δp este exprimat astfel:

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

$$\Delta p = \frac{\tau P_{opt} \lambda}{d hc} [1 - \exp(-\alpha d)] \quad (7.95)$$

unde P_{opt} – puterea optică incidentă pe unitate de suprafață;
 d – grosimea stratului activ; τ – timpul de viață a purtătorilor minoritari;
 c – viteza luminii în vid; h – constanta lui Planck.

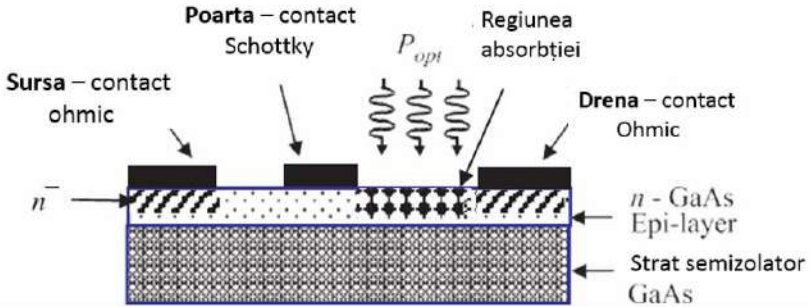


Figura 7.64. Secțiunea transversală a fototranzistorului MESFET din GaAs

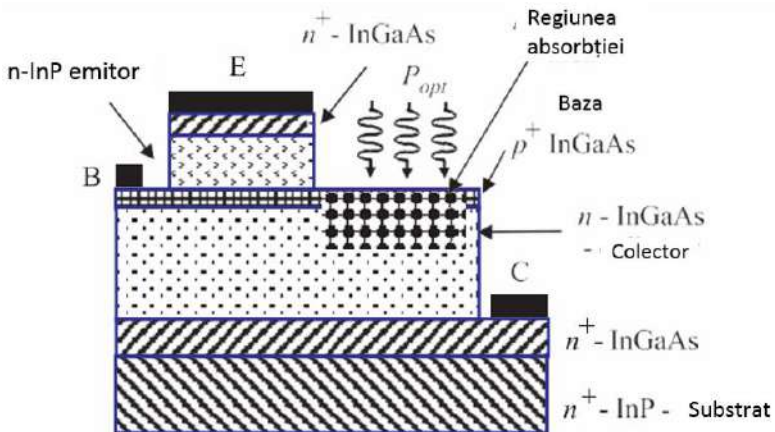


Figura 7.65. Secțiunea schematică transversală a fototranzistorului HBT

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Consecință a apariției purtătorilor de sarcină în exces este reducerea potențialului V_{lit} la poarta Schottky:

$$V_{lit} = \frac{kT}{q} \ln \left[1 + \frac{\Delta p}{p} \right] \quad (7.96)$$

Astfel, iluminarea regiunii porții are același efect ca și polarizarea direct a porții. Performanța optică a fototranzistorului se caracterizează și prin rezponzivitate:

$$R = \frac{I_D}{P_{opt}} \quad (7.97)$$

unde I_D – curentul drenei, P_{opt} – puterea iluminării incidente

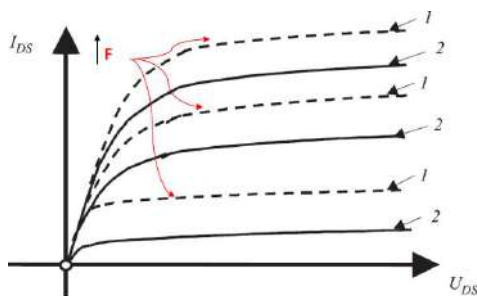


Figura 7.66. Caracteristica I_{DS} vs U_{DS} pentru fototranzistor HEMT cu iluminare (1) și în absența iluminării (2)

Caracteristicile de ieșire ale HEMT (fig. 7.66) sunt similare ca formă celor ale FETJ și fototranzistorului HBT deosebindu-se cu frecvența de lucru și amplificarea în putere.

7.13. DIODE ELECTROLUMINISCENTE

Diagrama benzilor de energie. Cunoaștem, că materialele sunt formate din atomi, în interiorul cărora sunt electroni care se mișcă pe orbite staționare în jurul nucleului. Fiecare orbită corespunde unei anumite valori a energiei electronului, ceea ce înseamnă că un atom posedă doar nivele discrete de energie (K, L, M, N,...(fig. 7.67)). Proprietățile semiconductoarelor sunt dictate de electronii care se află în atomi pe cele mai exterioare orbite. În

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

semiconductori se disting două benzi energetice: banda de valență (de energii joase) și banda de conducție (de energii mai mari). Ele sunt separate printr-o bandă interzisă, în care nu există nivele energetice permise pentru purtători de sarcină.

Dacă electronii primesc careva energie ei pot fi excitați suficient pentru a sări din banda de valență peste banda interzisă și să ocupe nivele energetice în banda de conducție. Electronii ce reușesc trecerea în BC lasă în urma sa în BV așa numite goluri (echivalente cu sarcini electrice pozitive).

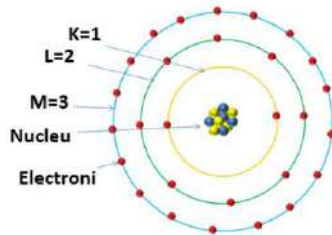


Figura 7.67. Electronii și orbitele lor în jurul nucleului

Însă procesul poate fi reversibil, când un electron din BC pierde din energie el este obligat să revină pe un nivel de energie respectiv, care este în BV. Trecând în noua poziție (fig. 7.67, 7.68, electronul eliberează surplusul de energie sub forma de căldură sau cantă de energie numită foton. Relația dintre variația de energie, ΔE , energia fotonului, E_{ph} și lungimea de undă:

$$\Delta E = E_{ph} = hc/\lambda \quad (7.98)$$

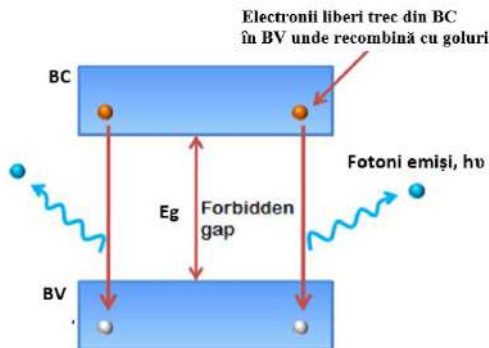


Figura 7.68. Procesul de iradiere luminoasă a unui semiconductor

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Deoarece la procesul de radiație (emisie) pot participa mai multe nivele energetice din BC și BV, lungimile de unde radiate pot fi multiple. Astfel scriem $E_{ph} \geq E_g$, sau $\lambda_i \leq hc/E_g$. În caz, că E_g este măsurat în eV , iar λ în nm , atunci

$$\lambda_i \leq 1248/E_g \quad (7.99)$$

Rezultatul acestei radiații fiind un spectru relativ larg de luminiscentă de $\Delta\lambda$ (fig. 7.69) a luminii emise de un material semiconductor, intervalul spectrului care depinde de însăși materialul semiconductor (de E_g).

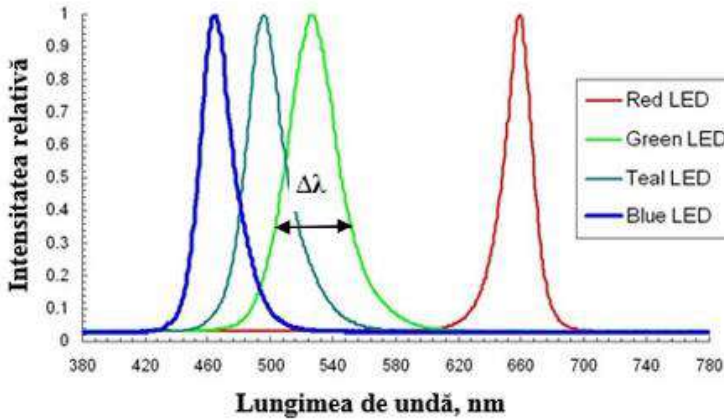


Figura 7.69. Distribuția spectrală a emisiei LED

Luminiscenta poate avea loc sub acțiunea câmpului electric (electroluminiscenta), temperaturii (termoluminiscenta), etc. Ca și în fotoconducție, amplificarea efectului poate fi realizată prin utilizarea unei $p-n$ joncțiuni (fig. 7.70). O diodă electroluminiscentă pe baza de $p-n$ joncțiune operează ca și o diodă $p-n$ la polarizarea directă. Conform caracteristicii spectrului emis astfel de diode se clasifică în cele pentru spectrul vizibil și infraroșii.

Construcția lor este similară diodelor, excepție fiind spectrul de material utilizat. În diode electroluminiscente nu se utilizează Ge sau Si, deoarece la tranzițiile electronilor din BC în BV ele nu emit sub forma de lumină, dar alte materiale semiconductoare emit lumină, de exemplu semiconductoare binare (GaP, ZnO, ZnTe, CdS, SiC, GaN), ternare (Ga-As-P), quaternare (GaAs-ErYb), etc.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Fenomenul descris succint demonstrează convertirea energiei electrice în energie optică. Pe fenomenul expus mai sus sunt bazate dispozitivele semiconductoare numite LED (*Light Emitting Diode*).

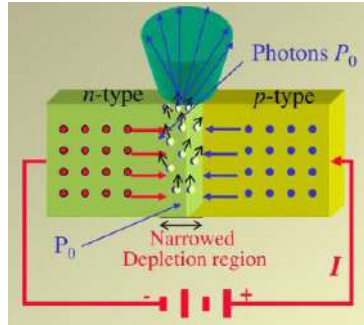


Figura 7.70. Structura LED pe baza p-n joncțiunii

Când electronii liberi ajung la joncțiune sau în regiunea sărăcită din partea n, unii recombină cu ionii pozitivi din această regiune. Similar, gaurile recombină în regiunea p cu electronii. Datorită recombinării lățimea regiunii sărăcite se va micșora dând posibilitate ca mai mulți purtători de sarcină să traverseze joncțiunea p-n.

În procesul de recombinare are loc eliberarea energiei electronilor recombinăți sub forma de energie termică (recombinare neradiativă) sau *emitere spontană* de cuante de lumină (recombinare radiativă). În realitate, în orice diodă au loc ambele tipuri de recombinări; când majoritatea recombinărilor sunt radiative, avem un LED. Curentul direct injectează electroni în regiunea sărăcită de purtători, unde ei se recombină cu gaurile în mod radiativ sau neradiativ. Prin urmare, recombinările neradiative "consumă" din electronii excitați necesari recombinării radiative, ceea ce scade eficiența procesului. Acest fapt se caracterizează prin eficiența cuantică internă. Puterea optică produsă de p-n joncțiune va fi:

$$P_0 = I \frac{\eta_{\text{int}}}{q} hf = I \frac{\eta hc}{q\lambda} \quad (7.100)$$

Caracteristicile diodelor LED. Figura 7.72 reflectă caracteristicile volt-amperice aproximative ale diodelor LED cu diferite lungimi de undă de emisie. Fiecare curbă este corespunzătoare unui anumit tip de LED. Curentul printr-o diodă electroluminiscentă este descrisă de relația:

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

$$I_{ph} = I_s e^{qV/\gamma kT} \quad (7.101)$$

unde γ – coeficient, cu valori de unitate când predomină curentul de difuziune, și egal cu 2 – când component de recombinare în proces este predominantă. Tensiunea care cade pe o diodă electroluminiscentă în regim de generare a fluxului luminos depinde de lărgimea benzii interzise și de nivelele de dopare.

Altă caracteristică importantă a LED este eficiența cuantică externă:

$$\eta_{ext} = F n^2 / 4 n_x^2 \quad (7.102)$$

unde F – factorul de transmisie dispozitiv- interfața externă;

n – indicele de refracție al mediului cuplat;

n_x – indicele de refracția al materialului dispozitivului.

Mecanismele pierderilor ce pot afecta eficiența cuantică externă:

- ✓ absorbția în LED;
- ✓ pierderile Fresnel – parte a luminii reflectate, coeficientul de reflecție fiind $R = [(n_2 - n_1)/(n_2 + n_1)]^2$;
- ✓ unghiul critic de pierdere: toată lumina incidentă va fi reflectată dacă unghiul de incidență va fi mai mare ca unghiul critic.

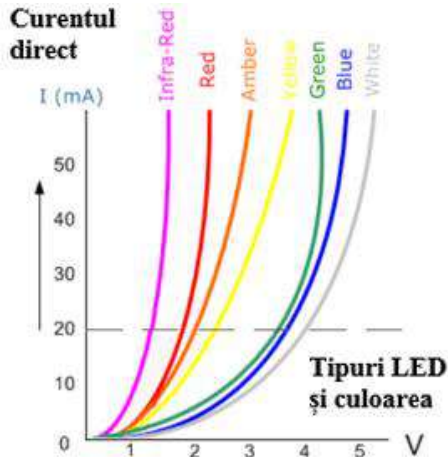


Figura 7.71. Caracteristicile volt-amperice ale diferitor LED-uri.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Caracteristica de directivitate (fig. 7.72), în coordonate polare și în coordonate liniare, indică variația intensității de emisie a radiației în funcție de unghiul față de axa optică a diodei. LED-urile au de regulă lentile care direcționează fascicolul luminos.

Eficiența puterii emise de LED. Puterea optică emisă:

$$P_e = P_o F \frac{n^2}{4n_x^2} \quad (7.103)$$

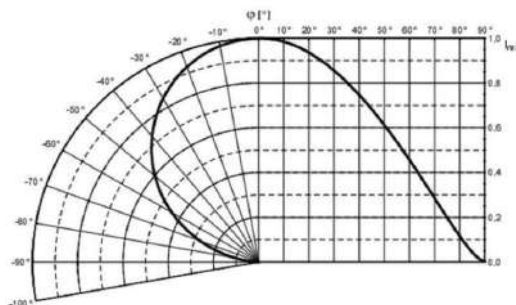


Figura 7.72. Caracteristica de directivitate a LED

Eficiența puterii externe:

$$\eta = p_e/P \times 100\% \quad (7.104)$$

Caracteristica puterii emise în funcție de curentul prin diferite tipuri de dispozitive este reprezentată în figura 7.73.

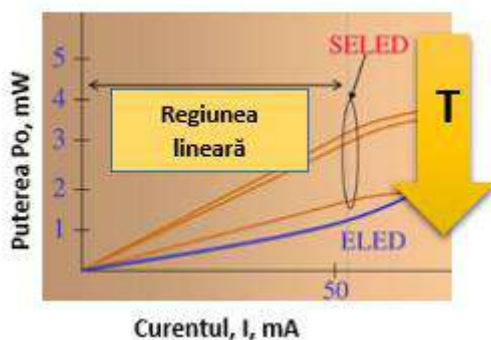


Figura 7.73. Puterea emisă în funcție de curentul prin LED

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Ca și orice diodă, LED se comportă diferit la frecvențe diverse de lucru, ce este dictat de circuitul echivalent al dispozitivului. Răspunsul LED în funcție de frecvență este reprezentată în figura 7.74.

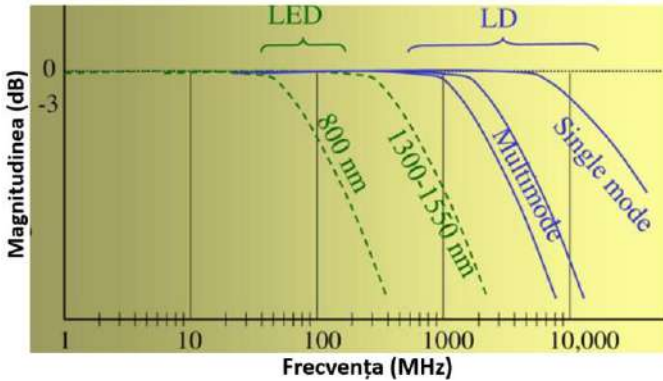


Figura 7.74. Răspunsul LED-urilor funcție de frecvența de lucru

Caracteristicile tipice ale Led-urilor

Materialul Semiconductor	Lungimea de undă	Culoarea	V_F @ 20mA
GaAs	850-940nm	Infra-Red	1.2v
GaAsP	630-660nm	Red	1.8v
GaAsP	605-620nm	Amber	2.0v
GaAsP:N	585-595nm	Yellow	2.2v
AlGaP	550-570nm	Green	3.5v
SiC	430-505nm	Blue	3.6v
GaN	450nm	White	4.0v

Figura 7.75. Caracteristicile unor LED-uri tipice

Criterii de clasificare ale LED-urilor. Produsele cu LED-uri pot fi clasificate în diferite tipuri în funcție de culorile care emit lumina, trăsăturile

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

de suprafață exterioară și structura diodelor, intensitatea luminoasă, curentul de funcționare, materialul cipul, funcția și etc.

1. Conform culorilor de lumină ale diodei (fig. 7.75): LED-urile emit în diferite lungimi de undă, clasificându-se astfel în: roșu, portocaliu, verde (subdivide în galben-verde, verde standard și verde pur), albastru ș.a.

Unele LED-uri au cipuri care poartă două sau trei culori. În plus, corpul LED-urilor poate avea sau nu un obiect pentru împrăștierea luminii, poate fi color sau incolor, astfel, LED-ul poate fi clasificat și în următoarele patru tipuri: transparent colorat, transparent incolor, împrăștiere colorată și împrăștiere incoloră. Pentru obținerea luminii albe sunt 3 căi de combinare/transformare a spectrelor LED (fig.7.76).

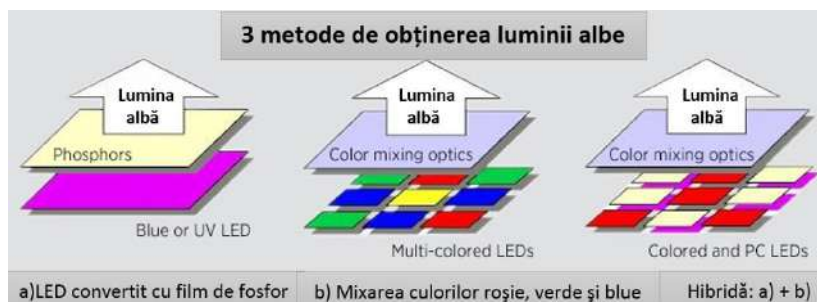


Figura 7.76. Două moduri de obținere a luminii albe cu LED-uri RGB

2. În funcție de vederea exterioară (corp de plastic) LED-ul poate fi clasificat în: rotund, pătrat, dreptunghiular, de suprafață, lateral, subminiatural de montare pe suprafață ș.a.m.d.

LED-ul rotund poate fi împărțit în următoarele tipuri în funcție de diametrul său: 2 mm, 4.4 mm, 5 mm, 8 mm, 10 mm și 20 mm ș.a.m.d. LED-ul rotund cu diametrul de 3 mm este în general notat ca T-1, 5 mm - T-1 (3/4) și 4 mm notat ca T-1 (1/4).

Starea de distribuție a unghiului de intensitate luminoasă a LED-ului rotund poate fi evaluată în funcție de valoarea unghiului său de vizualizare. Următoarele trei tipuri sunt clasificate în funcție de distribuția unghiului a intensității luminoase:

- ✓ LED de înaltă directivitate: Acest tip de LED are, în general, ambalaje epoxide cu cap ascuțit sau ambalaje ale cavității de reflecție a metalului, de obicei fără agent de disipare a luminii. Unghiul de vizualizare de acest tip de LED variază între 5° și 20° sau chiar mai mic. Cu o directivitate ridicată, poate fi utilizat ca sursă de iluminare locală sau

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

pentru a construi un sistem automat de detectare împreună cu o mașină de detectare a luminii.

- ✓ LED tip standard: este de obicei utilizat ca lampă indicatoare. Unghiul de vizualizare variază între 20° și 45°.
- ✓ LED tip de împrăștiere: este de obicei aplicat ca o lampă indicator care are un unghi de vizualizare relativ mai mare, care variază între 45° și 90° sau chiar mai mare. Are mai mult agent de disipare a luminii decât celelalte tipuri.

3. Conform structurii, LED-urile pot fi clasificate în ambalaje din rășină epoxidică completă, bază metalică, ambalaje din rășină epoxidică cu bază ceramică și ambalaje din sticlă.

4. Conform intensității luminoase și a curentului de funcționare.

În funcție de intensitatea luminoasă, există LED-uri standard de luminozitate (cu intensitate luminoasă <10 mcd), LED-uri de înaltă luminozitate (cu intensitate luminoasă între 10 mcd și 100 mcd) și LED-uri de luminozitate ultramară (cu intensitate luminoasă > 100mcd).

LED-ul poate fi, de asemenea, împărțit în două tipuri în funcție de curentul său de funcționare:

- tip standard care rulează la un curent de operare de 10 mA - zeci mA;
- cu curent mic, care rulează la un curent de funcționare sub 2 mA (cu aceeași luminozitate ca LED-ul standard).

Avantajele LED-urilor.

Eficiență: LED-urile emit mai mulți lumeni pe watt decât becurile incandescente. Eficiența corpurilor de iluminat cu LED nu este afectată de formă și dimensiune, spre deosebire de becurile sau tuburile fluorescente.

Culoare: LED-urile pot emite o lumină de culoare dorită, fără a utiliza filtre de culori, după cum au nevoie de metodele tradiționale de iluminare. Acest lucru este mai eficient și poate scădea costurile inițiale.

Dimensiune: LED-urile pot fi foarte mici (mai mici de 2 mm² și se pot atașa cu ușurință pe plăcile de circuit imprimat.

Timp de încălzire: LED-urile se aprind foarte repede. Un indicator LED tipic roșu atinge luminozitatea sub o microsecundă. LED-urile utilizate în dispozitivele de comunicații pot avea timpi de răspuns și mai rapide.

Ciclism: LED-urile sunt ideale pentru utilizări care fac obiectul unei cicluri de on-off frecvente, spre deosebire de lămpile incandescente și fluorescente care se defectează mai rapid atunci când sunt ciclitate des sau pentru lămpile de descărcare de mare intensitate (lămpi HID) care necesită mult timp înainte de repornirea.

Dimensionare: LED-urile pot fi foarte ușor întunecate fie prin modularea lățimii pulsului, fie prin scăderea curentului înainte. Această modulare a lățimii pulsului este motivul pentru care luminile LED, în special farurile de

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

pe mașini, când sunt privite pe cameră sau de către unii oameni, par să clipească sau să clipească. Acesta este un tip de efect stroboscopic.

Lumina rece: Spre deosebire de majoritatea surselor de lumină, LED-urile radiază foarte puțină căldură sub formă de IR care poate provoca deteriorarea obiectelor sau țesăturilor sensibile. Energia cheltuită este dispersată sub formă de căldură prin baza LED-ului.

Eșec lent: LED-urile eșuează în principal prin întunecarea în timp, mai degrabă decât eșecul brusc al becurilor incandescente.

Durata de viață: LED-urile pot avea o durată de viață relativ lungă. Un raport estimează 35.000 - 50.000 de ore de viață utilă, deși timpul până la eșecul complet poate fi mai scurt sau mai lung. Tuburile fluorescente sunt, de obicei, evaluate la aproximativ 10.000 - 25.000 ore, depinzând parțial de condițiile de utilizare și becuri incandescente la 1.000 - 2.000 ore. Mai multe demonstrații DOE au arătat că costurile reduse de întreținere din această durată de viață prelungită, mai degrabă decât economiile de energie, sunt factorul principal în determinarea perioadei de rambursare a unui produs cu LED.

Rezistență la șocuri: LED-urile, fiind componente în stare solidă, sunt greu de deteriorat cu șocurile exterioare, spre deosebire de becurile fluorescente și incandescente, care sunt fragile.

Focusarea: Corpul solid al LED-ului poate fi proiectat pentru a-și focaliza lumina. Sursele incandescente și fluorescente necesită adesea un reflector extern pentru a colecta lumina și a-l dirija într-o manieră utilizabilă. Pentru pachete cu LED-uri mai mari, lentilele de reflexie internă totală (TIR) sunt adesea folosite cu același efect.

Dezavantaje.

Dependența de temperatură: performanța LED depinde în mare măsură de temperatura mediului de funcționare. Suprasolicitarea unui LED la temperaturi ambientale ridicate poate duce la supraîncălzire cu defectarea lor. Pentru a menține o durată lungă de exploatare, este necesar un radiator adecvat. Acest lucru este deosebit de important în utilizări auto, medicale și militare, unde dispozitivele trebuie să funcționeze într-o gamă largă de temperaturi.

Sensibilitate la tensiune: LED-urile trebuie să fie alimentate cu o tensiune peste pragul lor și un curent sub valoarea lor. Curentul și durata de viață se schimbă foarte mult cu o modificare mică a tensiunii aplicate. Acestea necesită astfel o alimentare stabilizată de curent (de obicei conectarea în serie doar unui rezistor de serie pentru LED-urile indicator).

Redarea culorilor: Majoritatea LED-urilor alb-strălucitoare au spectre care diferă semnificativ. Maximul la 460 nm și minimul la 500 nm pot face ca

culoarea obiectelor să apară diferit la iluminarea LED-ului alb-rece decât a luminii solare sau a surselor incandescente.

Calitatea redării culorilor unui LED este măsurată prin indicii de redare a culorilor (CRI).

Aria sursei de lumină: LED-urile sunt sursă punctiformă de lumină ce oferă o distribuție sferică a luminii, ci mai degrabă o distribuție lambertiană. Deci, LED-urile sunt dificil de aplicat pentru utilizările care au nevoie de un câmp de lumină sferică; cu toate acestea pot fi manipulate prin aplicarea diferitelor optici sau „lentile”. LED-urile nu pot oferi divergență sub câteva grade.

Poluarea luminoasă: Deoarece LED-urile albe emit mai multă lumină de lungime de undă mai scurtă, decât lămpile cu vapori de sodiu de înaltă presiune, sensibilitatea crescută albastră și verde a vederii scotopice înseamnă că LED-urile albe utilizate în iluminarea exterioară provoacă mult mai multă strălucire a cerului.

Eficiență ridicată: eficiența LED-urilor scade odată cu creșterea curentului electric. Încălzirea crește de asemenea curenții ce compromise durata de viață a LED-urilor. Aceste efecte pun limite practice asupra curentului printr-un LED în aplicații de mare putere.

Utilizare în condiții de iarnă: întrucât nu degajă prea multă căldură în comparație cu luminile incandescente, luminile LED utilizate pentru controlul traficului pot păstra pe ele urme de zăpadă care să-i întunece, ducând la accidente.

Scurgere termică: Șirurile paralele ale LED-urilor nu vor împărți curent în mod uniform datorită toleranțelor de fabricație în tensiunea lor înainte. Rularea a două sau mai multe șiruri dintr-o singură sursă de curent poate duce la defectarea LED-urilor pe măsură ce dispozitivele se încălzesc. Dacă legătura de tensiune înainte nu este posibilă, este necesar un circuit care să asigure distribuția uniformă a curentului între cablurile paralele.

7.14. DIODE LASER

Acronimul LASER înseamnă *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. Primul laser funcțional a fost construit de către Theodore Meiman, în 1960, dar fundamentele teoretice și practice pentru aceasta au fost ale Ch.Townes, A.Prokhorov și N.Basov, care au și partajat premiul Nobel în fizică pentru anul 1964.

Menționăm, că laserul nu este un amplificator de lumină, cum reiese din denumire, dar un generator de lumină. Laserul este un dispozitiv care generează lumina prin emisie stimulată de radiație.

Radiație spontană și stimulată. Există două tipuri de radiații: spontană și stimulată. Spontană înseamnă că radiația are loc fără cauze externe. Exact acest lucru am discutat la paragraful destinat LED-urilor: electronii excitați din BC trec fără nici un stimulent extern, în BV, producând radiație spontană. Proprietățile radiației spontane sunt următoarele:

- ✓ Saltul electronilor între diferite nivele energetice ale BC și BV determină producerea radiației, ceea ce explică lățimea spectrală de emisie relativ mare a LED.
- ✓ Emisia fotonilor se produce arbitrar pe direcții, ce reduce puterea de ieșire a unui LED (fig. 7.77). Aceasta înseamnă că conversia curent-lumină are loc cu eficiență redusă.
- ✓ Fotonii care contribuie la puterea de ieșire, nu se deplasează strict într-o singură direcție. Prin urmare, ei se propagă în interiorul unui con, ce conduce la o împrăștiere spațială a radiației. Din acest motiv, LED-ul este modelat ca o sursă lambertiană.

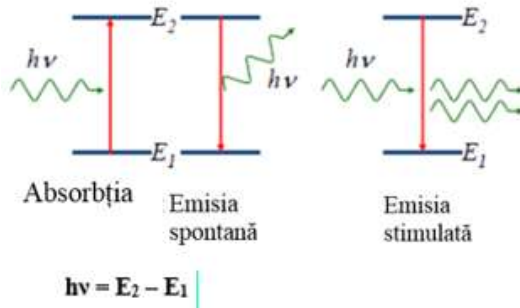


Figura 7.77. Emisia spontană și stimulată în semiconductori

- ✓ Tranziția electronilor, și prin urmare emisia fotonilor, are loc aleatoriu în timp, deci fotonii sunt creați independent unul de altul. Prin urmare nu există corelare de fază între fotoni, motiv pentru care radiația este numită *necoerentă*.

Caracteristicile de mai sus ale radiației spontane a unui LED, fac din acest emitor o componentă inutilă la comunicații optice la mare distanță.

Un alt proces are loc atunci când un foton extern lovește un electron excitat (fig. 7.76). Interacțiunea dintre ei include o tranziție și o radiație de nou foton. În acest caz, emisia indusă este stimulată de fotonul extern. Prin urmare,

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

această radiație este numită *stimulată*. Radiația stimulată are următoarele proprietăți:

- ✓ Un foton extern forțează emisia unui foton cu energie similară. Cu alte cuvinte, fotonul extern stimulează radiație cu aceeași lungime de undă ca a lui. Această proprietate face ca lățimea spectrală a luminii radiate să fie mai îngustă.
- ✓ Deoarece toți fotonii se propagă în aceeași direcție, toți contribuie la puterea luminoasă. Prin urmare, eficiența conversiei curent-lumină este mare și drept consecință și puterea de ieșire va fi la fel. De exemplu, în comparație cu un LED pentru care o putere de ieșire de 1 mW poate necesita un curent direct de până la 150 mA, o diodă laser poate radia 1 mW la doar 10 mA.
- ✓ Fotonii stimulați se propagă în aceeași direcție cu fotonii care i-au stimulat. Prin urmare, lumina stimulată va fi bine direcționată.
- ✓ Deoarece un foton stimulat este radiat doar când un foton extern amorsează această acțiune, ambii fotoni se spune că sunt sincronizați. Aceasta înseamnă că ambii fotoni sunt în fază și astfel radiația stimulată este *coerentă*.

Reacția pozitivă Pentru a radia lumină stimulată cu putere semnificativă, avem nevoie de milioane de milioane de fotoni. Pentru a stimula o astfel de radiație, se plasează o oglindă la un capăt al regiunii active, ca în figura 7.78.

De exemplu doi electroni, unul extern și unul stimulat, sunt astfel reflectați înapoi înspre regiunea activă. Acești doi electroni vor funcționa ca radiație externă și vor stimula emisia altor doi fotoni. Acești patru fotoni sunt reflectați de o a doua oglindă, poziționată la celălalt capăt a regiunii active. Când acești fotoni vor trece prin regiunea activă (mediu amplificator, fig. 7.78), ei vor stimula emisia altor patru fotoni. Acești opt fotoni vor fi reflectați înapoi în regiunea activă de prima oglindă și procesul continuă la infinit. Prin urmare, cele două oglinzi realizează o reacție optică pozitivă. Pozitivă deoarece reacția adună ieșirea (fotonii stimulați) la intrare (fotonii externi). Aceste două oglinzi formează un rezonator.

Excitația și radiația sunt guvernate de legi statistice. Albert Einstein este cel care a explicat diferența dintre emisia spontană și cea stimulată, introducând parametrii cei poartă numele pentru a calcula probabilitățile acestor două tipuri de emisii.

Inversiunea de populație. Referindu-ne la fig. 7.78 notăm cât de repede crește numărul de fotoni stimulați. Pentru a susține acest proces, avem nevoie de un număr mare de electroni excitați disponibili în BC. Știm că folosind energie externă - curentul direct pentru un LED - este posibil să excităm un număr de electroni. Însă în laser, golirea BC se face mult mai repede decât

într-un LED. Prin urmare, avem nevoie să excităm electroni la o viteză mult mai mare decât într-un LED.

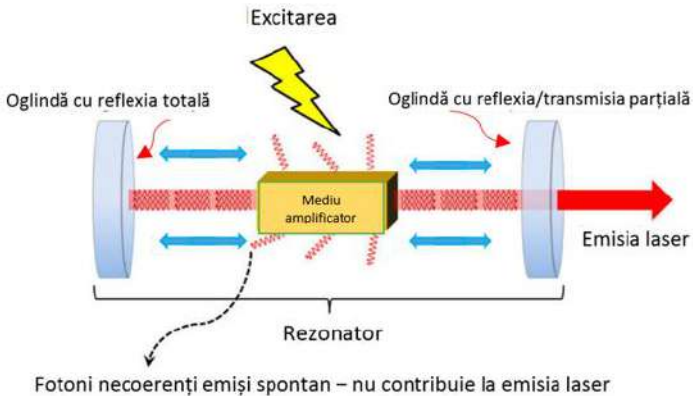


Figura 7.78. Construcția rezonatorului pentru dioda laser

În final, pentru un proces laser avem nevoie să avem mai mulți electroni în BC decât în BV. Această situație se numește *inversiune de populație* (fig. 7.79), deoarece, în mod normal, BV este mult mai populată decât BC. Pentru a crea această inversiune de populație, se trece o densitate mare de curent printr-o regiune activă îngustă. Inversiunea de populație este o condiție necesară pentru a crea efectul laser deoarece cu cât este mai mare numărul de electroni excitați, cu atât mai mare este numărul de fotoni stimulați care pot fi radiați. Cu alte cuvinte, numărul de electroni excitați determină câștigul diodei laser. Pe de altă parte, o dioda laser introduce și anumite pierderi.

Există două mecanisme principale: absorbția și transmisia fotonilor stimulați. Astfel, o parte din fotonii stimulați sunt absorbiți în semiconductor înainte de a ajunge să fie emiși sub forma de radiație. În al doilea rând, oglinzile nu reflectă 100% fotonii incidentă. Privind figurile 7.77-7.79 așteptăm ca numărul de fotoni stimulați continuă să crească infinit, ceea ce, evident, nu este adevărat.

Această figură nu prezintă și pierderile de fotoni. La începutul procesului laser, numărul de fotoni continuă să crească, liniar, cu viteză mare; dar, pe măsură ce procesul continuă, cu cât sunt mai mulți fotoni stimulați, cu atât sunt mai mulți și fotoni pierduți. Din fericire, pierderea este constantă pentru o diodă dată, în timp ce câștigul poate fi modificat, așa cum se poate observa în figura 7.80.

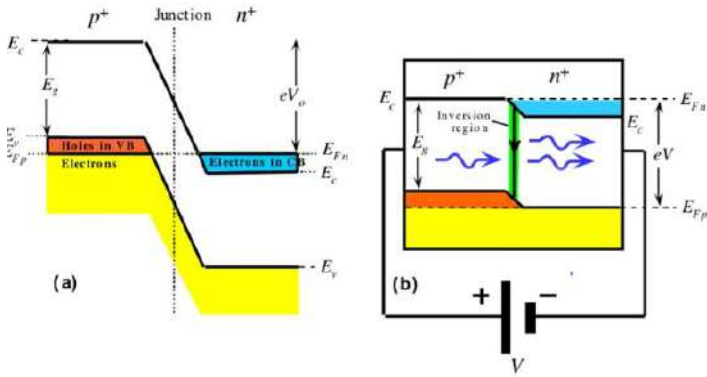


Figura 7.79. Diagrama benzilor de energie a p - n (diodii laser) dopată până la degenerare în lipsa polarizării (a). Diagrama benzilor la polarizare suficientă pentru a cauza inversia populației (b) și astfel a emisiei stimulate

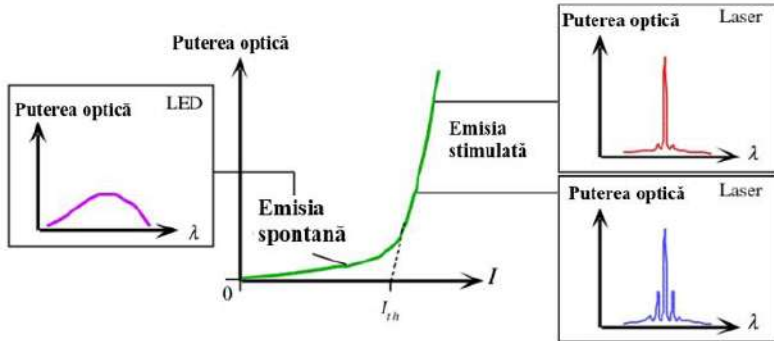


Figura 7.80. Puterea optică tipică de ieșire în funcție de curentul diodei (I) și spectrul corespunzător al diodei laser

Creșterea câștigului este obținută prin creșterea curentului direct. La un moment dat, câștigul devine egal cu pierderile, situație numită *condiție de prag* (curentul respectiv - *curent de prag*).

La îndeplinirea acestor condiții de prag, dioda începe să se comporte ca o diodă laser. Dacă continuăm să creștem curentul direct, (adică mărim câștigul) numărul de fotoni emiși stimulat continuă să crească, ceea ce induce

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

și o creștere a puterii luminoase. Se obține astfel o diodă semiconductoare care emite o lumină *monocromatică*, bine *directionată*, foarte *intensă* și *coerentă*. De reținut că pentru a face o diodă laser să genereze lumină, câștigul trebuie să depășească pierderile.

Efectul laser și caracteristica intrare-ieșire Din considerațiile anterioare putem concluziona că o diodă semiconductoare funcționează ca un laser dacă sunt întrunite următoarele condiții:

- ✓ inversiunea de populație;
- ✓ emisia stimulată;
- ✓ reacția negativă.

Să încercăm să construim o caracteristică intrare-ieșire a unei diode laser. Intrarea fiind curentul direct (I) și ieșirea puterea luminoasă (P), vom reprezenta caracteristica $P=f(I)$. Când este aplicat un curent direct mic, sunt excitați un anumit număr de electroni și dioda radiază ca un LED. Astfel ne așteptăm să vedem aceeași dreaptă ca la un LED. Când densitatea de curent devine suficientă pentru a crea inversiunea de populație și se depășește valoarea de prag (câștigul egalează pierderile), dioda începe să funcționeze ca un laser. În acest moment observăm o lumină mult mai intensă, de o culoare saturată și bine directionată. Această creștere de pantă este prezentată în figura 7.80, care arată că dioda laser emite mult mai multă putere. O dioda laser care emite 1 mW putere are în jur de 30 mA curent de prag și 60 mA curent de comandă.

Analiza luminii unei diode laser. O diodă laser emite lumină care poate fi caracterizată ca:

- ✓ monocromatică, cu lățimea spectrală a radiației foarte îngustă (angstreimi, zecimi de angstreimi);
- ✓ bine directionată, cu radierea unui fascicol îngust, care poate fi ușor lansată într-o fibră sau ghid planar optic);
- ✓ foarte intensă și eficientă - sute de mW;
- ✓ coerentă, deci toate oscilațiile fiind în fază. Această proprietate este importantă pentru transmisia și detecția informației.

De reținut că doar combinația dintre un rezonator și un mediu activ produce lumina cu aceste proprietăți remarcabile.

Parametrii de bază ai diodei laser sunt:

Curentul de prag – curentul la care dioda începe să funcționeze ca o diodă laser;

Lățimea spectrului emis. Distingem lățimea spectrală pentru laser multimod și lățimea liniei spectrale pentru laser monomod. Lățimea unei linii spectrale:

$$\Delta f = R_{sp}(1 + \alpha^2 e) / N_{rad}, \quad (7.105)$$

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

unde R_{sp} – viteza emisiei spontane, α - factor de ameliorare a lăţimii liniei, N_{rad} – numărul de fotoni radiaţi în cavitatea laserului.

Curentul de prag

$$I_{prag}(t) = I_0(T/T_0) \quad (7.106)$$

De unde observăm, că cu temperatura creşte rata recombinării neradiative, ce conduce la micşorarea eficienţei cuantice interne.

Alţi parametric mai sunt:

Fluctuaţiile de fază ce determină o extindere a spectrului emis.

Fluctuaţiile de intensitate ce determină zgomotul introdus de intensitate în diode laser.

Intensitatea zgomotului relativă

$$RIN = \langle P_n^2 \rangle / \langle P^2 \rangle BW, \text{ Hz}^{-1} \quad (7.107)$$

7.15. TRANZISTOARE ELECTROLUMINISCENTE. TRANZISTOARE LASER

Tranzistorul care emite lumină (LET) și laser - tranzistorul (LT) vor avea un impact tehnologic și economic la fel de profund ca și descoperirea tranzistorului bipolar ce a revoluționat electronica.

În prezent, miniaturizarea microelectronicii și creșterea vitezei de comunicare este încetinită din cauza limitărilor interconectărilor metalice. Metalele sunt prea rezistive și încetinesc funcționarea microprocesoarelor. Înlocuirea aluminiului cu cupru rezolvă insuficient problema, deși conductivitatea cuprului este mai mare. O soluție ar fi înlocuirea metalizării cu supraconductori, dar tehnologic aceasta încă nu este posibil.

O alternativă ce se proliferază tot mai insistent este înlocuirea interconectărilor electrice metalice cu cele optice. Problema principală din prezent este dominația siliciului în circuite integrate, care nu este sursă eficientă de fotonii, spre deosebire de semiconductorii AIII BV. Semiconductorii AIII BV satisfac tuturor condițiilor pentru o diodă LED, diodă laser, LET și LT.

Cunoaștem că curentul de fond al TB are două componente. Una fiind curentul de recombinare în regiunea neutră a emitorului, care prin propunerea TB cu heterojuncțiuni (HBT) este suprimat. Altă componentă fiind recombinarea în regiunea bazei. Mai există și recombinarea în regiunea sărăcită a joncțiunii emitoare, dar datorită polarizării directe a acestei joncțiunii regiunea sărăcită este foarte scurtă, astfel curentul asociat cu recombinarea din această regiune este insignifiant.

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

Analizând cum funcționează un tranzistor bipolar, pe baza la generarea și transport ambipolar, cu recombinare permanentă a purtătorilor de sarcini prin diferite mecanisme – conchidem ca *TB a fost întotdeauna un emitor de lumină*. Dar recombinarea era tratată o piedică în lucrul eficient al tranzistorului ca amplificator și comutator. Alte scopuri, alte soluții! Nu a fost abordată în acele timpuri (desigur pentru alte scopuri) importanța curentului bazei pentru funcționarea tranzistorului și a spațiului util al bazei.

Modificarea structurii bazei prin prezența de gropi cuantice schimbă radical importanța recombinării cu posibilitatea obținerii tranzistorului emitor de radiații. Dacă în regiunea bazei sunt realizate gropi cuantice, recombinările radiative ce au loc în regiunea bazei a HBT pot fi amplificate la captarea electronilor și golurilor de gropile cuantice. Asigurarea unor condiții conduce trecerea de la iradierea spontană la cea stimulată necesară elaborării laserilor.

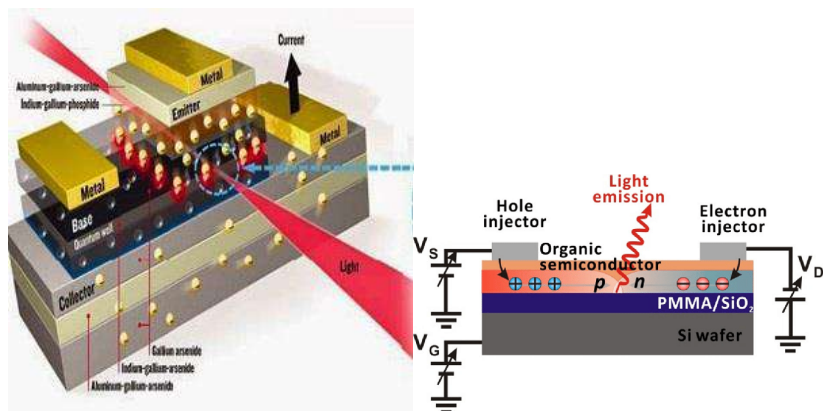


Figura 7.81. Construcțiile unor LET-uri

În a. 2004 Nick Holonyak Jr., și Milton Feng au anunțat despre generarea luminii infraroșii în tranzistor bipolar pe heterojuncțiuni, ca rezultat al recombinării în straturi din InGaP și GaAs a electronilor și golurilor (fig.7.81).

În prezent LET-urile sunt confecționate din GaInP, GaInAs, și GaAs. Proprietățile unice ale acestor materiale produc fotonii ce emit în infraroșu. Avantajele realizate în LET sunt rapiditatea emiterii. Un alt beneficiu este că intensitatea luminii poate fi controlată prin reglarea curentului electric. De asemenea, cel de-al treilea port tranzistor permite controlul superior al ieșirilor electrice și optice. Aplicațiile viitoare pentru LET implică înlocuirea

VII. DISPOZITIVE OPTOELECTRONICE

cablurilor din microelectronică cu fibre optice care sunt baza noii generații de dispozitive micro-optoelectronice cu performanțe superioare.

Compania Hitachi a elaborat un nou tranzistor capabil să recepționeze lumina, să controleze puterea ei optică, să emită lumină. Acest dispozitiv este de dimensiunea de nanometri. Îmbinarea într-o structură miniaturizată a emițătorului și detectorului de lumină demonstrează perspectiva dispozitivului în CI microelectronice și optoelectronice.

Prin intermediul acestor noi dispozitive micro-nano-optoelectronice se poate realiza conectarea optică a dispozitivelor în circuite integrate

Anunțul privind realizarea transistorului laser are perspective mai mari ca dioda laser, deoarece are intrarea separată de ieșirea, o viteză de lucru mult mai mare, și o inversare a populației purtătorilor mai rapidă.

VIII. ALTE DISPOZITIVE

8.1. DISPOZITIVE HALL

Efectul Hall a fost descoperit de Dr. Edwin Hall în 1879 în timpul studiilor de doctorat. Hall, verificând teoria fluxului de electroni propusă de Kelvin a observat, că la plasarea unui magnet astfel, încât câmpul său să fie perpendicular pe o față a unui specimen dreptunghiular subțire de aur prin care curge curent electric, o diferență de potențial apare la capetele opuse. El a constatat că această tensiune este proporțională cu curentul care curge prin conductor și densitatea fluxului sau inducția magnetică perpendiculară pe conductor. Experimentul lui Hall au avut succes dar fără aplicații în acea vreme, deoarece în metale efectul nu este foarte pronunțat. Numai cu studierea materialelor semiconductoare în anii 1950, efectul Hall și-a găsit primele aplicații.

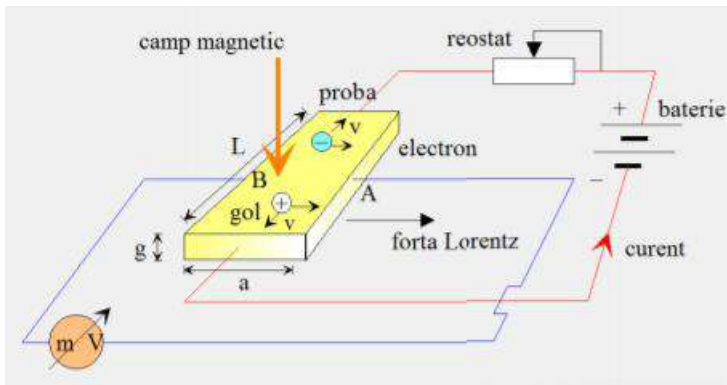


Figura 8.1. Explicarea efectului Hall: prezența câmpului magnetic perpendicular $B \neq 0$ pe specimen paralelipiped de semiconductor

Teoria efectului Hall. Având un semiconductor omogen, de formă paralelipipedică, prin care trece un curent electric (figura 7.90), diferența de potențial între punctele A și B, situate în același plan perpendicular pe liniile de curent este nulă în absența câmpului magnetic constant B.

Aplicând un câmp magnetic, perpendicular pe direcția curentului, între punctele A și B apare o diferență de potențial numită tensiune Hall. Admitem, că în materialul probei semiconductoare cu un singur tip de purtători de sarcină electrică "e", care se mișcă cu o viteză "v", în câmpul magnetic "B". Asupra acestei sarcini va acționa forța Lorentz:

$$\mathbf{F} = e \mathbf{v} \times \mathbf{B}, \text{ "e" își conține semnul} \quad (8.1)$$

Prin acțiunea forței Lorentz, sarcinile, indiferent de semnul lor, vor fi deviate către aceeași suprafață a probei experimentale. Singura condiție care se cere îndeplinită este ca sensul de mișcare a sarcinilor să fie compatibil cu sensul curentului ce trece prin probă. Deplasarea sarcinilor spre o suprafață modifică încărcarea electrică a acesteia conducând la apariția unei diferențe de potențial între suprafețele S_A și S_B . În acest fel ia naștere în probă un câmp electric \mathbf{E}_H ce generează o forță contrară forței Lorentz. După o acumulare de sarcini electrice suficiente la suprafețele S_A și S_B , restul purtătorilor trec nedeviați prin probă.

Din egalitatea forței Lorentz cu forța generată de sarcinile electrice a suprafețelor:

$$e \cdot \mathbf{E}_H = e \cdot \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (8.2)$$

și cunoscând relația între densitatea de curent, \mathbf{j} , viteza purtătorilor de sarcină \mathbf{v} și concentrația lor, \mathbf{n} :

$$\mathbf{j} = e \cdot \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} \quad (8.3)$$

obținem:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{E}_H = \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} / e \quad (8.4)$$

Luând în considerare dimensiunile probei, de exemplu cum sunt indicate în figura 7.90 (g - grosimea), pentru tensiunea Hall obținem:

$$(\mathbf{I} = \mathbf{j}S = \mathbf{j}ag \text{ și } \mathbf{E}_H = U_H/a),$$

$$\text{de unde:} \quad U_H = R_H \cdot \mathbf{I} \cdot \mathbf{B} / g \quad (8.5)$$

în care am notat cu R_H constanta Hall a materialului, dată de relația:

$$R_H = 1/(ne) \quad (8.6)$$

Din această expresie observăm, că semnul diferenței de potențial depinde de semnul purtătorilor de sarcină liberi și pentru conducție de electroni vom avea $R_H > 0$. Cunoscând constanta Hall R_H se poate determina concentrația purtătorilor de curent, \mathbf{n} , din relația (6). Cunoscând, pentru una și aceeași probă, constanta Hall R_H și conductibilitatea materialului σ (pentru cazul existenței unui singur tip de purtători de sarcină care participă la conducție), determinăm mobilitatea purtătorilor de curent:

$$\mu: \mu H = \sigma \cdot R_H. \quad (8.7)$$

Pentru semiconductorii cu conducție de ambele feluri, electroni (μ_n) și goli (μ_p) lucrurile sunt mai complicate, expresiile pentru coeficientul Hall și conductibilitate fiind:

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu_n + p \cdot e \cdot \mu_p \quad (8.8)$$

$$R_H = (1/e) [(\mu_p^2 p - \mu_n^2 n) / (p\mu_p + n\mu_n)^2] \cdot [\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2] \quad (8.9)$$

unde τ - timpul de relaxare al purtătorilor de sarcină.

$\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ - factorul de corecție care este de ordinul unității ($3\pi/8$ la temperaturi înalte, și 1,93 – la temperaturi joase).

Exista mai multe tipuri de efect Hall. Astfel, efectul de spin Hall este un fenomen de transport prezis de fizicienii ruși Mihail I. Dyakonov și Vladimir I. Perel (1971) și experimental observat cca 30 ani mai târziu. Acesta constă în apariția (în metale, semiconductori, la temperaturi joase și la temperatura camerei) acumulării de spin pe suprafețele laterale ale unui eșantion purtător de curent electric, semnele direcțiile de rotire fiind opuse la limitele opuse. Mai sunt descoperite și studiate efectul cuantic Hall (1980) privind cuantificarea rezistenței Hall în câmpuri magnetice puternice și temperaturi joase, efectul cuantic spin Hall (pe conductori cu caracteristici nemagnetice și în absența câmpului extern; efectul Hall anormal (în materiale feromagnetice și paramagnetice în lipsa câmpului magnetic extern)

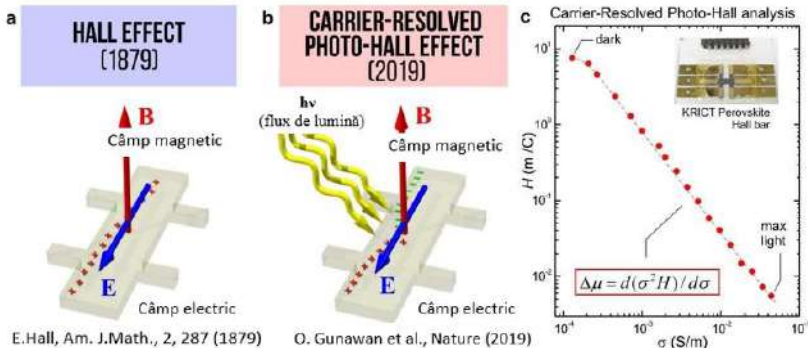


Figura 8.2. Foto Hall efectul comparativ cu efectul Hall clasic

Câteva decenii după descoperirea lui Hall, cercetătorii au recunoscut, de asemenea, că pot efectua măsurarea efectului Hall cu acțiunea luminii - care se numesc experimente foto-Hall, așa cum se arată în figura 8.91 (b). În astfel

de experimente iluminarea generează mai mulți purtători sau perechi electron-goluri în semiconductori.

Cu regret, anterior, înțelegerea efectului clasic Hall a permis obținerea informației exclusiv despre purtătorii de sarcină majoritari. Cercetătorii nu au putut extrage simultan proprietățile ambilor purtători de sarcină din semiconductori, deși astfel de informații sunt extrem de importante pentru multe aplicații ale semiconductoarelor în fonică.

Studiul realizat de IBM Research în Nature dezvăluie unul dintre impedimentele de cca 140 ani ale efectului Hall. Cercetătorii coreeni au propus o nouă formulă și tehnică care ne permite să extragem simultan informațiile despre purtătorii de sarcină majoritari și minoritari, cum ar fi densitatea, mobilitatea, durata de viață a lor, lungimile de difuzie și procesul de recombinare.

Pentru a fi mai explicit, în experimentul foto-Hall, ambii purtători de sarcină contribuie la modificări ale conductivității (σ) și coeficientului Hall. Înțelegerea cheie a noii metodici vine din măsurarea conductivității și a coeficientului Hall în funcție de intensitatea luminii. “Ascuns” până-n prezent în traiectoria curbei conductivității - coeficientului Hall (σ - H), dezvăluie astfel o nouă informație importantă: diferența de mobilitate a ambilor purtători, care poate fi exprimată elegant (vezi figura 8.2):

$$\Delta\mu = d (\sigma^2 H) / d\sigma \quad (8.10)$$

Începând cu o densitate de purtători majoritari cunoscută din măsurarea clasică Hall în întuneric, putem determina atât mobilitatea cât și densitatea purtătorilor majoritari și minoritari în funcție de intensitatea luminii. Cercetătorii au numit noua tehnică de măsurare Carrier-Resolved Photo Hall (CRPH).

Cu o intensitate de iluminare cunoscută, durata de viață a purtătorului poate fi stabilită în mod similar. Această relație și soluțiile aferente au fost nevăzute de aproape un secol și jumătate, de la descoperirea efectului Hall.

Dincolo de progresele în această înțelegere teoretică, progresele în tehnicile experimentale au fost de asemenea esențiale pentru a permite această nouă tehnică. Tehnica necesită o măsurare cu precizie foarte înaltă a semnalului Hall, care poate fi o provocare pentru materialele în care semnalul Hall este slab (e.g. din cauza mobilității reduse) sau atunci când sunt prezente semnale suplimentare nedorite, cum ar fi sub iluminarea puternică. În acest scop măsurarea Hall se efectuează cu un câmp magnetic oscilant. Tehnica CRPH permite nu numai selectarea frecvenței dorită, ci și faza câmpului magnetic oscilant cu o tehnică numită detecție de blocare. Acest concept de măsurare a curentului alternativ Hall este cunoscut de mult, dar tehnica tradițională care

utilizează un sistem de bobine electromagnetice pentru a genera câmpul magnetic alternativ a fost ineficientă.

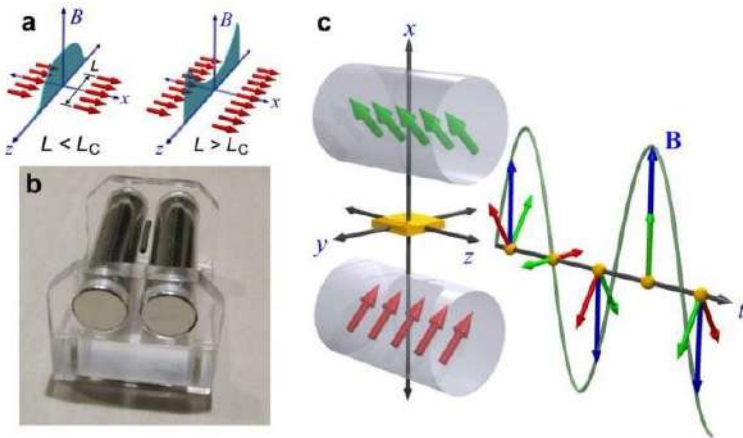


Figura 8.3. Efectul de confinare a câmpului *camelback* (a), sistem de capcană magnetică cu linie dipol paralelă (PDL) (b), sistem IBM PDL Hall (c)

Cum deseori se întâmplă în cercetare, progresele într-un domeniu sunt declanșate de descoperirile din altul. În 2015, IBM Research a raportat un fenomen necunoscut anterior în fizică legat de un nou efect de confinare a câmpului magnetic, supranumit efectul „camelback”, care apare între două linii de dipoli transversali atunci când depășesc o lungime critică așa cum se arată în figura 8.3 (a). Efectul este o caracteristică cheie care permite un nou tip de “capcană” magnetică naturală, numită capcană cu linie dipol paralelă (PDL) așa cum se arată în figura 8.3 (c). Astfel de metodă experimentală ca capcana magnetică cu linie dipol paralelă ar putea servi drept platformă inovativă pentru diferite aplicații ale senzorilor, cum ar fi un sensor al unghiului de înclinație, seismometru, etc.

În mod surprinzător, același capcană magnetică cu linie dipol paralelă a determinat o altă aplicație unică. Când este rotit, servește ca un sistem ideal pentru un experiment foto-Hall pentru a obține o oscilație puternică, unidirecțională și pură a câmpului magnetic armonic (figura 8.3 c). Mai important, sistemul oferă spațiu amplu pentru a permite iluminarea unei zone mari pe probă, ceea ce este esențial în experimentul foto-Hall.

Noua tehnică pentru efectul foto-Hall permite să extragem multă informație din semiconductori. Spre deosebire de doar trei parametri obținuți în măsurarea clasică Hall, această nouă tehnică permite obținerea până la șapte parametri la fiecare intensitate a luminii testată. Acestea includ mobilitatea electronilor, golurilor; densitatea purtătorului lor la iluminare; durata de viață până la recombinare și lungimile de difuzie pentru electroni, goluri și în semiconductori ambipolari. Toate acestea pot fi repetate de N ori (numărul de setări de intensitate a luminii utilizate în experiment).

Această nouă inovație va contribui la accelerarea dezvoltării tehnologiei semiconductoare de generația următoare, cum ar fi celulele solare cu parametric performanți, dispozitive optoelectronice mai bune și materiale noi și dispozitive pentru tehnologia inteligenței artificiale.

Tensiunea de ieșire Hall (U_H) este direct proporțională cu intensitatea câmpului magnetic. Deoarece valoarea tensiunii este foarte mică, toți senzorii de tip Hall au integrate amplificatoare electronice și circuite de reglare pentru a ridica tensiunea de ieșire a senzorului în jurul valorii de +5V. Senzorii de efect Hall pot fi aplicați în multe tipuri de dispozitive de detectare, cum ar fi: determinarea concentrației de purtători de sarcină electrică liberi din materiale; măsurarea inducției magnetice (câmpului magnetic); curentului electric (prin câmpul magnetic care-l generează); măsurarea puterii în rețelele de c.c. și c.a.; măsurarea defazajului și a factorului de putere. În domeniul electronicii, calculatoarele și automatizii dispozitivele Hall se folosesc ca multiplicator în calculatoarele analogice, ca senzor de debit pentru lichide conductoare, la protecția automată la scurtcircuit a instalațiilor, pentru comutatoare fără contact, stabilizatoare de curent, etc.

Senzorii cu efect Hall sunt cei mai răspândiți senzori cu electronică integrată, cu o gama largă de aplicații. În domeniul automobilelor sunt utilizați ca senzori de turație motor, senzori de poziție arbore cu came, senzor de turație arbori cutie de viteze și senzori de viteza roată (ABS/ESP).

8.2. DETECTOARE SEMICONDUCTOARE DE RADIĂȚII

Radiatia ionizanta consta din particule cu sarcina electrica ca electronii (particule beta, protonii, particule alfa si fragmente de ioni rezultanti ai fisiunii, precum si radiatia neutral electrică ce include fotonii (raze X si gamma) si neutronii.

Comportamentul tipurilor de radiații la interacțiunea cu materia. Avem particule cu sarcină (alfa, beta, protonii) și fără sarcină electrică (neutroni, gamma) ce cauzează comportament puternic diferit la trecerea prin materie! Cele cu sarcină interacționează puternic cu materia (cu electronii orbitali).

Din aceste considerente clasificăm particulele ionizante cu sarcină în cele ce ionizează direct și indirect. O altă clasificare este după masa particulelor cu sarcină: particule cu sarcina grele (alfa și protonii) și particule cu sarcină ușoare (pozitronii și negatronii).

Particule cu sarcină grele. Inițial la deplasare ele pierd puțină energie interacționând cu electronii orbitali. Pierzând o cantitate de energie, ele nu mai pot excita electronii orbitali, astfel pierderea de energie poate fi numai la coliziunea cu nucleul. Deoarece sunt încete (grole) ele captează electroni formând atomi neutri (e.g. protonul devine atom de hidrogen, iar particula alfa devine atom de heliu). În mișcarea sa își pierde energia datorită interacțiunii coulombiene multiple și continuie cu electronii nucleului. Grație dimensiunilor relativ mari ionii nu sunt deflecți puternic de electronii atomului, și practic continuă mișcarea sa rectiliniu. Contrar cu scăderea exponențială a neutronilor și razelor X, particulele grele au o marjă bine determinată de doar câțiva centimetri de parcurs în aer, chiar și pentru particulele cu energii mai mari. De exemplu, particulele alfa cu energia de 4 MeV au parcurs de 2, 3 cm în aer, iar particulele de proton cu energia de 4 MeV - de 22 cm în aer.

Particule cu sarcini ușoare. Când beta particulele și electronii străbat materia pot avea loc câteva procese fizice:

- *Procesul ionizării*, în care pierderea de energie este similară interacției materiei cu particulele cu sarcină grele;
- *Procesul bremsstrahlung* - producerea radiației electromagnetice (razele X) datorită decelerării electronilor;
- *Împrăștierea elastică* în rezultatul interacțiunii electronilor cu nucleul. Împrăștierea este mai importantă în cazul particulelor beta, decât a particulelor cu sarcină grele. Se datorează parcursului zig-zag al electronilor, ce lungeste sumarul parcursul final, dar acest parcurs este greu de evaluat final.

Radiația neutronică. Radiația cu particule fără sarcină pot liber să ionizeze particule sau să inițieze transformări în nucleu. Interacțiunea fundamentală a neutronilor este împrăștierea și absorbția, care include atât captarea cât și fisiunea. Captarea neutronilor produce frecvent nuclee radioactive, care în schimb – emit radiații. Interacțiunea fundamentală cu fotonii și intervalul de energii prezintă interes datorită următoarelor procese (figura 8.4):

- *Efectul fotoelectric* (pentru energii joase, $E < 200$ keV), în care fotonii transferă toată energia sa electronilor orbitali, care sunt ejectați cu o energie cinetică egală cu energia fotonului incident mai mică ca energia de legătură (de ionizare) necesară ruperii electronului ($E_e = E_\gamma - BE_e$). Valoarea minimă a energiei de ionizare este aceea când toată energia se absoarbe în material.
- *Împrăștierea Compton* (energii intermediare 200 keV – 1,5 MeV) care este o interacțiune elastică a fotonului incident cu electronul atomului, care

în rezultat este excitat. Astfel fotonul pierde în energie și este deflectat de la parcursul inițial.

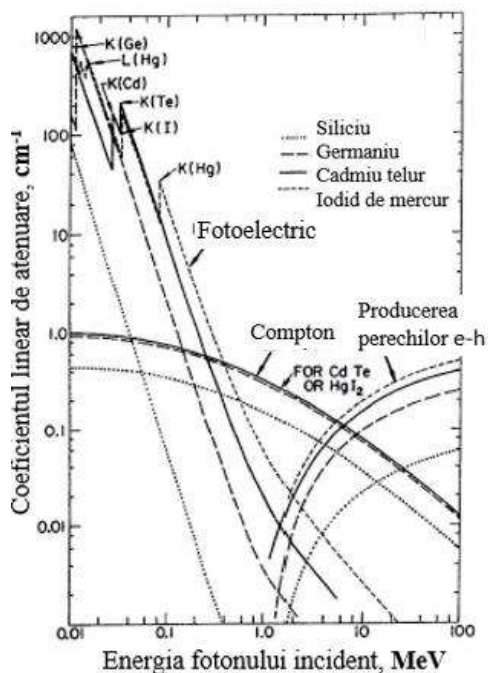


Figura 8.4. Coeficientul atenuării liniare funcție de energia fotonilor incidenti la efectul fotoelectric, Compton și generarea perechilor $e-h$ pentru diferite materiale utile în detectori da radiații ionizante.

- *Producerea de perechi* (energii mai mari ca 1,5MeV) în care fotonul dispare/pierde energia total și o pereche electron (negatron) - gol este formată. Deoarece masa de repaos a unui electron/pozitron este de 0,511 MeV, producerea de perechi electron-gol solicită un foton cu cel puțin energia de 0,511 MeV. Energia cinetică rămasă de la energia fotonului este primită ca energie cinetică de perechea formată negatron-pozitron ($KE = E_{\gamma} - 2m_e c^2$). Eventual, un pozitron poate recombină cu un electron, astfel 2 fotoni (radiația de anihilare) vor fi produși, fiecare având energia de 0,511 MeV.

Am reiterat cum fotonii (ce nu dispun de careva masă) interacționează major cu electronii atomului, pe când neutronii interacționează cu nucleele.

Deși ambele aceste radiații neutre sunt clasificate ca ionizare indirectă, fiecare pot cauza și eliberări directe a particulelor cu sarcină.

Efectele radiative generale asupra materialelor pot fi categorizate ca:

- *Producerea de impurități*, care constă în transformarea nucleelor intrinsece în alte tipuri de nuclee, care pot fi radioactive. Acest mecanism este cauzat de neutroni prin procesele de fisiune și activare (captare). Impuritățile, de asemenea pot fi depozitate din crearea hidrogenului sau heliului, când un foton sau o particula alfa, respectiv, devine neutralizant în materia pe care o parcurge.

- *Deplasarea (dislocarea)* atomilor de la poziția normală în structura materialului. În rezultatul dislocării atomul poate părăsi structura cristalină formând vacanță sau a se depune în locația interstițială sau cauza schimb intern a atomilor diferiți în structura rețelei cristaline.

- *Ionizarea*, care este eliberarea electronului din atom și formarea perechilor de ioni în parcursul particulelor cu sarcină.

- *Eliberarea largă a energiei* într-un volum mic, ce rezultă în încălzirea locală a materialului, ce joacă un rol important în materiale pentru ecranarea de radiații ionizante.

Neutronii sunt importanți în primele două efecte notate de mai sus (vezi Tabelul 8.1).

Generarea de impurități. Din Tabel vedem, că electronii și fotonii nu pot cauza direct efectul de producere de impurități, dar indirect acestea pot produce impurități prin ruperea legăturilor chimice.

Mai important pentru producerea de impurități sunt efectele iradierii cu neutroni și ioni. Ionii incidenți vor încetini în cele din urmă și vor captura electronii necesari pentru a-i face neutri. Cum am menționat mai sus, protonii vor deveni hidrogen iar particulele alfa – heliu. În ambele cazuri atomii neutri formați sunt în forma gazoasă la temperatura de cameră, astfel vor exercita careva presiune asupra atomilor megieși. În materialele solide, aceste presiuni exercitate se observă și cauzează dilatarea lor. Iradierea cu neutroni și cu ioni de asemenea pot produce specimente radioactive. Neutronii captați de nuclee nu schimbă elementul chimic prezent, dar cauzează schimbarea izotopilor prezenți. Noii izotopi pot fi radioactivi și dezintegrează conform unor scheme date, care pot schimba elementul chimic prezent. Desigur, procesul dezintegrării este însoțit de emiterea în material a unei radiații. Contrar la aceasta, absorbția ionilor de către nuclee schimbă imediat elementul chimic prezent, însă produsul exact al reacției va fi determinat înainte de a se ajunge la o concluzie completă.

Deplasarea atomilor. Deplasare atomilor poate avea loc balistic, prin transfer de energie cinetică, sau radioactiv – prin conversia excitării radiativ induse în mișcarea atomilor (recol). Cum particula cu sarcină trece prin

materie, energia particulei se pierde prin excitarea electronilor orbitali și prin coliziuni elastice cu nucleele materiei. O coliziune elastică poate ejecta un atom din poziția sa normală în rețeaua cristalină. Acest atom interstițial împreună cu vacanța formează așa numită pereche Frenkel. Un atom deplasat, la rândul său poate conduce la alți atomi deplasați prin coliziuni și deplasări ulterioare în cascadă.

Tabelul 8.1. Compararea daunelor materiei la interacțiune cauzate de diferite tipuri de radiații

Radiația	Generare impurități	Deplasări atomi	Ionizare	Cedere energie
Neutroni termici (eV)	Direct via reacția de absorbție (majoritar a neutronilor termici)	Indirect	Indirect	Indirect
Neutroni rapizi (MeV)		Multiple deplasări via reacții împrăștierii		
Fragmente fisiune alfa	Devin ei însăși impurități	Pot cauza deplasări knockout ai atomilor	Ioni cu sarcină mari cauzează ionizare considerabilă și emiterie de beta și gamma	Depunere căldură considerabilă pe distanțe foarte mici
Alfa	Acumularea poate cauza presurizarea	Da, pot cauza	Ionizare sesizabilă	Da, la distanțe foarte mici
Protoni	Acumularea poate cauza presurizarea	Da	Direct	Da, la distanțe mici
Beta	-	Unele deplasări	Direct	Depunere căldură localizat
Fotoni (gamma, raze X)	-	Foarte rar (via efectul Compton)	Indirect ⁰	Încălzire cu gamma pe distanțe mari

Deteriorarea de deplasare este rezultat al interacțiunii nucleelor, tipic de împrăștiere, care cauzează defectele rețelei cristaline. Deteriorările de deplasare sunt rezultat al deteriorării non-ionizante cumulative de lungă durată în rezultatul radiației ionizante. Coliziunea între particula incidentă și

atomii rețelei cristaline deplasează ulterior atomul de la poziția lui originală. În spațiu, particulele ce produc dislocații includ protonii de toate energiile, electronii cu energii mai mari ca 150 keV și neutronii.

O particulă incidentă singulară poate cauza coliziuni pe o porțiune a rețelei de atomi. Aceste coliziuni sunt rezultat a particulelor incidente grele (p, n, ioni) cât și a particulelor formate secundar. Defectele (vacanțele, interstițiale, perechile Frenkel, dislocațiile) sunt produse (după coliziunea primară) de-a lungul parcursului particulelor secundare și în clasteri la finalul parcursului. Producerea vacanțelor și interstițialelor include transferul de energie cinetică a particulei în energia potențială a rețelei cristaline. Atât vacanțele și interstițialele mai ales, sunt mobile la temperaturi mai înalte și recoacerea facilitează recombinarea lor. La temperaturi înalte, vibrația atomilor în rețeaua cristalină crește, cauzând mecanismul prin care atomii interstițiali pot migra spre vacanțe, și astfel repară ambele efecte.

Ionizarea. Deoarece un țesut biologic este caracterizat prin prezența majoră a legăturilor covalente, astfel sunt mai susceptibile la deteriorări la radiații ionizante, comparativ cu structurile caracterizate cu legături metalice. Ionizarea este un proces de retragerea sau adăugare a electronului la atomul neutru, creând un ion. Termenul este uzual frecvent și cazului retragerii unui electron din un atom parțial ionizat. Un proces foarte aproape este *excitarea*, în care nivelul energetic al electronului crește. Însă, excitarea are loc la energii mai mici celei necesare ionizării. Cum am menționat, radiația particulelor cu sarcină (alfa, beta, protonii) pot cauza direct ionizarea materiei, iar radiația ionizantă neutră electric (neutronii, gamma) pot cauza ionizare doar indirect.

Radiația ionizantă tinde spre deteriorări crescânde în următoarele formațiuni moleculare cu:

- legături metalice (deteriorări minore);
- legături ionice;
- legături covalente (puternic deteriorate).

Legătura metalică constă din ioni pozitivi cu electroni de valență liberi, care mențin ionii împreună. Radiația ionizantă crește energia cinetică a electronilor sau excită electronii la un nivel energetic mai înalt, dar ei foarte repede se reîntorc la poziția inițială normală. În orice caz nu există o deteriorare permanentă de la ionizare, dar numai producere de căldură internă temporară. Aceasta nu înseamnă, că metalele nu sunt deteriorate de radiația ionizante, deoarece producerea dislocațiilor totuși există și în metale sub acțiunea radiației ionizante.

Legătura ionică este mai slabă ca legătura metalică din punct de vedere al influenței radiației ionizante. Reculul care persistă pentru o legătură ionică, electroni este transferată de la un element la alt element. Astfel compuşii

ionici sunt compuși din cationi și anioni care se atrag respectiv. Per total, atracția și repulsia forțelor electrostatice dintre ioni conduc la aranjamente tridimensionale bine ordonate ale ionilor din substanțele cristaline. Radiația cauzează numai ionizarea temporară a atomilor rețelei cristaline, care redevin repede neutri.

Legătura covalentă, cum ar fi în apă, electronii externi dintr-o moleculă nu mai sunt asociați în mod unic cu un anumit atom, dar împărțiți între toți atomii din moleculă. Compușii covalenți împart electronii între atomii uniți, forța de legătură fiind atracția fiecărui atom către electronii ținuți în comun. Moleculele covalente rezultate nu se atrag reciproc în nici-un grad. Energia legăturii covalente este în intervalul celor mai mici energii de eV. Radiația ionizantă cu suficientă energie se depășește energia covalentă de legătură poate permanent să separe moleculele în atomi constituenți sau radicali, astfel compoziția chimică a materialului este radical schimbată.

Depunerea de energie. Orice radiație ionizantă cauzează depunerea de energie (și sarcină) în material prin procesul ionizării. În apă și materiale organice, majoritatea energiei absorbite va rupe legăturile chimice. În metale, majoritatea energiei absorbite se manifestă prin degajarea căldurii. Este energia cinetică depusă care la general se manifestă ca încălzire a materialului. Creșterea temperaturii poate schimba careva proprietăți ale materialului. Pentru încălzirea directă prin radiație, rata dozei absorbite și densitatea materialului (ρ) ne dă rata generării căldurii volumetrice, care este rata depunerii energiei per unitate de volum.

Observăm, că radiația poate cauza schimbarea variată a proprietăților materialelor inclusiv chimice, electrice, magnetice, mecanice, optice, etc.

Razele X și radiația gamma. Radiațiile cu raze X și gamma sunt formate de radiații electromagnetice și pot interacționa cu materia în trei moduri: prin fotoefect, efectul Compton și producerea de perechi electron-gol. Radiația X și radiația γ au o lungime de undă extrem de scurtă, razele X de la $10E-9$ m până la $10E-12$ m, iar radiația γ este de la $10E-12$ m la $10E-14$ m. Dacă ne referim la materiale semiconductoare, în experimentarea cu raze X și cu raze γ , se observă că răspunsul p-n joncțiunii (diodei) înainte și după iradiere sunt semnificativ diferite. Iradierea cu raze γ micșorează valoarea potențialului de barieră și nu există nici-o schimbare după iradierea gamma. Dar în ambele raze X și gamma, se observă creșterea curentului, ceea ce denotă formarea substanțială a perechilor electron – gol.

Radiația neutronică. Iradierea cu neutroni ar putea duce la o modulare slabă a conductivității și la o scădere a conductivității de bază în p-n joncțiune, ceea ce ar duce la o creștere a potențialului de barieră. Pe de altă parte, timpul de viață al purtătorilor de sarcină scade cu iradierea neutronilor, ceea ce duce la o scădere a potențialului de barieră.

Detectoare semiconductoare de radiații ionizante. Un detector de semiconductori este un detector de radiații care se bazează pe un semiconductor (Si, Ge) pentru a măsura efectul radiației incidente. În general, semiconductorii sunt materiale, anorganice sau organice, care au capacitatea de a-și controla conducția în funcție de structura chimică, temperatură, iluminare și prezența dopanților. După cum cunoaștem, electronii dintr-un semiconductor trebuie să obțină energie (de exemplu, din radiații ionizante) pentru a trece peste banda interzisă și să participe în procesul de conducție. Detectoarele semiconductoare sunt foarte similare în funcționare ca panourile fotovoltaice care generează curent electric. În mod similar, un curent poate fi indus de radiații ionizante. Pe măsură ce radiațiile ionizante intră în semiconductor, acestea interacționează cu materialul semiconductor. Poate excita un electron din nivelul său de energie și, prin urmare, poate forma un gol (generare de perechi electron-gol). În detectoarele semiconductoare, purtătorii de informații fundamentali sunt aceste perechi, care sunt produse de-a lungul traseului parcurs de particula încărcată (primară sau secundară) prin detector. Prin colectarea perechilor electron-gol semnalul de detectare este format și înregistrat.

Detectoarele semiconductoare sunt utilizate pe scară largă în asigurarea protecției împotriva radiațiilor, testarea materialelor radioactive și cercetarea fizică. Deoarece au unele caracteristici unice, pot fi realizate ieftin, dar cu o eficiență bună și pot măsura atât intensitatea, cât și energia radiațiilor incidente, ce permite identificarea naturii particulelor. Dintre materialele semiconductoare disponibile, Si este utilizat în principal pentru detectoarele de particule cu sarcină și pentru detectoarele de raze X moi, în timp ce Ge este utilizat pe scară largă pentru spectroscopia cu raze gamma. Un semiconductor cu volum mare, intrinsec - aproape perfect este ideal ca contor pentru radiații ionizante. Deoarece este dificil obținerea cristalelor pure cu volum mare detectoarele cu semiconductori au o eficiență scăzută, dar oferă o măsurare foarte precisă a energiei. Detectoarele semiconductoare, în special detectoarele pe bază de Ge, sunt utilizate cel mai frecvent acolo unde este necesară o rezoluție energetică foarte bună. Pentru a obține o eficiență maximă, detectoarele trebuie să funcționeze la temperaturi foarte scăzute (-196°C). Prin urmare, dezavantajul este că detectoarele semiconductoare sunt mult mai scumpe decât alți detectoare și necesită o răcire sofisticată pentru a reduce curenții de scurgere (zgomot). Detectoarele pe bază de Si au un zgomot suficient de mic chiar și la temperatura camerei. Acest lucru este cauzat de valoarea mare a benzii interzise ($E_g = 1,12 \text{ eV}$), care ne permite să acționăm detectorul la temperatura camerei, dar răcirea este preferată pentru a reduce zgomotul. Dezavantajul este că detectoarele de Si sunt mult mai scumpe decât camerele de ionizare și necesită o răcire sofisticată pentru a

reduce curenții de scurgere (zgomot). De asemenea, suferă degradarea în timp de la radiații.

Principiul de funcționare a detectoarelor semiconductoare. Funcționarea detectoarelor semiconductoare se rezumă (figura 8.5) la următoarele:

- Radiațiile ionizante incidente interacționează în volum cu materialul semiconductor.
- Particulele care trec prin detector ionizează atomii semiconductorilor, producând perechile electron-gol. Numărul de perechi electron-gol este proporțional cu energia radiației incidente. Ca rezultat, un număr de electroni sunt transferați din banda de valență în banda de conducție lăsând în urma sa un număr echivalent de goluri în banda de valență.
- Sub influența unui câmp electric, electronii și golurile se deplasează către electrozi, unde rezultă un impuls care poate fi măsurat într-un circuit exterior. Acest impuls posedă informații despre energia radiației incidente originale. Numărul de astfel de impulsuri pe unitate de timp oferă, de asemenea, informații despre intensitatea radiației.

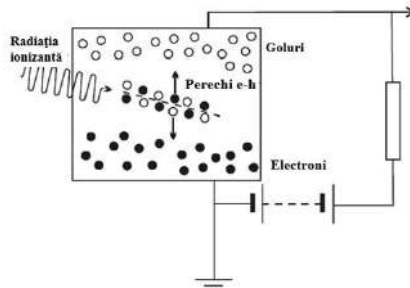


Figura 8.5. Structura general a unui detector semiconductor de radiații

Pentru a mări sensibilitatea structurilor planare semiconductoare, se plnifică, ca și la diode, plasare între straturile $p-n$ puternic dopate includerea unui strat maxim sărăcit pentru facilitarea tranziției spre $p-n$ a purtătorilor formați în rezultatul ionizării (figura 8.6).

Energia necesară pentru a produce perechi electron-gol este foarte mică în comparație cu energia necesară pentru a produce ioni asociați într-un detector de ionizare gazoasă. În detectoarele cu semiconductori, variația statistică a înălțimii impulsului este mai mică, iar rezoluția energiei este mai mare. Deoarece electronii se deplasează rapid, rezoluția timpului este de asemenea foarte bună. În comparație cu detectoarele de ionizare gazoasă, densitatea unui detector semiconductor este foarte mare, iar particulele încărcate de

energie ridicată își pot elibera energia într-un semiconductor de dimensiuni relativ mici.

$p^{+}nn^{+}$ - Joncțiune ca cameră de ionizare pe structuri semiconductoare

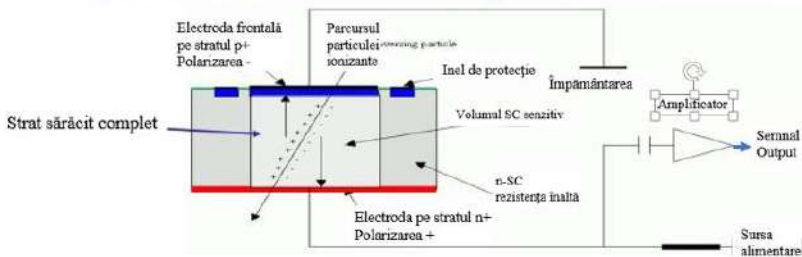


Figura 8.6. Detector de radiații pe p-i-n structură

Detectoarele semiconductoare existente diferă între ele din cauza materialului ales sau a metodei prin care materialul este tratat.

Detectoare de barieră de suprafață: o joncțiune $p-n$ este creată pe un n -semiconductor prin evaporarea unui strat subțire de Au care acționează ca un acceptor și servește simultan ca un electrod. Cele mai bune rezultate se obțin dacă faza de evaporare se realizează în condiții care produc oxidare a suprafeței. De fapt, ca urmare a oxidării suprafeței, se produc stări de energie de suprafață care induc o densitate mare de goluri astfel încât să formeze un strat de tip p pe suprafață. Mai mult, stratul de oxidare reduce curentul de scurgere a suprafeței, îmbunătățind performanța detectorului.

Prin urmare, electrodul din față funcționează ca un contact redresor, în timp ce electrodul din spate servește doar ca un contact ohmic.

Detectoare de joncțiune difuzate și implantate: are ca bază un cristal omogen din material de tip p . O suprafață a sandwich este dopată prin difuzia n -impurităților (de regulă P) la temperaturi ridicate, astfel încât să se creeze un strat subțire de p -semiconductor. Prin urmare, se formează o joncțiune $p-n$ care are o zonă epuizată extinsă în principal în zona semiconductoră de tip p deoarece stratul de suprafață de tip n este puternic dopat în comparație cu cristallul de tip p . Astfel, o mare parte din stratul de suprafață se află în afara regiunii de epuizare și reprezintă un strat inactiv, ce în unele construcții este un dezavantaj, deoarece o cantitate de energie a particulelor este pierdută înainte ca zona activă a detectorului să fie atinsă.

O metodă alternativă de introducere a impurităților dopante la suprafața semiconductorului este metoda de implantare a ionilor care face ca profilul de concentrație al impurității adăugate să fie controlabil prin schimbarea energiei ionice incidente. Pentru a reduce daunele cauzate de radiații cauzate de ionii incidenti, este necesară o etapă de recoacere ulterioară care se

caracterizează printr-o temperatură de proces mai mică decât cea necesară pentru ca difuzia dopanților să formeze o joncțiune difuză. Din acest motiv, se produce un număr redus de defecte și, în consecință, se așteaptă un curent de scurgere mai mic în comparație cu barierele difuze.

Detectoare de joncțiune difuzate cu Li: Folosind tehnici convenționale de joncțiune nu este posibil să se obțină straturi de epuizare foarte largi. Pentru a realiza detectoare de volum sensibil mai mare, a fost conceput un proces care creează o regiune de semiconductor compensat sau intrinsec în care concentrația de donator și acceptor este echilibrată. Acești detectori sunt numiți detector de Si derivat din litiu sau detector de Ge derivat din litiu și proiectat ca Si (Li) sau Ge (Li).

În timpul procesului de fabricație, litiul este difuzat pe o suprafață a unui p -cristal unde acționează ca o impuritate a donatorului. Joncțiunea p - n rezultată este polarizată invers, în timp ce temperatura cristalului este crescută pentru a crește mobilitatea donatorilor de litiu. Donatorii de litiu sunt atrași încet de câmpul electric în p -semiconductorul, unde concentrația lor va crește și se apropie de cea a impurităților acceptorului original. Astfel, se creează o regiune care arată ca un semiconductor. Odată ce procesul de difuzie este finalizat, detectorul are configurația din figura 8.7.

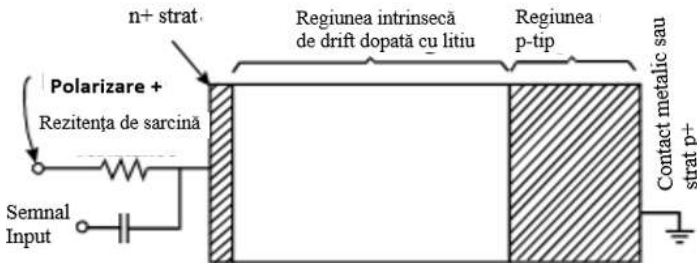


Figura 8.7. Structura unui detector joncțiune difuzat cu litiu

Mai recent, detectoarele cu volum activ mare sunt posibile adoptând configurația de germaniu de înaltă puritate (HPGe) ce a redus popularitatea detectoarelor Ge (Li).

Detectoare de semiconductori compuși: Pe lângă semiconductorii dintr-un singur element chimic (Si și Ge), există diferiți semiconductori în care atomii unui element diferit pot substitui un anumit material fără a-i modifica structura cristalină, numiți semiconductori compuși.

Semiconductorii compuși au multe avantaje care decurg dintr-o gamă largă de puteri de oprire a benzilor disponibile. Amestecând și potrivind lățimea benzii interzise cu energii necesare scopului, pot fi realizate diferite

detectoare de radiații pentru aplicații specifice. De exemplu, o bandă interzisă de energie apropiată la 1,5 eV, minimizează curentul de scurgere la temperatura camerei și oferă o pereche adecvată de electroni-goluri per foton absorbit. Mai mult, alegerea materialelor cu energii ale benzii foarte mari face posibilă realizarea detectoarelor subțiri, cu rezultate în toleranța la radiații și curenți de scurgere.

Cu toate acestea, semiconductorii compuși au unele limitări, cum ar fi mobilitatea redusă sau durata de viață redusă a purtătorilor de sarcină generați. Prin urmare, produsul mobilitate-timpul de viață, care reprezintă o valoare clasică a detectorului, este pentru aceste materiale mai mic decât valoarea corespunzătoare

Aplicarea detectoarelor de Si. Cum am menționat detectoarele pe bază de Si sunt foarte bune pentru urmărirea particulelor încărcate. Majoritatea detectoarelor de particule de Si funcționează prin doparea straturilor subțiri (cca 100 μm) de Si pentru confecționarea diodelor, care vor funcționa la polarizare inversă. Pe măsură ce particulele încărcate trec prin aceste straturi, ele provoacă mici curenți de ionizare care pot fi detectați și măsurați. Aranjarea a mii de acești detectori în jurul unui punct de coliziune într-un accelerator de particule poate oferi o imagine exactă a căilor pe care le au particulele.

În spectroscopia gamma, detectoarele de Ge sunt preferate datorită numărului său atomic fiind mult mai mare decât la Si și care crește probabilitatea de interacțiune cu raze gamma. Mai mult, Ge are o energie medie mai mică necesară pentru a crea o pereche electron-gol (de 3,6 eV pentru Si și 2,9 eV pentru Ge). Acest lucru oferă, de asemenea, acestora din urmă o rezoluție mai bună în energie. Un semiconductor de Ge pur mare, curat și aproape perfect este ideal ca contor pentru radioactivitate. Cu toate acestea, este dificil și costisitor să faci cristale mari cu suficientă puritate. În timp ce detectoarele pe bază de Si nu pot fi mai groase de câțiva milimetri, Ge poate avea o grosime sensibilă de centimetri și, prin urmare, poate fi folosit ca detector de absorbție totală pentru raze gamma de până la câțiva MeV.

Pe de altă parte, pentru a obține o eficiență maximă, detectoarele trebuie să funcționeze la temperaturi foarte scăzute ale azotului lichid (-196 ° C), deoarece la temperatura camerei zgomotul cauzat de excitația termică este foarte mare.

Deoarece detectoarele de Ge produc cea mai mare rezoluție disponibilă în mod obișnuit astăzi, acestea sunt utilizate pentru măsurarea radiațiilor într-o varietate de aplicații, inclusiv monitorizarea personalului și a mediului pentru contaminarea radioactivă, aplicații medicale, testul radiometric, securitatea nucleară și siguranța centralelor nucleare.

8.3. DISPOZITIVE PIEZOFOTONICE ȘI PIEZOFOTOTRONICE

Piezo-fototronica este un domeniu pe baza sinergismului a trei fenomene interesante: piezoelectricitatea, excitația fonică și transportul în semiconductor, care transformă/controlază procesele electrooptice prin piezopotențial indus de stres mecanic și astfel cu perspectivă în diode piezo-emitoare, piezo-celule solare, detector piezofonic, cataliză piezofonică.

Materiale semiconductoare ca ZnO, GaN, InN și ZnS se caracterizează nu numai prin proprietăți semiconductoare excelente dar și posedă și proprietăți piezoelectrice, grație structurii cristaline wurtzite. Nonsimetria centrală a structurii cristaline cauzează efecte anizotropice pe anumite direcții cristaline.

Când un metal și un n-semiconductor formează un contact Schottky cu bariera de potențial respectivă la interfață. Purtătorii de sarcini pot trece această barieră numai dacă polarizarea este directă și mai mare decât o valoare de prag.

La aplicarea unei excitații fonice perechile electron-goluri fotogenerate nu numai majorează concentrația purtătorilor de sarcină, dar reduc și înălțimea efectivă a barierei ca rezultat al redistribuirii sarcinii la interfața straturilor.

Dacă aplicăm o tensiune mecanică în semiconductor cu proprietăți piezoelectrice, un piezopotențial negativ la jonțiunea părții semiconductorului va mări înălțimea barierei de potențial (Fig. 8.8, c), în timp ce un piezopotențial pozitiv va reduce înălțimea barierei. Polaritatea piezopotențialului este dictată de direcția axei c cristalografice pentru ZnO.

Rolul piezopotențialului este de a schimba în mod eficient caracteristicile contactului printr-un câmp intern format, astfel, procesul de transport al purtătorilor de sarcină fiind dirijat de starea contactului Schottky. Tensiunea mecanică în structură ar produce piezosarcini în regiunea jonțiunii. Este important de menționat, că sarcinile de polarizare sunt distribuite la o adâncime mică de la suprafață și sunt sarcini ionice, non-mobile situate adiacent jonțiunii. Într-un astfel de caz, purtătorii liberi pot doar ecrana parțial piezosarcinile datorită permitivității dielectrice finite a cristalului și a concentrației limitate de dopare, dar nu pot anihila complet efectul prezenței lor. Piezosarcinile pot produce și sarcini-oglină în cealaltă parte a jonțiunii. Piezosarcinile pozitive vor micșora înălțimea barierei la contactul local Schottky, în timp ce piezosarcinile negative cresc înălțimea barierei (Fig. 8.9, b), c).

Rolul piezopotențialului este de a schimba eficient caracteristicile de contact printr-un câmp intern, în funcție de orientarea cristalografică a materialului și de semnul tensiunii mecanice. Astfel, procesul de transport al

sarcinii este gestionat la jonctiunea Schottky de piezopotențialul creat, care are efect similar porții în unele dispozitive microoptoelectronice.

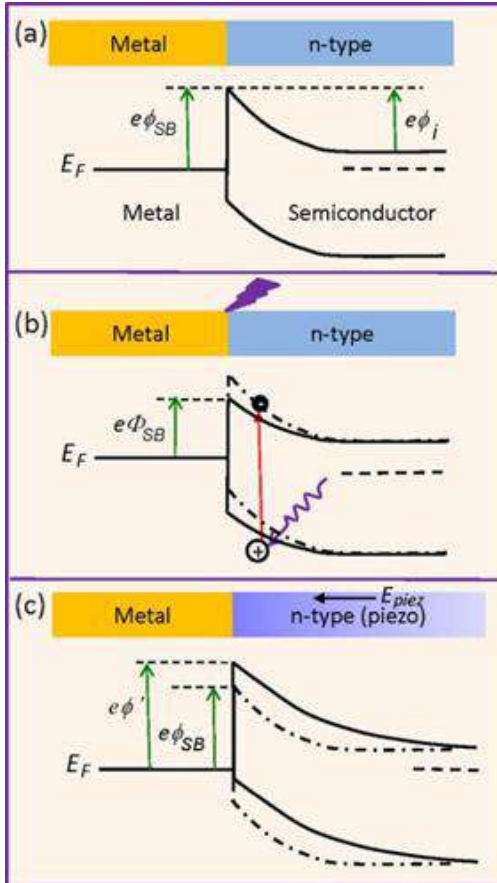


Figura 8.8. (a) Diagrama benzilor contactului Schottky; (b) după excitarea laser cu energia fotonilor mai mare ca E_g , ce corespunde micșorării barierei Schottky; (c) după aplicare forței mecanice în semiconductor; Piezopotențialul creat în semiconductor se micșorează la contactul Schottky în metal

Având în vedere schimbarea polarității piezopotențialului prin modificarea direcției tensiunii mecanice (dilatare – comprimare), caracteristicile de

contact local sunt dirijate de valoarea și semnul acestei forțe mecanice aplicate.

Când avem o $p-n$ joncțiune semiconductoră, gurile din stratul p și electronii din stratul n tind să se redistribuie pentru a echilibra potențialul local. Procesul interdifuziei și recombinării electronilor și gurilor în regiunea joncțiunii formează o regiune de epuizare cu sarcini. Prezența unei astfel de regiuni sărăcite va amplifica efectul piezoelectric, deoarece piezo-sarcinile vor fi păstrate majoritar fără a fi influențate esențial de purtătorii de sarcină locali liberi reziduali în regiunea sărăcită.

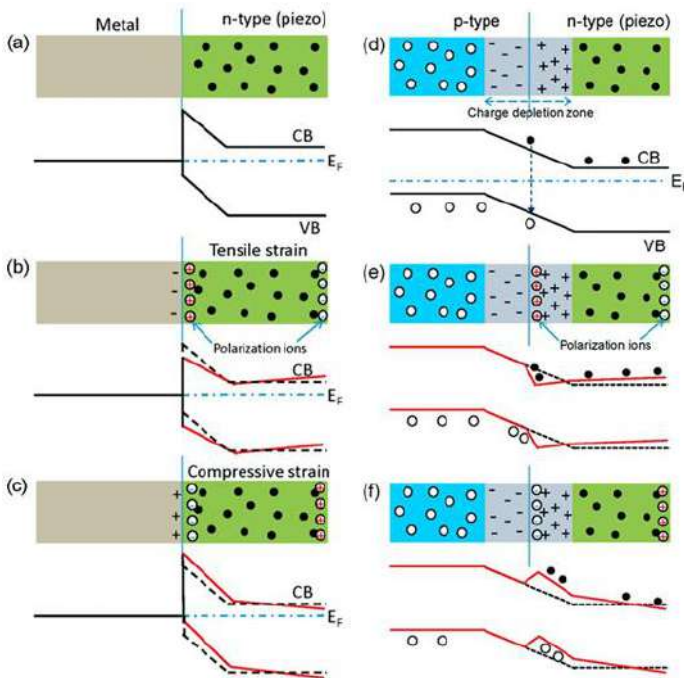


Figura 8.9 (a)–(c) Diagrama benzilor ce ilustrează efectele polarizării piezoelectrice a sarcinilor la contactul Schottky: fără și în prezența sarcinilor ionice nemisicate la interfața joncțiunii. Sarcinile piezoelectrice sunt indicate la interfață. (d)–(f) Diagrama benzilor ce ilustrează efectul piezoelectric în $p-n$ homojoncțiune. Deformarea benzii de sarcinile piezoelectrice este indicată cu roșu.

După cum este arătat (fig. 8.9, d), pentru cazul, când partea p -semiconductorului este piezoelectrică la care se aplică o tensiune mecanică, piezosarcinile negative sunt acumulate la joncțiune (în condiția dopajului scăzut, astfel încât purtătorii liberi locali nu sunt suficienți pentru a ecrană complet piezosarcinile).

Piezopotențialul tinde să ridice ușor banda de energie locală înclinând lent panta benzii. În mod alternativ, dacă tensiunea mecanică își schimbă sensul (fig. 8.9, e), piezosarcinile la interfață creează o "scufundare" a benzii locale. O modificare în banda locală poate fi eficientă pentru captarea golurilor, astfel încât viteza de recombinare a electronilor poate fi în mare măsură îmbunătățită, ce este benefic pentru perfecționarea de exemplu a eficienței unui LED sau LET. Mai mult, banda înclinată tinde să modifice și mobilitatea purtătorilor care se deplasează spre joncțiune.

Cu crearea unui piezopotențial într-o parte a materialului semiconductor sub acțiunea unei tensiuni mecanice, structura locală a benzilor de lângă joncțiunea p - n este modificată. Pentru explicații notăm, următoarea influență a purtătorilor de sarcini asupra piezopotențialului. Partea piezopotențialului pozitiv în n -semiconductor este în mare parte ecranată de electroni, în timp ce partea piezopotențialului negativ practic nu este influențată. În același loc, partea piezopotențialului negativ în p -semiconductor este ecranată în mare parte de goluri, dar nu afectează practic partea piezopotențialului pozitiv.

Cum este reprezentat în figura. 8.10 (b), la aplicarea unei forțe mecanice asupra părții p -semiconductoare piezoelectrică, structura locală a benzii este modificată în mare măsură, ceea ce afectează în mod semnificativ caracteristica trecerii purtătorilor de sarcină prin interfață.

Adițional, golurile din p -semiconductor pot drifta către n -semiconductor pentru a recombină cu electronii din BC, ceea ce conduce eventual la o emisie de fotoni. Acesta este un proces de emisie de fotoni indusă piezopotențial, numită piezofotonică. Este posibil să fie necesară îndeplinirea următoarelor condiții pentru a observa procesul piezofotonic. Mărimea piezopotențialului trebuie să fie semnificativ mare în comparație cu potențialul de barieră, astfel încât câmpul piezoelectric local să fie suficient de puternic pentru a asigura difuzarea golurilor prin p - n joncțiune. Valoarea forței aplicate pentru crearea piezopotențialului trebuie să fie destul de mare, astfel încât purtătorii de sarcină să fie transportați prin joncțiune într-un interval de timp mai scurt decât timpul necesar pentru recombinarea sarcinii. Lățimea stratului de epuizare trebuie să fie mică, astfel încât să existe suficienți purtători de sarcină în regiunea activă a piezopotențialului. În cele din urmă, un material cu tranziții directe bandă-bandă este benefic pentru observarea fenomenului.

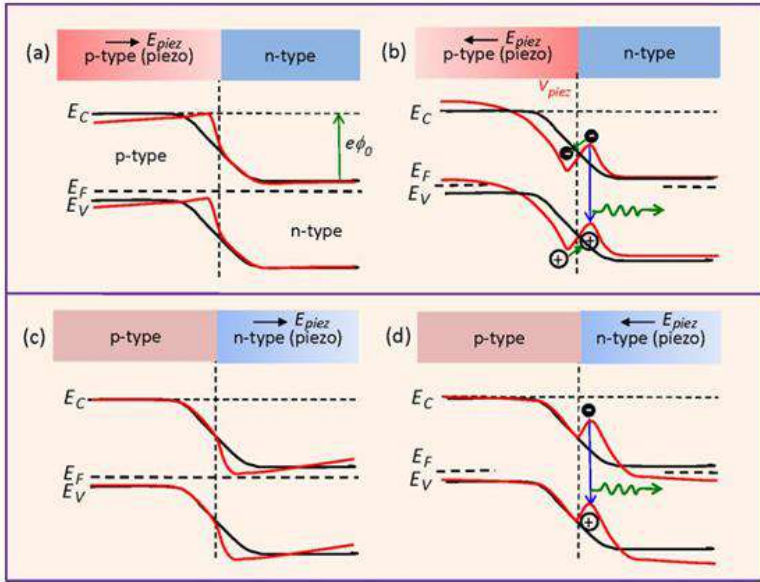


Figura 8.10. Diagrama benzilor pentru ilustrarea efectului piezoelectric în p - n heterojuncțiuni cu E_g apropiate. Patru cazuri posibile: în lipsa și prezența efectului piezoelectric sunt arătate prin linii negre și roșii respectiv. Efectul polarizării inverse este de asemenea arătat.

Pentru un material care are simultan proprietăți semiconductoare, piezoelectrice și excitație fonică, pot fi propuse efecte suplimentare prin combinarea unui semiconductor cu piezoelectric pentru a forma un câmp piezotronic, și combinarea unui piezoelectric cu excitație fonică care rezultă în câmp piezofonic. Mai mult, o combinarea între semiconductor, excitație fonică și piezoelectric formează un câmp piezo-fototronic, care poate fi baza pentru confecționarea nanodispozitivelor piezo-fotono-electronice. Efectul piezofototronic este utilizarea piezopotențialului pentru a dirija generarea sarcinilor, separarea, transportul și/sau recombinarea la o interfață/joncțiune pentru realizarea proceselor optoelectronice cu eficiență superioară. Dispozitivele bazate pe aceste efecte oferă avantajele detecției la distanță, analizei nedistructive, prin urmare, sunt candidați promițători pentru aplicații în detectarea stresului, diagnostic de sănătate structurală, scriere de mână tridimensională, senzor magnetico-optic, acumulare de energie, biomedicină, noi surse de lumină și afișaje.

8.4. DISPOZITIVE CU CUPLAJ DE SARCINĂ

Printre elementele optoelectronice ale sistemelor electronice cu creștere rapidă menționăm fotodectoarele cu mai multe elemente. Folosind aceste elemente, imaginea este analizată prin vizualizarea secvențială element cu element, prin urmare, de rând cu un număr mare de celule fotosensibile elementare. Acestea trebuie să includă și dispozitive pentru citirea informațiilor. Principalele succese în dezvoltarea fotodectoarelor cu mai multe elemente sunt asociate cu crearea dispozitivelor cu cuplaj de sarcină (DCS, CCD – eng). Ideea utilizării cuplajului de sarcină pentru a crea circuite integrate multifuncționale a fost propusă în 1970 de fizicienii americani A. Boyle și J.E. Smith. Ei au demonstrat, că între condensatoare MOS amplasate foarte aproape este posibil un schimb de sarcină. Prin modificarea potențialului aplicat unor astfel de condensatoare MOS, se pot acumula sarcini, muta, separa, combina, adică să se efectueze prelucrarea informațiilor analogice și digitale pe elemente discrete, dar interconectate.

Principiul funcționării fotodectoarelor cu mai multe elemente de scanare este următorul. Radiația optică din obiect este focalizată pe o suprafață fotosensibilă, unde energia luminii este transformată în energie electrică. Reacția fiecărui element (prin modificare a curentului, sarcinii, tensiunii) este proporțională cu iluminarea acestuia, astfel încât imaginea de luminozitate fiind transformată într-un relief electric. Cititorul sondează periodic fiecare element și citește informațiile conținute în el. Astfel, la ieșirea dispozitivului, se obține o consecutivitate de semnale electrice ce reproduce imaginea percepută codificată.

Unitatea fundamentală de detectare a luminii a DCS este un condensator MOS, care funcționează ca o fotodiodă și totodată ca dispozitiv de stocare. Un singur dispozitiv MOS de acest tip (fig. 8.11), cu funcționare la polarizare inversă care face ca electronii încărcăți negativ să migreze într-o zonă de sub electrodul de poartă încărcat pozitiv. Electronii eliberați prin interacțiunea fotonilor sunt depozitați în regiunea de epuizare până la capacitatea completă.

Senzorii de lumină ale DCS răspund fotonilor incidente absorbind o mare parte din energia lor, rezultând în eliberarea de electroni și formarea de goluri în cadrul rețelei cristalului de siliciu. Din fiecare foton absorbit este generată o pereche de electron-goluri, iar sarcina rezultată care se acumulează în fiecare pixel este liniar proporțională cu numărul de fotoni incidenti. Tensiunile externe aplicate electrozilor fiecărui pixel controlează stocarea și mișcarea sarcinilor acumulate într-un interval de timp specificat. Inițial, fiecare pixel din tabloul de senzori funcționează ca o groapă de potențial pentru a stoca sarcina în timpul colectării și, deși pot fi acumulați electroni încărcăți negativ sau găuri încărcate pozitiv (în funcție de proiectarea CCD.

Acești fotoelectroni (sau fotogoluri) pot fi acumulați și depozitați pentru perioade lungi de timp înainte de a fi citite de pe cip de electronica camerei ca o etapă a procesului de imagistică.

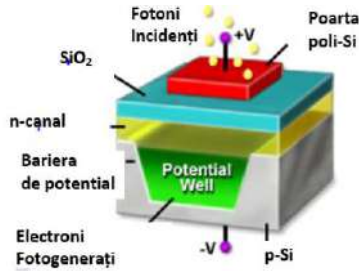


Figura 8.11. Imaginea unui condensator MOS pe cip de DCS

Generarea de imagini cu o cameră DCS poate fi împărțită în patru etape sau funcții primare: generarea de sarcini prin interacțiunea fotonilor cu regiunea fotosensibilă a dispozitivului, colectarea și stocarea sarcinii eliberate, transferul sarcinii și măsurarea cantității de sarcină.

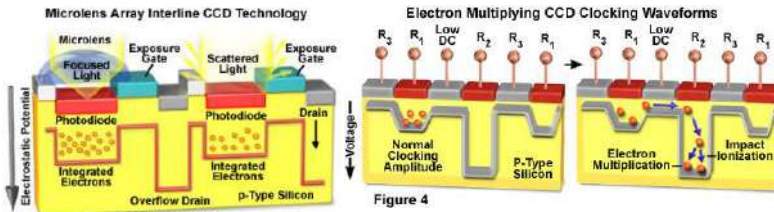


Figura 8.12. Un cip DCS cu 2 celule sensibile și cu 3 celule sensibile dar cu multiplicare de electroni

Astfel, un DCS este un dispozitiv semiconductor având un număr mare de fotoreceptoare (fig. 8.12-8.13)) de porți (structuri MOS) amplasate aproape între ele și izolate de substrat, sub care pachete minore de purtători de sarcină pot fi transferate spre drenă, fie injectate de la sursă sau generate în substrat atunci când sunt expuse radiațiilor optice.

Două caracteristici disting un DCS de un tranzistor MOS convențional. În primul rând, în ciuda faptului că DCS aparține familiei tranzistoarelor cu efect de câmp, principiul funcționării sale, la fel ca dispozitivele bipolare, se bazează pe mișcarea purtătorilor de sarcină minoritari. În al doilea rând,

întrucât nu există un canal conductor dintre sursă și drenă, iar mișcarea sarcinilor are loc de la poartă la poartă și pentru a realiza această mișcare, este necesar să se aplice tensiuni pe porțile care se schimbă într-un anumit mod în timp. Prin urmare, DCS se referă la dispozitivele semiconductoare dinamice. În funcție de confecționare și scopul tehnologiei, DCS-urile pot avea un număr diferit de electrozi de control (porți). În consecință, DCS-urile sunt numite monofazate, bifazate, trifazate etc.

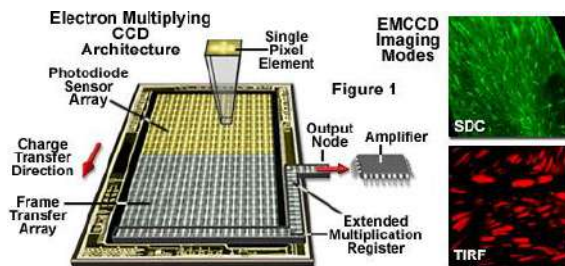


Figura 8.13. Imaginea unui DCS cu amplificare de electroni și imaginea realizată

Vom analiza principiul de funcționare a unui DCS cu trei porți de transfer de purtători de sarcină, a căror structură și diagrame de timp care explică funcționarea acestuia (Fig. 8.14). Dispozitivul este realizat pe un substrat n -Si și are două regiuni p dopate puternic folosite ca drenă și sursă. Între aceste zone există șapte porți. Poarta situată lângă sursă este pentru comandă, cele șase porți rămase sunt necesare pentru transferul purtătorilor de sarcină minoritari de la sursă la drenă. Aceste porți sunt interconectate în perechi peste două porți, formând secțiuni de transfer. Astfel, dispozitivul, pe lângă cele trei contacte tradiționale pentru TEC - sursa, drenea, poarta, este echipat cu alte trei contacte (dinamice) de comandă. Pentru o funcționare normală, tensiuni în creștere discretă cu pas, sunt aplicate pe secțiile de transfer, iar nivelul unuia dintre ele este mai mic în valoare absolută a tensiunii de prag a structurii MOS U_{prag} , iar pentru celelalte două – mai mare. Nivelurile de tensiune se schimbă periodic, creând un gropi de potențial în corpul semiconductorului, gropi care se deplasează conform modificării tensiunii de pas. Această groapă de potențial transportă purtătorii de sarcină minoritari pentru substrat (în cazul nostru - goli).

Admitem că la un moment dat în timp t_0 (Fig. 8.14, b), tensiunea $U_{\text{comandă}}$ este aplicată pe poarta de control CCD suficientă pentru a forma un canal

conductor sub el, iar tensiunea de transfer maximă este aplicată pe prima secțiune a porților de transfer, care este mai mare decât U_{prag} , deci:

$$U_1 > U_{\text{comandă}} > U_{\text{prag}} \quad (7.108)$$

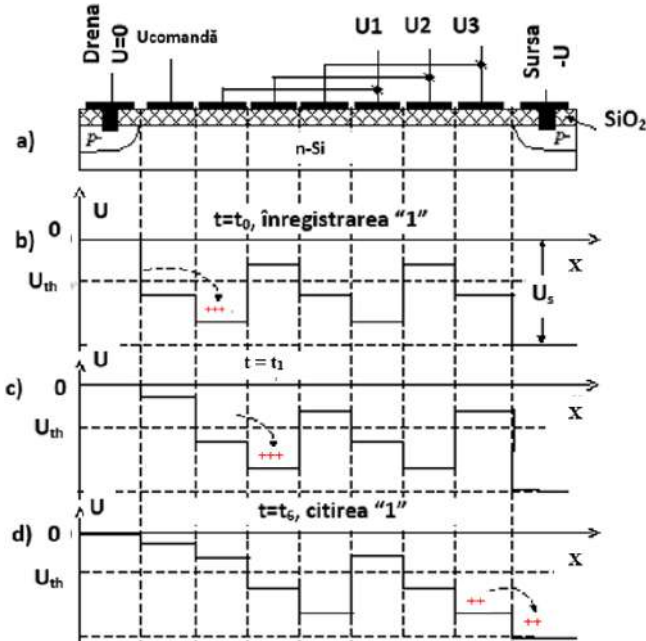


Figura 8.14. Structura și lucrul unui DCS cu 3 porți de transfer și diagramele de timp a modificării tensiunii la comutarea

În acest caz, sub poarta primei secțiuni de transfer există o groapă de potențial în care purtătorii minoritari - golumile se vor deplasa din regiunea sursei prin canalul format de poarta de control. Sub poarta din stânga a secțiunii de transfer se va acumula o anumită sarcină pozitivă, această sarcină fiind proporțională cu tensiunea U_1 . La momentul t_1 (Fig. 8.14, c), tensiunea de la poarta de control este întreruptă. Canalul dintre sursă și groapa de potențial este blocat, iar sub poarta din stânga a primei secțiuni de transfer se formează o anumită sarcină spațială din golumile injectate de sursă. Sarcina astfel acumulată se numește pachet de sarcini. După schimbarea tensiunilor la porțile secțiunilor de transfer, cea mai mare valoare absolută a tensiunii se va aplica la a doua secțiune, adică $|U_2| > |U_1| > |U_{\text{prag}}|$.

Drept urmare, sarcina spațială acumulată sub poarta primei secțiuni va curge în groapa de potențial formată sub poarta celei de-a doua secțiuni. În acest caz, nu va fi reîncărcare suplimentară a acestei sarcini din partea sursei, deoarece canalul conductor este blocat $|U_{\text{conducere}}| < |U_{\text{prag}}|$, iar curgerea sarcinilor sub poarta a treia este blocată de tensiunea existent: $|U_3| < |U_{\text{prag}}|$. Astfel, în al doilea ciclu al modificării tensiunii de transfer, întreaga sarcină acumulată în primul ciclu sub poarta primei secțiuni se va transfera sub poarta celei de-a doua secțiuni.

La etapele următoare ale modificării tensiunii de transfer, sarcina spațială se va muta dintr-o secțiune în alt spre direcția drenei. La a șasea etapă a schimbării tensiunii de transfer ($t \geq t_6$), sarcina spațială la poarta cea mai de dreaptă a celei de-a treia secțiuni și va fi extrasă în drenă. Aceasta este însoțită de apariția unei anumite tensiuni la terminalul drenei sau de curgerea unui impuls de curent în circuitul drenei. Dacă în momentul inițial al timpului, tensiunea de pe poarta de control este mai mare decât tensiunea de prag, atunci acumularea sarcinii spațiale sub poarta primei secțiuni nu va avea loc și după șapte cicluri ale tensiunii de transfer, tensiunea zero va fi extrasă la drenă.

Astfel, structura analizată este capabilă să transmită porțiuni fixe de sarcină electrică de la sursă la drenă, mărimea acestei sarcini fiind determinată de valoarea tensiunii la poarta de control, iar timpul de întârziere depinde de frecvența variației de tensiune în secțiunea de transfer și de numărul de secțiuni de transfer.

La aplicarea polarizării la contactele DCS la care se găsesc gropi de potențial de adâncime maximă sub celula a doua a fiecărei secțiuni de transfer și un astfel de dispozitiv este plasat în planul focal al lentilei, atunci o sarcină corespunzătoare intensității luminii, a culorii pixelului imaginii în spectrul de culori în acest punct, va fi colectată în fiecare groapă de potențial, iar imaginea va fi înregistrată ca pachete de sarcini. La sfârșitul fiecărui rând de celule unitare, este amplasat un cititor (în cel mai simplu caz, o joncțiune p-n polarizată invers și un amplificator. La aplicarea impulsurilor de ceas la contactele DCS, care determină deplasarea pachetelor de sarcină spre dispozitivul de ieșire, o consecutivitate de impulsuri corespunzătoare tabloului luminozității modelului este extras din amplificatorul de ieșire. În direcția perpendiculară pe mișcarea sarcinii, dimensiunea gropii de potențial este cel mai adesea limitată de regiuni înguste din semiconductor cu același tip de conductivitate ca substratul, dar cu o concentrație de impuritate mult mai mare (așa-numitele „canale de blocare”), astfel încât în aceste locuri câmpul electric practic nu pătrunde în semiconductor.

Frecvența de modificare a tensiunii de transfer este selectată din următoarele considerente. Evident, stocarea sarcinii într-o groapă de potențial

datorită termogenerării curenților (cu natura similară curentului invers al joncțiunii p-n) este asociată cu pierderea acestei sarcini, de aceea cu micșorarea frecvenței de modificare a tensiunii de transfer, sarcina care ajunge la drenă scade. Prin urmare, din punctul de vedere al creșterii coeficientului de transmisie, frecvența modificării tensiunii de transfer ar trebui să crească, totuși, o creștere a frecvenței este limitată de timpul finit de transfer a potențialului dintr-o groapă de potențial în alta. Prin urmare, frecvența reală a modificării tensiunii de transfer are limitări din ambele părți și se situează în intervalul de la zeci de kHz la zeci de MHz.

DCS-urile sunt utilizate în prezent pentru:

- ✓ conversia semnalelor optice într-un semnal electric - DCS fotosensibile;
- ✓ procesarea analogică a informațiilor - linii de întârziere, filtre etc. ;
- ✓ crearea dispozitivelor de stocare (memorie DCS).

Principalele criterii ale calității imaginii și efectul lor sunt:

Rezoluția spațială – determină abilitatea de captare de detalii fine fără ca pixelii să fie vizibili în imagine.

Rezoluția intensității luminii- definește intervalul dinamic sau numărul de nivele de gri care sunt distincte în imaginea afișată.

Rezoluția în timp - rata de eșantionare (cadrul) determină abilitatea de a urmări mișcarea specimenului viu sau procedee cinetice rapide.

Raportul semnal-zgomot - determină vizibilitatea și claritatea semnalelor specimenului în raport cu fundalul imaginii.

Din figura 8.15 alăturată constatăm un spectru larg al sensibilității și o eficiența cuantică înaltă de 80-95% a DCS realizate de firme producătoare și cercetare, ce permite o utilizare largă în diverse sisteme electronice performante, cum ar fi aparate digitale foto, telescoape, microscopie, TV, etc.

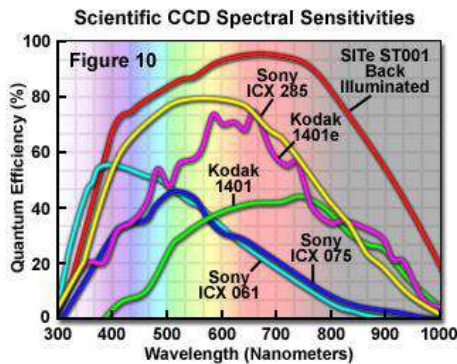


Figura 8.15. Spectrul sensibilității și eficiența cuantică a DCS

IX. LIMITELE MICROELECTRONICII

9.1 REFLECȚII ASUPRA EFECTELOR LIMITATOARE

Este evident că tendința de miniaturizare este însoțită de creșterea numărului de elemente și condiția de micșorare a consumului de energie în circuite integrate. Totodată menționăm că densitatea compactării dispozitivelor în circuite integrate microelectronice se apropie de limita fizică

Dispozitivele cu efect de câmp pe baza structurilor metal-dielectric-semiconductor (MOS) grație parametrilor mai performanți comparativ cu tranzistoarele joncționale bipolare avansează progresiv ca componente a circuitelor integrate.

Parametrul principal ce determină caracteristicile de amplificare și de frecvență este lungimea regiunii de transfer (canal (TEC MOS) sau bază (TBJ)). La micșorarea acesteia în ambele tipuri de tranzistoare se manifestă efecte fizice ce nu pot fi înlăturate și care limitează parametrii limită. Unele din aceste efecte sunt reflectate în Tabelul 9.1.

Tabelul 9.1. Efectele limitatoare a caracteristicilor tranzistoarelor bipolare și cu efect de câmp

Efectul fizic	Tranzistoare cu efect de câmp		Tranzistoare bipolare	
	Forma manifestării	Influența asupra caracteristicii	Forma manifestării	Influența asupra caracteristicii
Modulare a lățimii barierei joncțiunii cu tensiunea de ieșire	Efectul închidere a canalului	Tipul străpungerii	Efectul Early	Conductibilitatea de ieșire
			Străpungerea bazei	Tipul străpungerii
Limitarea vitezei purtătorilor de sarcină	În canal	Limitarea curentului de saturație. Degenerarea caracteristicii de transfer în liniară.	În bază și în joncțiunea colectoare	Micșorarea frecvenței maxime
			În colector. (efectul Kirk)	

IX. LIMITELE MICROELECTRONICII

	Modularea lungimii efective a canalului	Limitarea pantei (transconductanței) maxime. Micșorarea frecvenței.		Limitarea drastică a frecvenței de lucru
		Conductanța de ieșire limitată. Limitarea frecvenței maxime.		
Acumularea excesivă a sarcinilor în regim invers			Acumularea de sarcini în colector în regim saturat	Micșorarea vitezei de comutare

În tabelul 9.2 sunt prezentate unele din efectele și procesele fizice care limitează miniaturizarea continuă a TEC MOS.

Tabelul 9.2. Limitarea miniaturizării în TEC MOS

Valoarea parametrului	Limitarea fizică
Mărimea minimă a unui element (100 x 100) nm	Fluctuațiile statistice a dopării substratului. Rezoluția fotorezistului, razele cosmice, lățimea finite a p-n joncțiunii
Grosimea minimă a substratului izolator al porții de 50 Å	Curenți de tunelare prin substratul izolator din poartă în canal
Tensiunea de alimentare minimă 0,025 V	Potențialul termic kT/q
Densitatea minimă a curentului 10 $\mu A/cm^2$	Sarcina discretă a electronului, fluctuațiile sarcinii încorporate
Puterea minimală 10-12 W/element pentru $f=1$ kHz	Zgomoturile, energia termică, constanta dielectrică
Viteza limită 0,03 ns	Viteza luminii

IX. LIMITELE MICROELECTRONICII

Tensiunea maximă de alimentare	Străpungerea dielectricului sub poartă, contopirea regiunilor sursei și drenei
Doparea maximă a substratului	Străpungerea prin tunelare a p-n joncțiunii drenei
Densitatea maximă a curentului	Migrarea electrică, căderea de tensiune pe rezistențele parazitare ale contactelor
Puterea maximă	Conductibilitatea termică a substratului și componentelor schemei
Numărul de elemente pe cristal de 10^8	Cumularea tuturor limitărilor menționate mai sus

Cum este menționat unul din factorii limitării miniaturizării în continuare a microelectronicii sunt mecanismele de tunelare: tunelarea bandă-bandă (tunelarea Zenner), tunelarea prin poartă și tunelarea sursă-drenă în dispozitive TEC MOS. Ilustrarea acestor trei mecanisme este în figura 9.1.

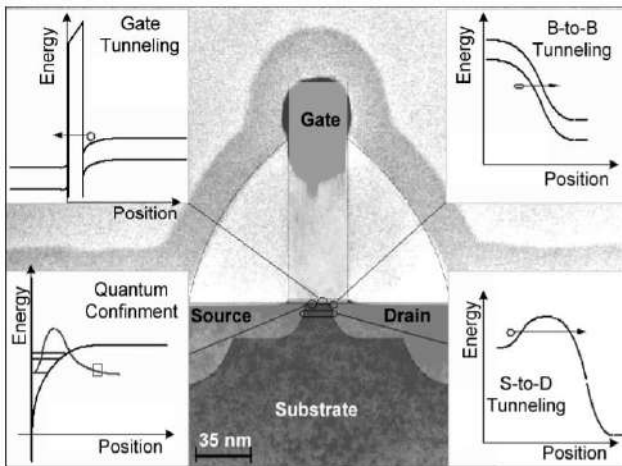


Figura 9.1. Vizualizarea efectelor cuantice la interfața Si/SiO₂

Lungimea minimală a canalului este limitată și de efectul legat de contopirea regiunilor sursei și drenei la aplicarea tensiunii la drenă V_{DS} . Deoarece lățimea p-n regiunii, polarizată invers este:

$$l = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0(2\phi_0 + V_{DS})}{qN_A} \right]^{1/2} \quad (9.1)$$

Atunci lungimea minimală a canalului trebuie să fie mai mare lățimii duble a p-n joncțiunii $L_{min} > 2l$ și să fie direct proporțională rădăcinii pătrate a tensiunii de alimentare și invers proporțional rădăcinii pătrate de la concentrația dopării substratului.

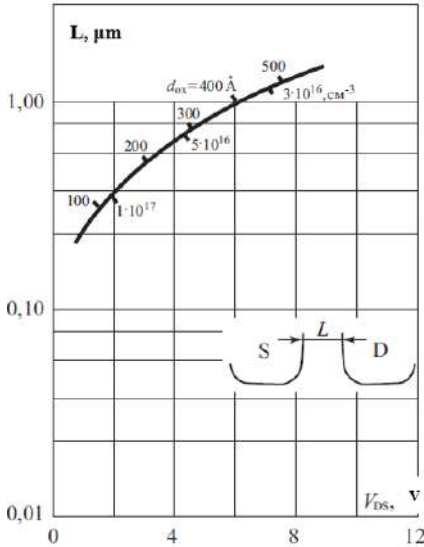


Figura 9.2. Lungimea minimală a canalului L determinate de limitările fizice în funcție de tensiunea de alimentare, grosimea stratului de oxid și concentrația dopării în structuri MOS

În figura 9.2 este reprezentată dependența lungimii minime L_{min} de concentrația impurităților dopante N_A , grosimea stratului de oxid d_{ox} și tensiunii de alimentare V (calculate conform relației de mai sus).

Se observă că la grosimea stratului de oxid de $d_{ox} = 100 \text{ \AA}$ și concentrația acceptorilor $N_A = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, este posibil de confecționat un TEC MOS cu lungimea canalului $L = 0,4 \mu\text{m}$ la tensiunea de alimentare de $V = 1-2 \text{ V}$.

Continuarea măririi concentrației de dopare în substrat conduce la străpungere prin tunelare a $p+n$ joncțiunii. În figura 9.3 este reprezentată dependența de concentrația dopării în substrat a tensiunii de străpungere a astfel de $p-n$ joncțiuni.

Restricțiile de putere dependente de aplicație (inclusiv curenții de scurgere), fluctuațiile de parametri intrinseci și problema fiabilității porții ultra-subțiri, materialele dielectrice folosite sunt printre factorii majori de limitare a dimensiunii scalării care subminează la această etapă legea Moore dar și în

viitorul apropiat. Principala limitare finală la dimensiunea tranzistoarelor este structura atomică a materiei. Un TEC MOS nu poate fi mai mic decât un atom. Evaluările teoretice notează că deja în 2025 tranzistoarele TEC MOS se va atinge această limită.

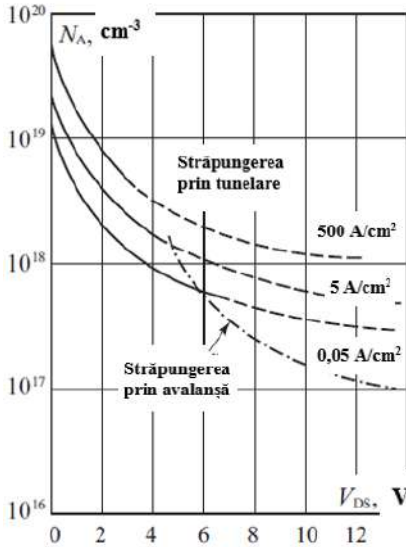


Figura 9.3. Tensiunea de străpungere a $p-n+$ joncțiunii drenei în funcție de concentrația dopării substratului N_A

În succinta retrospectivă am discutat limitările TEC MOS, dar nu la alte componente microelectronice a căror performanțe încă nu au fost atinse în nanoelectronică.

Astfel, în prezent suntem martori și actori ai unei integrări heterogene a dispozitivelor diferitor generații micro-opto-nano-electronice. Când vorbim de integrarea heterogenă, ne referim la integrarea într-un corp (package) a componentelor, confecționate separat, într-un ansamblu ce asigură funcționalitate amplificată și caracteristici îmbunătățite de operare a acestui simbioz de dispozitive.

Cât va dura această etapă? Va dura un timp necesar de trecere de conștiințizare și evident tehnologică, de la conceptele fizicii clasice la cele susținute de fizica particulelor atomice și subatomice.

Aceste noi tehnologii vor contribui esențial la soluționarea problemelor în special din domeniul biomedicinii și ecosistemei.