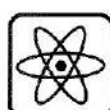
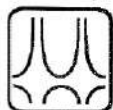
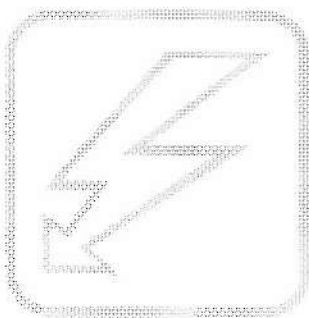


**BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
VILLAMOSMÉRNÖKI ÉS INFORMATIKAI KAR**

Székelly Vladimír

ELEKTRONIKA I. Félvezető eszközök



Műegyetemi Kiadó



BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
VILLAMOSMÉRNÖKI ÉS INFORMATIKAI KAR

Székely Vladimír

ELEKTRONIKA I.
FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖK



Műegyetemi Kiadó, 2007

Lektor:
Dr. Nagy András
egyetemi adjunktus

Szerző:
Dr. Székei Viadimir
egyetemi tanár

(Ötödik utánnomás)

Azonosító: **55054**



**A Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
Villamosmérnöki és Informatikai Kar**

megrendelése alapján kiadja a

Műegyetemi Kiadó

www.kiado.bme.hu

Felelős vezető: Wintermantel Zsolt

Terjedelem: 19.29(A/5) iv

Nyomdai munkák:

Műegyetemi Nyomda

Munkaszám: 6155/07

TARTALOMJEGYZÉK

1. BEVEZETÉS	-1-1
2. FÉLVEZETŐ FIZIKAI ÖSSZEFOGLALÓ	2-1
2.1. Töltéshordozók a félvezetőben	2-1
2.1.1. A sávszerkezet	2-1
2.1.2. Elektronok és lyukak	2-2
2.1.3. Félvezetők, szigetelők, vezetők	2-3
2.1.4. A sávszerkezetről, bővebben	2-4
2.1.5. A szilícium kristályszerkezete	2-6
2.1.6. Elektronok és lyukak a szerkezeti félvezetőben	2-6
2.1.7. Adalékolt félvezetők	2-7
2.1.8. Az elektron- és a lyuksűrűség számítása	2-9
2.1.9. A FERMI szint helyzete	2-12
2.1.10. A hordozó sűrűség függése a hőmérséklettől	2-13
2.2. Áramok a félvezetőben	2-15
2.2.1. A sodródási áram	2-15
2.2.2. A diffúziós áram	2-19
2.2.3. Generáció, rekombináció, folytonossági egyenletek	2-20
2.2.4. Diffúziós egyenlet, diffúziós hosszúság	2-22
3. A PN ÁTMENET	3-1
3.1. A <i>pn</i> átmenet struktúrája	3-1
3.2. A <i>pn</i> átmenet sztatikus viszonyai	3-6
3.2.1. Diffúziós potenciál, kontaktpotenciál	3-6
3.2.2. Töltés- és potenciáeloszlás. Kiürített réteg	3-9
3.2.3. Az elektrosztatikus viszonyok közelítő számítása	3-10
3.3. A <i>pn</i> átmenet egyenáramú karakterisztikája	3-15
3.3.1. Az egyenirányító működés kvalitatív magyarázata	3-15
3.3.2. Az ideális dióda karakterisztika egyenlete	3-19
3.3.3. Másodlagos jelenségek	3-25
3.4. A <i>pn</i> átmenet differenciális jellemzői és kapacitásai	3-34
3.4.1. A <i>pn</i> átmenet differenciális ellenállása	3-34
3.4.2. A <i>pn</i> átmenet kapacitásai	3-38
3.4.3. Diffúziós kapacitás és admittancia	3-41
3.4.4. A tértöltési kapacitás számítása	3-45
3.5. A <i>pn</i> átmenet kapcsoló működése	3-47
3.5.1. Diódás kapcsolók sztatikus viselkedése	3-48
3.5.2. Dióda tranziensek és kvalitatív magyarázatuk	3-50
3.5.3. A <i>pn</i> átmenet töltésgyenlete	3-53

3.6. A $p-n$ átmenet működésének hőmérsékletfüggése	3-53
3.6.1. A záróáram hőmérsékletfüggése	3-53
3.6.2. A nyitófeszültség hőmérsékletfüggése	3-55
4. A DIÓDA	4-1
4.1. Tokozás, termikus jellemzők	4-1
4.1.1. A dióda tokozása	4-1
4.1.2. Hőelvezetés, hővezetési ellenállás	4-3
4.2. A félvezető diódák adatlapja	4-7
4.2.1. A félvezető eszközök szokványos jelölésrendszere	4-7
4.2.2. Egy adatlap részletes ismertetése	4-8
4.3. Különleges diódák	4-14
4.3.1. Változó kapacitású diódák	4-14
4.3.2. Zener diódák	4-16
4.4. A dióda számítógépi modellezése	4-19
5. A BIPOLÁRIS TRANZISZTOR	5-1
5.1. A bipoláris tranzisztor struktúrája	5-1
5.2. A bipoláris tranzisztor működése	5-5
5.2.1. A tranzisztorhatás	5-5
5.2.2. Az áramerősítés	5-7
5.2.3. Injektálási hatások, transzporthatások	5-8
5.2.4. Töltés a bázisban. Homogén és inhomogén bázisú tranzisztor	5-9
5.2.5. A tranzisztor üzemmódjai	5-12
5.3. Potenciálviszonyok a tranzisztorban	5-14
5.3.1. Kiürített rétegek. Az effektív bázisvastagság	5-15
5.3.2. Beépített tér a bázisban	5-15
5.4. Az emitter- és a transzport hatások számítása	5-16
5.5. Az EBERS-MOLL helyettesítőkép	5-19
5.6. Az ideális tranzisztor karakterisztikái	5-24
5.6.1. Közös bázisú tranzisztor karakterisztikák	5-24
5.6.2. Az erősítés folyamata a tranzisztorban	5-26
5.6.3. Közös emitteres működés	5-27
5.6.4. Közös emitteres tranzisztorkarakterisztikák	5-29
5.7. A valóságos tranzisztor karakterisztikái	5-31
5.7.1. A CB parazita dióda hatása	5-31
5.7.2. A soros ellenállások	5-32
5.7.3. Kimenő vezetés és a visszahatás (EARLY hatás)	5-34
5.7.4. Az áramerősítés munkapontfüggése	5-38
5.7.5. Az áramkiszorítás	5-40

5.8. Kisjelű helyettesítőképek, kapacitások	5-42
5.8.1. A kisjelű erősítőműködés jellege	5-42
5.8.2. Fizikai és "fekete doboz" helyettesítés	5-44
5.8.3. Kisjelű fizikai helyettesítőképek	5-44
5.8.4. A kapacitások figyelembevétele	5-49
5.8.5. Négypólus helyettesítő képek	5-51
5.9. Nagyfrekvenciás működés	5-56
5.9.1. A tranzisztor határfrekvenciái	5-56
5.9.2. A határfrekvenciák közelítő számítása	5-58
5.9.3. A határfrekvenciát befolyásoló további tényezők	5-59
5.10. A tranzisztor kapcsoló működése	5-60
5.10.1. A kapcsoló működés jellege	5-60
5.10.2. Határadatok, maximális kapcsolható teljesítmény	5-62
5.10.3. Áramkörüi tranziensek	5-65
5.10.4. A belső működés tranziensei	5-67
5.10.5. A töltésegyenletek	5-72
6. A TERVEZÉRELT TRANZISZTOROK	6-1
6.1. Áttekintés: működési elv, változatok	6-1
6.2. A MOS struktúra	6-4
6.2.1. Felületi jelenségek a félvezetőben	6-4
6.2.2. A MOS struktúra potenciál viszonyai és küszöbfeszültsége	6-7
6.2.3. A MOS tranzisztor küszöbfeszültsége	6-9
6.2.4. A C-V görbe és mérése	6-11
6.3. A MOS tranzisztor	6-13
6.3.1. A növekményes MOS tranzisztor karakterisztikája	6-13
6.3.2. A karakterisztika egyenlet levezetése	6-14
6.3.3. Másodlagos jelenségek a MOS tranzisztornál	6-17
6.3.4. A MOS tranzisztor kapacitásai	6-19
6.3.5. A MOS tranzisztor hőmérséklet függése	6-21
6.3.6. Teljesítmény MOS tranzisztor struktúrák	6-22
6.3.7. A kiűritékes MOS tranzisztor	6-22
6.4. A záróréteges tervezérelt tranzisztor	6-23
6.4.1. Struktúra és karakterisztikák	6-23
6.4.2. Az elzáródási feszültség számítása	6-25
6.4.3. A karakterisztika egyenlete	6-25
6.4.4. Kisjelű paraméterek, helyettesítőkép	6-28

A FÜGGELÉK. A MUNKAEGYENES SZERKESZTÉS

B FÜGGELÉK. FONTOSABB FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖK SZABVÁNYOS RAJZJELEI

C FÜGGELÉK. A JEGYZETBEN HASZNÁLT JELÖLÉSEK

NÉV- ÉS TÁRGYMUTATÓ

1. BEVEZETÉS

A jegyzet, amit az Olvasó a kezében tart, a Villamosmérnöki Szak Elektronika I. tárgyához készült, s a tárgy anyagának első felét: a félvezető eszközök működésének témáját öleli fel. Konceptiójában és felépítésében követi az Elektronika tárgynak az 1999/2000 tanévben életbe lépett tantervét, ami a korábbiakhoz képest kisebb átrendezést és kiigazításokat hozott. Anyagában ugyanakkor erősen támaszkodik arra a jegyzetre, amely az elmúlt évtizedben a félvezető eszközök oktatásának bázisa volt [1].

A megújított Elektronika I. tárgy a 2000. év tavaszán került először előadásra. Ennek az előadásnak a tapasztalatai elengedhetetlenek voltak az anyag helyes kialakításához, és nagymértékben hozzájárultak a jelen jegyzet megformálásához is. Az elhangzott anyagról tanszéki kollégám, dr. Nagy András adjunktus teljes előadásjegyzetet készített, amelyhez kéziratos formában másolva a hallgatók is hozzájuthattak. A jegyzet írása során támpontként ezt az anyagot is felhasználtam.

Az anyag elsajátítását megkönnyítendő, e jegyzet anyagát úgy szándékoztam összeállítani, hogy az egészen pontosan kövesse az előadáson elhangzó és a vizsgán számonkért anyagot – mind a didaktikai sorrendet, mind a tárgyalás mélységét illetően. A szakmai igényesség ugyanakkor megkövetelte, hogy bizonyos gondolatok és levezetés részletek, amelyek terjedelem okokból a tárgyan nem jelenhettek meg, a jegyzetben helyet kapjanak. A tiszta elkülönítés végett ezek az anyagrészek kisebb betűmérettel és bekezdéssel jelennek meg. Ezek tehát *nem részei a vizsgakövetelménynek*, de az érdeklődők számára tanulságos kiegészítésül szolgálnak.

Szeretném hangsúlyozni, hogy a jelen jegyzet félvezető eszközeink működésének korrekt, de nagyon is egyszerűsített, az alapjelenségekre korlátozódó tárgyalását adja. Ez az egyszerűsítés elkerülhetetlen volt, mert a villamosmérnöki ismeretek mennyiségének folyamatos bővülésével csökkent az oktatási időnek az a hányada, amely a félvezető eszközökre szánható. A tárgy jelenlegi tematikája azt a szükséges minimumot tartalmazza, ami az általános villamosmérnöki tudás része kell legyen. Nyilvánvaló ugyanakkor, hogy ez messze nem elegendő azoknak, akik a félvezető eszköztechnikával mélyebben akarnak foglalkozni, vagy akik integrált áramkörök alkatelmeinek tervezési, konstrukciós kérdései iránt érdeklődnek. Ezek részére továbbra is az [1] alatt hivatkozott jegyzet ajánlható, amelyben körülbelül két és félszeres terjedelemben, a másodlagos jelenségeket is részletesen tárgyalva található meg az alapvető félvezető eszközeink elmélete.

Megjegyzem még, hogy a jegyzet anyagát bőségesen elláttuk számpéldákkal. Javasolom a jegyzetből tanulónak, hogy ezeket ne lépjk át, mert belőlük valamelyes számolási rutinszerzésen túl a különféle mennyiségek nagyságrendjéről is helyes képet kapnak. Ezen túlmenően a számpéldák jelentős segítséget adnak a vizsgák részét képező példamegoldási feladatokra való felkészülésben.

Szeretném e helyen is köszönetemet kifejezni dr. Nagy András adjunktusnak, aki előadásaim végighallgatásával és jegyzetelésével, továbbá a kézirat igen gondos lektorálásával nagyban hozzájárult ahhoz, hogy e jegyzet elkészüljön és megjelenjék. Köszönet illeti még Hajas Gábor tanársegédet, a sajtó alá rendezés során nyújtott segítségéért.

Káptalanfüred, 2000 augusztus

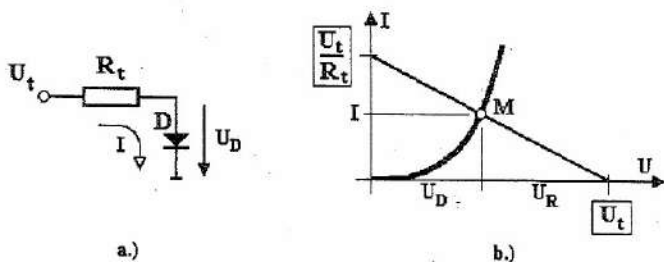
A Szerző

[1] Dr. Székely V. – Dr. Tarnay K. – Dr. Valkó I. P.: Elektronikus Eszközök I. Műegyetemi Kiadó, Budapest, 2000, 51367

A FÜGGELEK. A MUNKAEGYENES SZERKESZTÉS

Nemlineáris karakterisztikájú félvezető eszközeink tárgyalása során gyakran alkalmazzuk a *munkaegyenés szerkesztés* módszerét. Ezt mutatjuk be az alábbiakban.

Tegyük fel, hogy egy félvezető dióda kapcsolódik sorosan az R_t ohmos ellenállással az U_t tápfeszültségre (FA.1a. ábra). Kérdés, hogy hogyan oszlik meg a feszültség a dióda és az ellenállás között, továbbá mekkora áram folyik a körben?



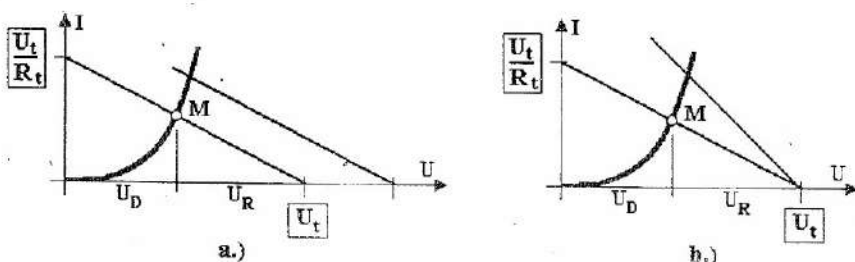
FA.1. ábra. A munkaegyenés szerkesztés

Tegyük fel, hogy a nemlineáris elem: a dióda $I(U)$ karakterisztikája grafikusán adott (FA.1b. ábra, vastagon rajzolt görbe). Az áramra a következő egyenletet írhatjuk fel:

$$I = \frac{U_t - U_D}{R_t} \quad (\text{FA.1})$$

Utóbbi egy egyenes egyenlete az $I - U$ koordináta-rendszerben. Az egyenest a legegyszerűbben úgy rajzolhatjuk meg, hogy meghatározzuk a két tengelymetszékét. A függőleges tengellyel ($U = 0$) való metszék U_t/R_t , a vízszintes tengellyel ($I = 0$) való metszék U_t . E két pontot bejelöltük az FA.1b. ábra koordináta-tengelyein. A két metszékét összekötő egyenest *munkaegyenésnek* nevezzük. Ez tulajdonképpen az (FA.1) összefüggés grafikus ábrázolása. A munkaegyenés és a nemlineáris karakterisztika metszéspontja a *munkapont*. Az ehhez tartozó áram érték szolgáltatja a dióda és az ellenállás közös áramát. A vízszintes tengelyen leolvasható, hogy hogyan oszlik meg a tápfeszültség a dióda és az ellenállás között (U_D és U_R).

Érdemes megjegyezni a munkaegyenés alábbi tulajdonságait. Ha a tápfeszültség értékét változtatjuk, az egyenes önmagával párhuzamosan mozog jobbra-balra (FA.2a. ábra). Meredeksége nem változik, hiszen azt az ellenállás értéke határozza meg. Ha az ellenállás értékét változtatjuk, a munkaegyenés a vízszintes tengely U_t pontja körül forog; minél kisebb R_t értéke, annál meredekebbé válik (FA.2b. ábra).



FA.2. ábra. A munkaegyenés tulajdonságaihoz

B FÜGGELEK. FONTOSABB FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖK SZABVÁNYOS RAJZJELEI

Az MSz IEC 617-5 szabvány szerint

Félvezető diódák		Bipoláris tranzisztorok	
Félvezető dióda általában, egyenirányító, pin dióda		Bipoláris pnp tranzisztor	
Kapacitás dióda, varikap, varaktor		Bipoláris npn tranzisztor	
Egyirányú lavinahatású dióda, Zener dióda		Bipoláris npn tranzisztor, tokkal összekötött kollektorral	
Schottky dióda, fém-félvezető átmenet		Fototranzisztor	
Fotodióda		Optikai leválasztó fénykibocsátó diódával és fototranzisztorral (Optikai csatoló)	
Fénykibocsátó dióda, LED			
Napelem, fényelem			
Négy- és többretegű eszközök		Térvezérlésű tranzisztorok	
Négyrétegű dióda, Shockley dióda		Záróréteges FET n típusú csatornával (nJFET)	
Kétirányú dióda, DIAC		Záróréteges FET p típusú csatornával (pJFET)	
Tirisztor általában		Szigetelt vezérlőelektrodás, n csatornás, kiüritéscs típusú MOSFET	
Katódoldaltól vezérelhető tirisztor		Szigetelt vezérlőelektrodás, p csatornás, kiüritéscs típusú MOSFET	
Anódoldaltól vezérelhető tirisztor		Szigetelt vezérlőelektrodás, n vezetéscs, növekményes típusú MOSFET	
Kétirányú tirisztordióda (TRIAC)		Szigetelt vezérlőelektrodás, p vezetéscs, növekményes típusú MOSFET	

C FÜGGELÉK. A JE GYZETBEN HASZNÁLT JELÖLÉSEK

$a, a(t)$	rácsállandó, termikus rendszer átmeneti függvénye
A	felület
A_u	feszültségerősítés
A_N, A_I	bipoláris tranzisztor normál- és inverz-aktív egyenáramú áramerősítési tényezője földelt bázisú kapcsolásban
B_N, B_I	bipoláris tranzisztor normál- és inverz-aktív egyenáramú áramerősítési tényezője földelt emitteres kapcsolásban
C	kapacitás
C, B, E	bipoláris tranzisztor kollektora, bázisa, emittere, illetőleg alsó indexben ezekre utalás
C_D, C_T	pn átmenet diffúziós, és tértöltés kapacitása
C_G	térvezérelt tranzisztor vezérlőelektróda (gate) kapacitása
C_{GS}, C_{GD}	vezérlőelektróda-source, illetőleg vezérlőelektróda-drain elektródák közötti oxid kapacitás
C_{ox}	egységnyi felület oxidkapacitása MOS eszközöknél
d	vastagsági méret
d_{ox}	oxidvastagság MOS eszközöknél
D	diffúziós állandó
D_p, D_n	lyukak és elektronok diffúziós állandója
D, G, S, B	térvezérelt tranzisztor drain, vezérlőelektróda (gate), source és bulk elektródái, illetőleg alsó indexben ezekre utalás
E	térerősség
f	frekvencia
$f(W)$	Fermi-Dirac eloszlási függvény
f_{α}, f_{β}	bipoláris tranzisztor földelt bázisú, földelt emitterű határfrekvenciái
f_T	tranzitfrekvencia
f_1	bipoláris tranzisztor határfrekvenciája, ahol $ \beta = 1$
f_{max}	maximális oszcillációs frekvencia
F	(alsó indexben) a pn átmenet nyitóirányú (forward) működésére utal
$F(U)$	áram feszültség függését leíró függvény MOS és záróréteges térvezérelt tranzisztornál
g	generáció sebesség, vezetőképesség ($g = 1/r$)
g_m	meredekség
h	bipoláris tranzisztorok hibrid négypólus paraméter rendszere
i	váltakozóáram áramerőssége
I	egyenáram áramerőssége
I_0	félvezető dióda telítési árama, JFET áram állandója
I_C, I_B, I_E	bipoláris tranzisztor kollektor, bázis, emitter egyenárama
i_c, i_b, i_e	bipoláris tranzisztor kollektor, bázis, emitter váltakozó árama
I_{CBO}, I_{CEO}	bipoláris tranzisztor visszaramai földelt bázisú és földelt emitteres kapcsolásban (emitter, bázis szakadt)
I_{CS}, I_{ES}	bipoláris tranzisztor kollektor, emitter szaturációs árama az Ebers-Moll egyenletekben (emitter-bázis, kollektor-bázis rövidzárlatban)
I_D	térvezérelt tranzisztor drain-source közötti csatorna egyenárama
I_g, I_r	pn átmenet generációs, rekombinációs árama
$j_{n,p}$	pn átmenet elektron, lyuk egyenáramú áramsűrűsége
k	Boltzmann állandó, hullámszám
K	MOS tranzisztor áram-állandója
l, L	hosszúsági méret, induktivitás
L_n, L_p	elektronok, lyukak diffúziós hossza
m, m_{eff}	tömeg, effektív tömeg
M	lavina letérés sokszorozási tényezője

n	n-típusú félvezető anyagot jelöl, indexben arra utal. Elektron koncentráció. Hatványkitevő
n_i	intrinsic elektron sűrűség
n_p, n_p^+	egyensúlyi elektron sűrűség n-típusú, p-típusú félvezetőben
n	erősen adalékolt n-típusú félvezető anyag
N_a, N_d	akceptor, donor adaléksűrűség
p	típusú félvezető anyagot jelöl, indexben arra utal. Lyuksűrűség. Disszipáció. Impulzus.
p_p, p_n	egyensúlyi lyuk sűrűség p típusú, n típusú félvezetőben
p	erősen adalékolt p típusú félvezető anyag
P	MOS tranzisztor bulk állandója. Kristálybeli impulzus. Átáramló hőteljesítmény
q	elektron töltése
Q	villamos töltés általában, jósági tényező
Q_B	diffúziós töltés a bipoláris tranzisztor bázisában
Q_D	diffúziós töltés
Q_i	MOS szerkezetekben a felület egységre jutó inverziós töltés
Q_{SC}	MOS szerkezetekben a felület egységre jutó tértöltés
Q_{SS}	MOS szerkezetekben a felület egységre jutó felületi állapotokon tárolt töltés
r	differentiális ellenállás. Rekombináció sebesség
r_e	bipoláris tranzisztor EB átmenetének differentiális ellenállása
$r_{bb'}$	bipoláris tranzisztor belső bázispontja és a bázis kivezetés közötti soros ellenállás
r_s	pn átmenet soros ellenállása
r_c	a tranzisztor kollektorköri soros ellenállása
R	ellenállás általában. Alsó indexben a pn átmenet záróirányú (reverse) működésére utal.
R_{th}	hővezetési (termikus) ellenállás
S	pn átmenet kiüritett rétegének teljes vastagsága
t	idő
t_{tr}	záróirányú feléledési idő
T_o	bipoláris tranzisztorban a kisebbségi töltéshordozók bázisbeli áthaladási (futási) ideje
T	hőmérséklet (általában abszolút hőmérséklet Kelvin fokban)
T_j	a pn átmenet hőmérséklete
T_a	a környezeti hőmérséklet
u	váltakozó feszültség pillanatnyi értéke
U	egyenfeszültség
U_{EB}, U_{CB}, U_{CE}	bipoláris tranzisztor emitter-bázis, kollektor-bázis, kollektor-emitter egyenfeszültsége
U_D	pn átmenet diffúziós potenciálja
U_{DS}, U_{GS}	térvezérelt tranzisztor drain-source és gate-source egyenfeszültsége
U_F	felületi potenciál MOS szerkezetekben
U_g, u_g	generátor feszültség
U_L	pn átmenet lavina letörési feszültsége
U_{np}	a pn átmenet n oldalának potenciálja a p oldalához képest
U_o	a záróréteges térvezérelt tranzisztor csatorna elzáródási feszültsége
U_{SB}	MOS tranzisztoroknál a source és bulk közötti feszültség
U_T	termikus feszültség (kT/q)
x	abszcissza tengelyen távolságot jelöl, független változó
v	sebesség
v_d	drift sebesség
v_{th}	termikus határsebesség
V_T	növekményes üzemmódú MOS tranzisztorok küszöb (bekapcsolási) feszültsége
W, w	szélességi méret
W_{BM}	bipoláris tranzisztor metallurgiai bázis vastagsága
W_B	effektív bázis vastagság
W	energia
W_C, W_v	vezetési, vegyértéksáv energia szintjei
W_a, W_d	akceptor, donor adalékatomok energiaszintje
W_F	Fermi energiaszint

W_g	tiltott sáv szélessége
W_i	intrinsic Fermi energiaszint
Z_{th}	impulzus terhelésre vonatkozó hővezetési ellenállás
α	Bipoláris tranzisztor kisjelű, váltakozó áramú, földelt bázisú áramerősítési tényezője. Ionizációs együttható
α_T	pn átmenet hőmérsékleti együtthatója
β	bipoláris tranzisztor kisjelű, váltakozó áramú, földelt emitteres áramerősítési tényezője
δ	kitöltési tényező
ϵ_0, ϵ_r	vákuum dielektromos állandója, anyag relatív dielektromos állandója. A kettő szorzatát ϵ -nek jelölik
ϕ_F	Fermi potenciál
ϕ_{FB}	MOS szerkezeteknél a flat-band feszültség
η_e	bipoláris tranzisztor emitter (injektálási) hatásfoka
η_α	bipoláris tranzisztor transzport hatásfoka
λ	hővezetési együttható
μ_n, μ_p	elektronok, lyukak mozgékonyága
ρ	fajlagos ellenállás. Tértöltés sűrűség
σ	($=1/\rho$) fajlagos vezetőképesség
τ	időállandó. Élettartam.
τ_n, τ_p	elektronok, lyukak élettartama.
ω	körfrekvencia

NÉV- ÉS TÁRGYMUTATÓ

A

adalékolás, 2-7
 akceptor, 2-8
 bázis, 5-11
 donor, 2-7, 2-8
 adalékprofil, 5-2
 általános, 3-45
 exponenciális, 3-3
 hiperabrupt, 3-4
 lineáris, 3-3
 pn átmenet, 3-2
 adatlap, 4-7
 akkumuláció, 2-8, 6-5
 alapkapcsolás
 közös bázisú, 5-24
 közös emitteres, 5-27
 ambipoláris diffúzió, 3-26, 5-40
 áram-állandó, 6-16
 áramerősítés, 5-8, 5-9
 munkapontfüggése, 5-38
 áramerősítési tényező
 kisjelű közös bázisú, 5-45
 kisjelű közös emitteres, 5-46
 nagyjelű közös emitteres, 5-28
 áramkiszorítás, 5-40
 aranyzennyezés, 3-44

B

bázis, 5-2, 5-7
 bázisadalékolás, 5-11
 bázis-áthaladási idő, 3-42, 5-18
 bázisintegrál, 5-17
 bázisprofil tényező, 5-18
 báziszélesség
 effektív, 5-15
 metallurgiai, 5-15
 moduláció, 5-15
 beépített térerősség, 5-15
 belső bázispont, 5-33
 bemeneti ellenállás, 5-45
 bipoláris tranzisztor, 5-1
 BOLTZMANN állandó, 2-2, 2-10
 BOLTZMANN tényező, 3-20, 3-25
 bulk állandó, 6-10

C

C-V görbe, 6-11
 csatorna, 6-2
 csatorna rövidülés, 6-17, 6-24

D

differenciális
 ellenállás, 3-35, 5-45
 kapacitás, 3-41
 OHM törvény, 2-16, 6-26
 diffúziós
 admittancia, 3-42
 állandó, 2-19
 áram, 2-19
 egyenletek, 2-22
 hosszúság, 2-23, 5-18
 kapacitás, 3-38
 kapacitás emitter oldali, 5-49
 potenciál, 3-7, 3-9
 töltés, 3-16, 3-24, 3-38
 dinamikus jellemzők, 4-13
 dióda
 hangoló, 4-14
 parazita, 5-31
 változó kapacitású, 4-14
 varactor, 4-14
 varicap, 4-14
 Zener, 4-16
 dióda tranziensek, 3-50
 disszipáció görbe, 4-13
 DMOS, 6-22
 drain (nyelő), 6-2
 drift tranzisztor, 5-12

E

Early feszültség, 5-36, 5-38
 EARLY hatás, 5-34
 EBERS-MOLL
 egyenletek, 5-21, 5-22
 helyettesítőkép, 5-20
 effektív tömeg, 2-5
 EINSTEIN összefüggés, 2-19
 elektron, 2-3
 energia szintjei, 2-1
 sűrűség, 2-13
 élettartam, 2-20
 eltemetett réteg, 5-4
 elzáródási feszültség, 6-1, 6-25
 emitter, 5-2
 energia szint
 akceptor, 2-9
 donor, 2-8
 energiasávok, 2-2
 epitaxiális
 planárdiódák, 3-27
 rétegnövesztés, 3-27
 érintkezési (átszűrési) jelenség, 3-33, 5-63
 érintkezési potenciálkülönbség, 3-6
 erős inverzió, 6-6

F

fajlagos
ellenállás, 2-17
vezetőképesség, 2-16
felületi
állapot, 6-8
potenciál, 6-5
felvezető
n típusú, 2-8
p típusú, 2-9
szerkezeti (intrinsic), 2-7
FERMI potenciál, 6-6
FERMI szint, 2-10
intrinsic, 2-12, 3-8
FERMI-DIRAC eloszlásfüggvény, 2-10
feszültség erősítés, 6-29
flat-band állapot, 6-12
folytonossági egyenlet
elektronokra, 2-21
lyukakra, 2-22

G

GaAs, 2-5
galliumarzenid, 2-4
gate (vezérlőelektróda), 6-2
GAUSS tétel, 6-4
generáció, 2-3, 3-29
generációs
áram, 3-29
ráta, 2-20
GIACOLETTO-modell, 5-48
GUMMEL szám, 5-17
GUMMEL-POON tranzisztormodell, 5-40
GUNN dióda, 2-6
gyémánttrács, 2-6

H

HALL hatás, 2-15
hasznos élhosszúság, 5-41
határadatok, 4-8, 5-62
határfrekvencia, 5-56
alfa-, 5-56
béta-, 5-57
 f_1 , 5-57
maximális oszcillációs, 5-58
transzit, 5-57
hatásfok
emitter, 5-9, 5-18
injektálási, 5-9
transzport, 5-9, 5-19
helyettesítőkép
fizikai, 5-44
h paraméteres, 5-52
háromelemes fizikai, 5-47
JFET, 6-29
kételemes közös bázisú, 5-44
kételemes közös emitteres, 5-45
lineáris, 5-43

négypólus, 5-51
ötelemes fizikai, 5-48
hibrid paraméterek, 5-51
hibrid- π modell, 5-48
hőmegfűtés, 5-64
hőmérsékletfüggés
MOS tranzisztor, 6-21
nyitófeszültség, 3-55
záráram, 3-53
hőmérsékleti együttható, 3-54
hővezetési
együttható, 4-4
ellenállás, 4-4, 4-13
ellenállás impulzus terhelésre, 4-6

I

ideális pn átmenet egyenlete, 3-19
idealitási tényező, 3-30, 4-20
inverter áramkör, 5-62
inverz aktív üzemmód, 5-12
inverz áramerősítés, 5-12, 5-19
inverzió, 6-6
inverziós töltés, 6-8, 6-11
ion implantáció, 6-22
ionizációs együttható, 3-31

J

jelképi jelölés
dióda, 3-5
JFET, MOSFET, 6-4
szabványos, B-1
tranzisztor, 5-3

K

kapacitásátfogás, 4-16
kapacitív terhelésű kapcsoló, 5-65
kapcsolási idő, 5-71
kapcsolható teljesítmény, 5-64
kapcsoló működés, 3-47, 5-61
tranzisztor, 5-60
karakterisztika
JFET, 6-23
kiürítéses MOS tranzisztor, 6-23
közös bázisú alapkapsolás, 5-25
közös emitteres alapkapsolás, 5-30
növekményes MOS tranzisztor, 6-13
nyitó, 3-5, 4-13
szilícium pn átmenet, 3-4
transzfer, 3-48
záró, 3-5, 4-14
karakterisztika egyenlet
bipoláris tranzisztor. lásd EBERS-MOLL
dióda, 3-26
ideális pn átmenet, 3-19, 3-23
JFET, 6-25
korrigált dióda, 3-30
MOSFET telítési tartomány, 6-16
MOSFET trióda tartomány, 6-16

katalógus, 4-7, 5-53
 keskeny bázisú
 dióda, 3-24
 struktúra, 3-17
 kihúzó áram, 3-51
 kimeneti vezetés, 5-37, 5-48, 6-29
 kisjelű erősítőműködés, 5-42
 kisjelű működés, 3-35
 kisöprési feszültség, 4-15
 kitöltési tényező, 4-6
 kiürítés, 2-8, 6-6
 kiürítéssel üzemmód, 6-3
 kiürített réteg, 3-10, 5-15
 szélessége, 3-13
 kollektor, 5-2
 időállandó, 5-72
 kombinált transzportjelenségek, 2-15
 kontaktpotenciál, 3-6
 kristálybeli impulzus, 2-4
 külső alatti áram, 6-19
 külsőbefejezés, 6-3, 6-7, 6-10

L

lavinaletörés, 3-30
 letörési feszültség, 3-30, 5-62
 lezárási üzemmód, 5-13
 lyuk, 2-3
 lyuksűrűség, 2-13

M

másodlagos letörés, 5-64
 maximális
 diszzipáció, 5-64
 térerősség, 3-14
 meredekség, 5-47, 6-29
 metallurgiai pn átmenet, 3-2
 modell egyenletek, 4-20
 mozgékonyág, 2-16
 munkaegyenese, A-1
 munkaellenállás, 5-43
 munkapont, 3-35, A-1

N

normál aktiv beállítás, 5-7
 normál aktiv üzemmód, 5-12
 nyitóáram, 3-15
 nyitófeszültség, 3-4, 3-15

P

paraméterek
 admittancia, 5-54
 hibrid, 5-51
 reflexiós, 5-54
 parazita pn átmenet, 6-19
 PÉLTER jelenség, 2-15
 planaris

dióda, 3-1
 tranzisztor, 5-1
 pn átmenet, 3-1
 kapcsoló működés, 3-47
 ugrásszerű (abrupt), 3-3
 POISSON-egyenlet, 3-11
 poliszilícium gate elektróda, 6-22
 potenciálviszonyok
 MOS szerkezetben, 6-7
 pn átmenetben, 3-11
 tranzisztorban, 5-14

R

rácsállandó, 2-6
 rejtett réteg, 5-4, 5-34
 rekombináció, 2-3, 3-17, 3-29
 rekombinációs
 áram, 3-29, 3-30
 centrumok, 3-44
 ráta, 2-20

S

sáv szerkezet, 2-1, 2-4
 direkt, 2-5
 indirekt, 2-5
 Schottky dióda, 6-17
 SEEBECK feszültség, 2-15
 sodródási (drift)
 áram, 2-16
 sebesség, 2-17
 sokszorozási tényező, 3-31
 soros ellenállás, 3-26
 bázisköri, 5-32
 kollektorköri, 5-33
 source (forrás), 6-2
 szabályozható feszültségosztó, 3-37
 számítógépi modellezés, 4-19
 szaturációs áram, 3-23
 széles bázisú
 struktúra, 3-17
 szilícium, 2-4, 2-6, 3-44
 statikus jellemzők, 4-13
 szubsztrát, 5-3, 6-23
 előfeszítés, 5-3, 6-20

T

tárolási idő, 3-52
 tárolási jelenség, 5-71
 telítéssel tartomány, 6-14
 telítéssel üzemmód, 5-13
 töltési áram, 3-23, 5-22
 teljes áramsűrűség egyenletek, 2-20
 termikus feszültség, 2-19, 3-9
 töltött réteg, 3-10
 töltés-kapacitás, 3-40, 3-46
 emitter oldali, 5-49
 kollektor oldali, 5-50
 tiltott sáv szélesség, 2-3, 3-9

tokozás, 4-1
koaxiális, 4-2
SOT-23, 4-2
többlettöltés, 5-70
töltésegyenlet, 3-53, 5-72
töltéseioszlás bázisban, 5-10
töltéshordozó
helyhez kötött, 3-10
kisebbségi, 2-8
mozgásképes, 3-10
többségi, 2-8
töltéshordozók, 2-6
töltésvezérlés elve, 5-72
tömeghatás törvénye, 2-11
transzfer karakterisztika, 6-14, 6-16, 6-27
tranziensek
áramköri, 5-65
belső, 5-67
tranzisztor
belső, 5-4
bipoláris, 5-1
homogén bázisú, 5-9
inhomogén bázisú, 5-9
integrált áramköri, 5-1
intrinsic, 5-4
kibírtítes MOSFET, 6-22
MeSFET, 6-17

MOSFET, 6-2
planáris, 5-1
teljesítmény MOSFET, 6-22
térvezérelt, 6-1
unipoláris, 6-2
üzemmódjai, 5-12
záróréteges térvezérelt, 6-23
tranzisztorhatás, 5-5
trióda tartomány, 6-14

V

vágó áramkör, 3-48
váltakozó áramú ellenállás, 3-35
vegyértéksáv, 2-2
vezetési sáv, 2-2
visszahatás, 5-35

Z

záró irányú feléledési idő, 3-52
záróáram, 3-18
zárófeszültség, 3-4, 3-18
Zener dióda, 4-16
ZENER-letörés, 3-33

Kedves Jegyzetfelhasználó!

A jó jegyzet nagyon hatékony segítség a tanulásban. A legjobb jegyzeteket pedig még aktiv mérnökként is használni lehet. Egyetemi tanulmányai alatt valószínűleg különböző színvonalú jegyzetekkel találkozott eddig, és fog találkozni ezután. ***Kérjük, hogy ennek a kérdőívnek a kitöltésével segítse alábbi törekvéseinket:***

- ennek a jegyzetnek a következő kiadásában kevesebb sajtóhiba legyen és indokolt esetben készüljön el az átdolgozott kiadása,
- a jegyzeteket értékelni lehessen, amelynek eredményeként a legjobb jegyzetek szerzői díjazást kaphatnak.

Kérjük, hogy a kiküldött kérdőívet a Jegyzetbolt bejárata (V2 földszint) mellett elhelyezett gyűjtőládába dobja be.

Fáradozását köszöni az *Egyetemi Jegyzetbizottság*.

A jegyzet címe: **ELEKTRONIKA I. FÉLVEZETŐ ESZKÖZÖK**

A jegyzet szerzője: **Székely Vladimír**

A jegyzet azonosítója: **55054**

Melyik tárgyhoz használta a jegyzetet:

Kar:

Félév:

Tárgy neve:

A jegyzet hány százalékát tudta használni (pl. 75%):

A jegyzet a tárgy anyagának hány százalékát fedte le (pl. 50%):

A jegyzet minősítése:

(0: használatatlan, 1: nagyon rossz, 2: rossz, 3: tűrhető, 4: jó, 5: nagyon jó)

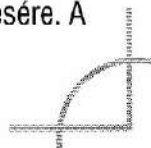
Javaslat átdolgozásra:

A megtalált sajtóhibák:

(A túloldalon folytatható)



A jegyzet az elektronika félvezető elemeivel foglalkozik. Rövid félvezető-fizikai bevezetés után összefoglalja a pn átmenet struktúráját, működését. Ismerteti a dióda, bipoláris tranzisztor, valamint a térvezérelt tranzisztorok felépítését, fizikai működését, karakterisztikáit, másodlagos jelenségeit, kis és nagyjelű áramköri modelljeit. Tárgyalja a dinamikus (nagyfrekvenciás illetőleg tranziens) viselkedés kérdéseit. Kitér az adatlapok és az azokon szokásosan közölt paraméterek értelmezésére. A leírtak elsajátítását sok számpélda segíti.



55054



www.kiado.bme.hu

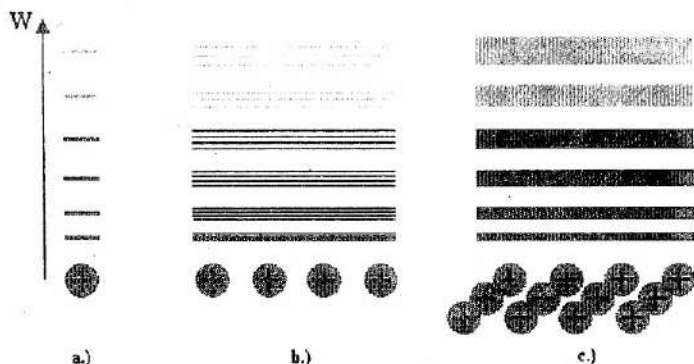
2. FÉLVEZETŐ FIZIKAI ÖSSZEFOGLALÓ

2.1. Töltéshordozók a félvezetőben

2.1.1. A sávszerkezet

Tudjuk, hogy egy atom elektronhéjain lévő elektronok kvantált energiaszinteket foglalhatnak el. A 2.1a. ábrán ezt látjuk; a megengedett energia szinteket a függőleges W tengely mentén ábrázoltuk. Gerjesztetlen állapotban az elektronok a PAULI elv betartásával alulról felfelé töltik be e szinteket, tehát valamely energiáig e szintek be vannak töltve elektronokkal, efölött üresek. A legfelső, még betöltött szintet elfoglaló elektronokat nevezzük vegyérték elektronoknak.¹

Ha több atom olyan közelségben helyezkedik el, hogy az atommagjaik elektrosztatikus potenciál függvénye átfedésben van, akkor elektron állapotaik többé már nem függetlenek, perturbálják egymást. Ez abban nyilvánul meg, hogy az eredetileg azonos energiaszintek szétválnak. A 2.1b. ábrán négy atomra vonatkozóan próbáltuk ezt érzékeltetni: minden energiaszint négy, egymás közelében lévő szintté vált szét. A mélyebben levő energiaszintek az atommaghoz közelebb lévő elektron állapotokhoz tartoznak. Itt a szomszédok zavaró hatása kevésbé érvényesül, az energiaszintek szétválása kismértékű. A magasabb energiaszintek a magtól távolabbi elektronokhoz tartoznak. A szomszédok hatása erősebb, a szintek szétválása nagyobb mértékű.



2.1. ábra. A magában álló atom és a kristály elektron energia szintjei

A kristályos szerkezetű szilárd anyagban az atomok szabályos távolságban helyezkednek el, olyan távolságban, hogy potenciálterük átfedésben van. A kristályt alkotó atomok diszkrét energiaszintjei tehát most is szétválnak, annyi szintre, ahány atomból a kristály áll. Mivel ez utóbbi igen nagy szám (például 1 mm^3 szilíciumban

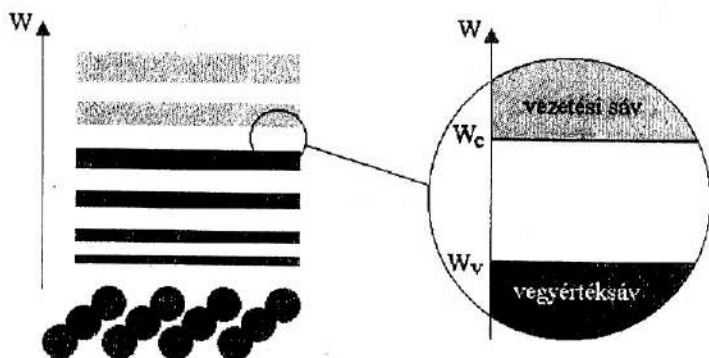
¹ Azért használtunk itt többesszámot, mert több, azonos főkvantumszámú, de a további kvantumszámokban eltérő elektronállapot tartozhat ugyanazon energiaszinthez.

$5 \cdot 10^{19}$ atom van), az energiaszintek gyakorlatilag folytonos *energiasávokká* szélesednek. Ezt látjuk a 2.1c. ábrán.

Gerjesztetlen állapotban az elektronok alulról felfelé, kihagyás nélkül töltik be a megengedett állapotokat. A legfelső, teljesen betöltött sáv az lesz, ami a vegyérték elektronok szintjéből alakult ki. A 2.1c. ábrán sötétebb árnyalat jelöli a teljesen betöltött, világosabb a teljesen üres sávokat. A gerjesztetlen állapot a termikus gerjesztés kizárását is jelenti, vagyis az abszolút zérus fokot közelítő állapotot. Szobahőmérsékleten ez a betöltési kép valamelyest lazulhat: a legfelső, gyakorlatilag teljesen betöltött sávból egyesek egy sávval feljebb léphetnek, ott zérusnál nagyobb betöltöttséget hozva létre.

Emlékeztetünk a kvantummechanika azon megállapítására, amely szerint a kristályban lévő elektronok nincsenek egy-egy atomhoz rendelve, hanem a közös energiaállapotokat valamilyen eloszlásban betöltő, közös elektronállományt jelentenek.

Nézzük most közelebbről az áramvezetési szempontból fontos két sávot! Ezek: a vegyérték elektronok szintjéből kialakult sáv és a közvetlenül felette levő sáv. Az előbbi *vegyértéksávnak*, az utóbbit *vezetési sávnak* nevezzük (2.2. ábra).



2.2. ábra.

Angol elnevezésük: *valence band* és *conduction band*; ezek *v* és *c* kezdőbetűit használjuk a két sáv rövidített megjelölésére. Ennek megfelelően W_v jelöli a vegyértéksáv tetejének, W_c jelöli a vezetési sáv aljának energiaszintjét. A sávok teljes szélességét nem szokásos megadni, mivel annak a vezetési jelenségek szempontjából nincs szerepe. Látni fogjuk, hogy a vezetési jelenségekben a vegyértéksáv tetejének és a vezetési sáv aljának 0,1-0,2 eV szélességű zónája jut szerephez².

2.1.2. Elektronok és lyukak

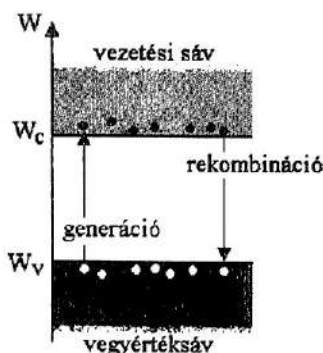
A termikus átlagenergia ($1/2 kT$ szabadságfokonként, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ws/K a BOLTZMANN állandó) egyenlőtlen statisztikus megoszlása folytán lehet a nagy elektron-sokaságnak egy olyan kicsiny töredéke, ami a vegyértéksávból a vezetési sávba való

² eV = elektronvolt: a SI rendszer kvantummechanikai számításokban megtört egysége. $1\text{eV} = 0,16 \text{ aJ} = 0,16 \cdot 10^{-18} \text{ J}$. 1eV energiára tesz szert az elektron, ha 1 V gyorsító potenciálkülönbséget fut be.

„felugráshoz” elegendő többlet energiához jut. Ezt a folyamatot nevezzük *termikus generációnak*.³ A generáció eredményeként egy elektron jelent meg a vezetési sávban, s ugyanakkor egy üres hely keletkezett a vegyértéksávban. Utóbbit, tehát egy elektron hiányát *lyuk*nak nevezzük, és egy részecske tulajdonságait (töltést, tömeget) rendelünk hozzá.

Az áramvezetést két fajta részecske szolgálja a félvezető anyagban: a vezetési sávban levő⁴ elektronok és a vegyértéksávban levő lyukak. Az elektronok töltése negatív, tömege pozitív. A lyukak töltése pozitív (hiszen az elektron hiányáról van szó), tömege is pozitív (ami nem egészen érthető, hiszen a pozitív tömegű elektron hiányáról van szó – még visszatérünk erre).

Az elektronok nem „örökre” kerülnek a vezetési sávba. Előfordulhat, hogy találkoznak egy lyukkal, s betöltik azt. Ekkor a többlet energiát valamilyen formában (például egy fénykvantum kisugárzása útján) leadják. Ezt a folyamatot nevezik *rekombinációnak*. A vezetési sáv elektronsűrűsége tehát a generáció és a rekombináció dinamikus egyensúlya eredményeként áll be (2.3. ábra).



2.3. ábra. Elektronok és lyukak; generáció és rekombináció

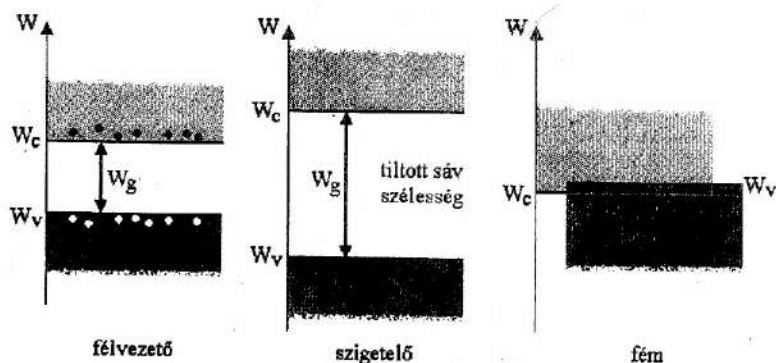
2.1.3. Félvezetők, szigetelők, vezetők

Az, hogy egy szilárd anyag a fenti kategóriák melyikébe tartozik, a vegyértéksáv és a vezetési sáv relatív elhelyezkedésétől függ. A három esetet a 2.4. ábrán vázoltuk.

Ahhoz, hogy a termikus energia statisztikus eloszlása folytán valóban létrejöhessen számottevő mennyiségű vezetési elektron és lyuk, a vegyértéki és a vezetési sáv közötti W_g energia különbség meglehetősen kicsi kell legyen. Ennek az energialepcsőnek az értéke tehát igen fontos anyagi paraméter. Neve: *tiltott sáv szélesség*, angolul *band gap* (a g index a gap szóból származik). Ha W_g értéke 2 eV alatt van, az anyag félvezető tulajdonságú, ha felette, inkább szigetelőnek kell tekintenünk (a határ kissé önkényes; a

³ Generáció egyéb okból is létrejöhet: például egy foton beesése. Lásd később.

⁴ Ez a megfogalmazás kissé pongyola, de általánosan használatos. Pontosabban így kellene mondani: „a vezetési sávnak megfelelő energiaállapottal rendelkező...”



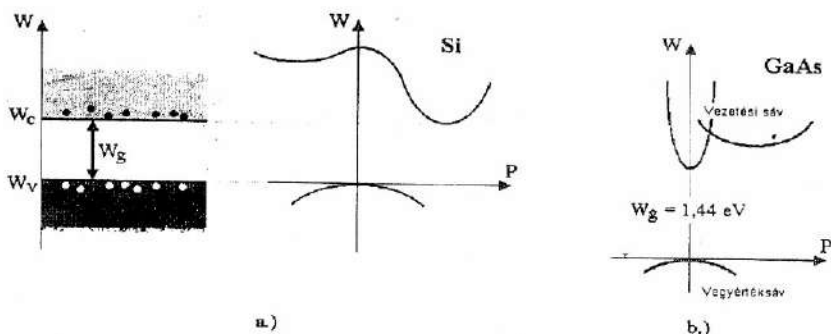
2.4. ábra. Félvezető, szigetelő és vezetőanyag sáv szerkezete

félvezető és a szigetelő tulajdonság közötti átmenet voltaképpen folyamatos). Legfontosabb félvezető anyagunk, a szilícium esetén $W_g = 1,12 \text{ eV}$, a galliumarzenid tiltott sáv szélessége $1,44 \text{ eV}$.

Fémek esetén a vezetési és a vegyértéksáv átfedésben vannak. Ezért azután még az abszolút zérus fok környezetében is bőséggel vannak elektronok a vezetési sávban. Ez magyarázza a fémek és szigetelők eltérő viselkedését: a fémek még igen kis hőmérsékleten is jól vezetnek az áramot, míg a félvezetők alacsony hőmérsékleten (vezetési elektronok híján) szigetelő tulajdonságot mutatnak.

2.1.4. A sáv szerkezetről, bővebben

A félvezető anyag sáv szerkezetét eddig csak az energiatengely mentén vizsgáltuk. Most nézzünk egy valamelyest összetettebb diagramot, amelyen az energia mellett az elektronok P kristálybeli impulzusát is ábrázoltuk (2.5. ábra).



2.5. ábra. A szilícium és a galliumarzenid sáv szerkezete

A kristálybeli impulzus az impulzushoz hasonló fogalom. A félvezető kristályban ez lép a mozgástörvényben az impulzus helyére:

$$F = \frac{dP}{dt} \quad (2.1)$$

ahol F az elektronra ható erő. A szabad, erőmentes térben mozgó elektronra vonatkozóan ismerjük az energia és a p impulzus összefüggését:

$$W = \frac{1}{2m} p^2 \quad (2.2)$$

– ami másodfokú függvénykapcsolat, parabola. A kristályban ennél bonyolultabb függvény írja le az energia és a kristálybeli impulzus összefüggését. Szilíciumra vonatkozóan a 2.5a. ábrán ábrázoltuk ezt a függvényt. Látható, hogy a függvény egy-egy ága tartozik a vegyérték- illetőleg a vezetési sávhoz. A vegyértéksáv ágának maximuma tartozik W_v -hez, tehát a vegyértéksáv felső széléhez, a vezetési sáv ágának minimuma W_c -hez.

Említettük, hogy a vezetési jelenségek szempontjából a vegyértéksáv tetejének és a vezetési sáv aljának van szerepe. A bonyolult lefutású $W(P)$ függvény e tartományokban parabolával közelíthető⁵, de e parabolát az m érték megfelelő választásával illesztünk kell a függvényhez:

$$W = \frac{1}{2m_{eff}} p^2 \quad (2.3)$$

Az m elektrontömeg helyén álló m_{eff} állandót az elektron *effektív tömegének* nevezzük, mivel a kristályban mozgó elektron láthatóan úgy viselkedik, mintha tömege m_{eff} értékű volna. Az effektív tömeg a $W(P)$ függvény sávszélen mutatott görbültségétől függ. Ha a sáv felső széléről van szó (mint a vegyértéksáv teteje esetén), akkor a közelítő parabola "lefelé lóg" és az effektív tömeg negatív. A vegyértéksáv tetején az elektronok tehát úgy viselkednek, mintha negatív tömeggel rendelkeznének. Így azután a lyuk, az elektron hiánya pozitív tömegű.

A 2.5. ábrát nézve, további megfigyelést tehetünk. Szilícium esetében a vegyértéksáv maximuma $P = 0$ -nál fekszik, a vezetési sáv minimuma ettől eltérő, véges P értéknél található. Ez azt jelenti, hogy a foton kibocsátással járó, úgynevezett *sugárzó rekombináció* valószínűsége csekély. A rekombináció során ugyanis az energiamegmaradás mellett az impulzusmegmaradásnak is teljesülnie kell. A tiltott sáv szélességnek megfelelő energiájú foton impulzusa ugyanakkor igen kicsi, tehát az egyetlen foton kibocsátásával történő rekombináció nem lehetséges.

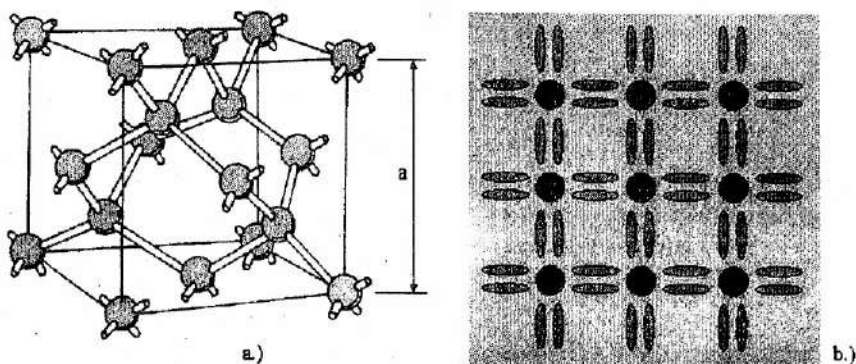
Vannak más félvezető anyagaink, például a három vegyértékű gallium és az öt vegyértékű arzén 1:1 arányú vegyítésével létrejövő galliumarzenid. Ez az úgynevezett III-V vagy intermetallikus félvezetők legfontosabb képviselője. A GaAs sávszerkezete olyan, hogy a vegyértéksáv maximuma és a vezetési sáv minimuma egyaránt a $P = 0$ helyen van, így a foton kibocsátásos, direkt rekombináció lehetséges. Ezért a GaAs-t *direkt* sávszerkezetű félvezetőnek nevezzük, szemben a szilíciummal, amelynek sávszerkezete *indirekt*. A direkt sávszerkezetnek a fényt kibocsátó eszközöknél van jelentősége (például: világító dióda). Megjegyezzük, hogy a GaAs 1,44 eV tiltott sáv szélessége miatt az általa keltett rekombinációs fény nem látható; a közeli infravörös tartományba esik.

⁵ A félvezető technikában ezt nevezik parabolikus sávszél közelítésnek.

A GaAs különleges tulajdonsága, hogy a vezetési sávban a fő minimum felett kb. 0,35 eV-tal további minimumok jelennek meg. Ezek az úgynevezett mellékvölgyek, amelyek jelenléte egy különleges mikrohullámú eszköz, a GUNN dióda működésének alapját képezi.

2.1.5. A szilícium kristályszerkezete

A szilícium a periódusos rendszer 14-es rendszámú eleme. Négy vegyértékű, kristályosodási formája a gyémátrács (2.6a. ábra).



2.6. ábra. A szilícium kristályszerkezete és az egyszerűsített kétdimenziós vázlat

Megfigyelhetjük, hogy a rácsban minden atomnak négy legközelebbi szomszédja van. Ezekkel "kapaszkodik össze" a négy vegyérték elektron segítségével. Az ábrán a -val jelölt rácsállandó értéke 0,543 nm.

A kristályrács két dimenzióba kiterített, szemléletes vázlatát látjuk a 2.6b. ábrán. Az elnyújtott ellipszisek egy-egy vegyérték elektront képviselnek, közöttük vannak a pozitív töltésű atomtörzsek.

Szám példa. Határozzuk meg, hogy hány atom van 1 mm^3 szilíciumban!

A 2.6a. ábrán látható kockához összesen 8 atom tartozik (4 benne van, $6 \times \frac{1}{2} = 3$ a lapközép pozíciókon, $8 \times \frac{1}{8} = 1$ a sarkokon helyezkedik el). Ezzel

$$N = 8 / (0,543 \cdot 10^{-9})^3 = 4,997 \cdot 10^{28} / \text{m}^3 \approx 5 \cdot 10^{19} / \text{mm}^3.$$

2.1.6. Elektronok és lyukak a szerkezeti félvezetőben

A kristály azon elemi részecskéit, amelyek mozgásképesek és töltéssel rendelkeznek, *töltéshordozóknak* nevezzük. Ezek képesek az elektromos töltés szállítására, vagyis az áramvezetésre.

Egy teljesen betöltött sáv, bár rengeteg elektron van benne, semmivel nem járul hozzá az áramvezetéshez. Nagyon leegyszerűsítve ezt úgy magyarázzuk, hogy az elektronok "egymástól nem tudnak mozogni": nem tudnak gyorsulni, mert a gyorsulás egy

valamivel nagyobb energiájú állapotba való átlépést igényelne, amiből pedig nincs üres. Igényesebb magyarázat a következő. Az elektronok $W(P)$ energia-impulzus diagramja mindig szimmetrikus. Így bármely elektron állapothoz tartozik egy azonos energiájú és -1 -szeres impulzusú, sebességű pár. Ha mindkét állapot be van töltve, akkor ez az elektron-pár pontosan azonos nagyságú, de ellentétes irányú áramot ad, hatásuk tehát kioltja egymást. A teljesen betöltött sávban minden elektronnak van ilyen párja, eredő áramfolyás tehát nincs. Ezért nem vezetnek igen alacsony hőmérsékleten a félvezetők, hiszen a vegyértéksáv ilyenkor teljesen be van töltve.

A félvezető anyagban kétféle töltéshordozóval kell számolnunk:

- A vezetési sávban levő elektronok (ezeket vezetési elektronoknak vagy egyszerűen elektronoknak nevezzük),
- A vegyértéksávban lévő lyukak.

Az előbbi gondolatmenetünk magyarázatot ad arra is, hogy egy lyuk, egy "üres hely" hogyan vezethet áramot. A lyuknak megfelelő energiaállapotból hiányzik egy elektron, de a szimmetrikus párja igen nagy valószínűséggel be van töltve. Éppen ennek a szimmetrikus párnak az árama érvényesül, hiszen ez az áram a lyuk miatt most semlegesítően marad.

Láttuk, hogy a termikus többlet energia statisztikusan egyenlőtlően megoszlása emelhet egyes elektronokat a vezetési sávba, ezzel egy elektron-lyuk párt hozva létre. Az egészen tiszta félvezető anyagban ezen az úton állnak elő töltéshordozók. Ilyenkor beszélünk *szerkezeti* vagy *intrinsic* félvezető anyagról. Ezen a módon azonban csak nagyon kis számban keletkeznek töltéshordozók. Szilíciumban, szobahőmérsékleten körülbelül 10^{-13} annak a valószínűsége, hogy egy vegyérték elektron a vezetési sávban legyen. Az intrinsic töltéshordozó sűrűség tehát egy igen kicsiny érték. Értéke Si-ra, szobahőmérsékleten $n_i = 10^{10} / \text{cm}^3$. A vezetési elektronok sűrűségét, vagyis térfogategységre vonatkozó számukat a továbbiakban n -nel jelöljük, az i index az intrinsic szóra utal. Az intrinsic anyagban ugyanannyi lyuk van, mint amennyi vezetési elektron:

$$p_i = n_i \quad (2.4)$$

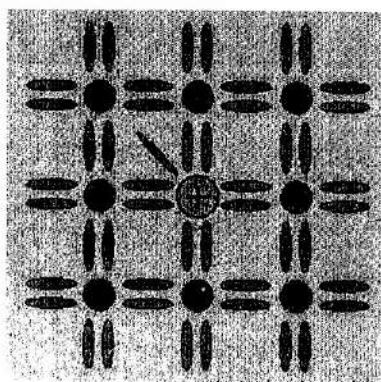
– ahol p a lyuksűrűség szokásos jele. (Az n és p jelölés a megfelelő hordozók negatív illetve pozitív töltésére utal.)

2.1.7. Adalékolt félvezetők

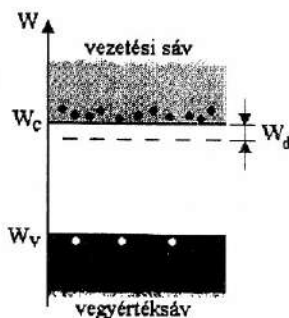
Az intrinsic hordozó sűrűség rendkívül kicsiny érték. Számoljuk ki, hogy egy $10 \mu\text{m}$ élhosszúságú kockában (kb. egy tranzistor aktív zónájának térfogata) hány elektront ad! $N = 10^{10} \cdot 0,001^3 = 10$ adódik. Ez messze nem elegendő ahhoz, hogy a szükséges, mA – A nagyságrendű áramokat létrehozzuk. Valami módon meg kell tehát növelnünk a töltéshordozók számát. Ennek módja az *adalékolás*.

Nézzük először a *donor adalékolás* esetét. A félvezető anyaghoz igen kis mennyiségben 5 vegyértékű adalékot adunk. A szokásos donor adalékok: foszfor, arzén, antimon (P, As, Sb). Az 5 vegyértékű adalék atomtörzs beépül a 4 vegyértékű Si kristályrácsba, 4

vegyérték elektronja felhasználásával (2.7a. ábra). Az ötödik vegyérték elektron ugyanakkor szerep nélkül marad. Kötve van az adalék atomhoz, hiszen annak egy egységgel több pozitív töltése van, mint a Si atomoknak. Ez a kötés azonban meglehetősen gyenge, energiája $W_d = 0,01-0,05$ eV körüli. Az ötödik elektront szobahőmérsékleten már a termikus energia leszakítja a donor atomról. Szobahőmérsékleten a donor atomok ionizálva vannak.



a.)



b.)

2.7. ábra. Donor adalékolás

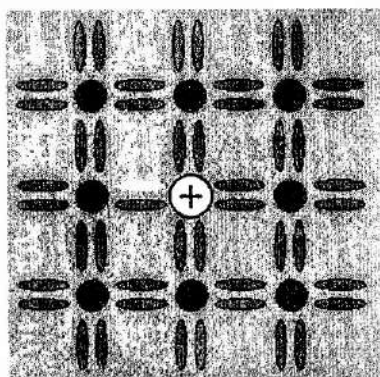
Ugyanezt a 2.7b. ábra sáv-vázlatán is ábrázolhatjuk. A donor atomok diszkrét energia szinteket hoznak létre a tiltott sávban, W_d -vel a vezetési sáv alatt.

A donor adalékolással tehát megnöveltük a vezetési elektronok sűrűségét. Minden donor atom egy elektront ad a vezetési sávnak, vagyis az elektronok sűrűsége körülbelül annyi lesz, mint a donor atomoké; $n = N_d$. Ugyanakkor lecsökken a lyukak sűrűsége, mert az elektronok számának növekedése megnöveli az elektronnal való találkozás, tehát a rekombináció valószínűségét. Többségbe kerültek az elektronok, a donor adalékolású félvezetőben tehát az elektronok a *többségi hordozók*, míg a lyukak a *kisebbségi hordozók*. Mivel a donor adalékolású félvezetőben az elektronok jelenléte dominál, az ilyen anyagot *n típusúnak* nevezzük.

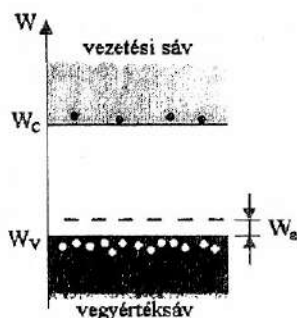
A donor adalékolású félvezetőben az ionizált donor atomok helyhez kötött pozitív háttér töltést jelentenek. Ezt a töltést pontosan kiegyenlíti a bevitt többlet elektron mennyiség, hiszen minden donor atom egy többlet elektronnal járul a vezetési sáv-beli elektronokhoz. A kétféle töltés között viszont lényeges eltérés, hogy a pozitív donor ionok helyhez kötöttek, a negatív elektronok mozgásképesek. Külső hatás nélkül az elektronok úgy helyezkednek el, hogy éppen kiegyenlítsék a pozitív háttértöltést, a kristály tehát kifelé töltés-semleges. Külső hatások (például télerősség) teremthetnek olyan helyzetet, hogy egyes helyekről elmennek az elektronok. Ez a *kiürítés* (depletion). A kiürített területen a helyhez kötött donor ionok pozitív töltése érvényesül. Lehetséges az is, hogy egyes helyeken az egyensúlyinál nagyobb elektron mennyiség gyűlik össze. Ez a feldúsulás, *akkumuláció*.

Nézzük most a 3 vegyértékű adalékolás esetét! Ilyenkor beszélünk *akceptor adalékolásról*. Jellemző akceptor adalékok: bór, gallium, alumínium, indium (B, Ga,

Al, In). Az akceptor atom most is beépül a kristályba, mintha Si atom volna, de a szomszédokkal való kötéshez hiányzik egy vegyérték elektronja (2.8a. ábra). Egészen kis energia kell ugyanakkor ahhoz, hogy a hiányzó elektron pótlására a szomszéd atom kötélekéből "lopjon el" egyet. Ezzel viszont ott lyuk keletkezett. Vagyis az akceptor adalék a lyukak számát növeli meg; annyival, ahány akceptor atomot bevittünk. Most a lyukak lesznek a többségi hordozók, az elektronok a kisebbségiek. Az ilyen félvezető anyagot *p típusúnak* nevezzük.



a.)



b.)

2.8. ábra. Akceptor adalékolás

Most is berajzolhatjuk az adalék által létrehozott diszkrét energiaszinteket a sávábrába (2.8b. ábra). Ezek az akceptor szintek, amelyek W_a -val vannak a vegyértéksáv teteje fölött. W_a kicsiny, így ezek a szintek szobahőmérsékleten már be vannak töltve a vegyértéksávból felkerült elektronokkal. Más szóval: az akceptor atomok ionizálva vannak, s helyhez kötött negatív háttértöltést alkotnak, amit éppen kiegyenlít a mozgásképes többlet lyukak pozitív töltése.

Néhány szót az elnevezések eredetéről. Donor = donátor = ad valamit, jelen esetben egy többlet elektront. Akceptor $\rightarrow$ akceptálni = befogadni; itt egy elektront, ami azután hiányzik a vegyértéksávból.

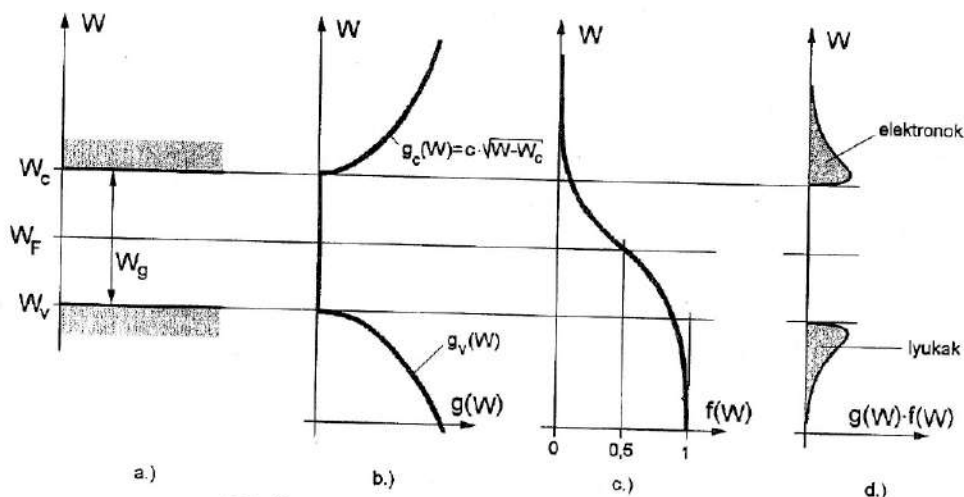
2.1.8. Az elektron- és a lyuksűrűség számítása

Láttuk, hogy az adalékolással jelentősen, szinte tetszés szerint megnövelhető a töltéshordozók mennyisége. A későbbiekhez azonban tudnunk kellene, hogy pontosan mekkora hordozó sűrűségre számíthatunk. Ennek számításával foglalkozunk most.

A számítás gondolatmenetét a 2.9. ábrán vázoljuk. A bal oldalon a már ismert sávábrát látjuk. Ez annyit tükröz, hogy vannak megengedett energiatartományok és hogy köztük ott van a tiltott sáv. Arról nem ad információt, hogy a megengedett tartományokban milyen sűrűségben vannak betölthető állapotok. Ennyiben mond többet a 2.9b. diagram, ami a megengedett állapotok $g(W)$ sűrűségét adja az energia függvényében. A tiltott sávban ez természetesen zérus. A megengedett sávok szélétől belsejük felé egyre növekszik, körülbelül négyzetgyökös függvény szerint. Tehát például a vezetési sávban

$$g_c(W) = \text{const} \cdot \sqrt{W - W_c} \quad (2.5)$$

(Ezt az összefüggést a (2.3) szerinti parabolikus sávszél közelítésből könnyen levezethetnénk; itt csak a végeredményt közöltük.)



2.9. ábra. Az elektron- és lyuksűrűség számításához

Az elektron- és a lyuksűrűség számításához nem elegendő a megengedett állapotok mennyiségét tudni; azok betöltöttségének valószínűségét is ismerni kell. Az elektronokra a FERMI-DIRAC statisztika adja ezen $f(W)$ betöltési valószínűséget az energia függvényében:

$$f(W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)} \quad (2.6)$$

– ahol $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ VAs/K a BOLTZMANN állandó, W_F a FERMI szint.

A FERMI-DIRAC eloszlásfüggvény néhány, nagyon alapvető feltételezés alapján vezethető le. Ezek:

- az elektronok megkülönböztethetetlenek,
- eleget tesznek a PAULI elvnek,
- termikus átlagenergiájuk szabadságfokonként $\frac{1}{2} kT$.

Ezen feltételek mellett (2.6) a legvalószínűbb eloszlást adja. A W_F FERMI szint energia mértékegységű állandó; értékét úgy kell megválasztani, hogy az $f(W)$ függvény használatával számolt betöltött állapot mennyiség éppen azonos legyen az összes vizsgált elektron számával.

A 2.9c. ábrán a FERMI függvényt is felrajzoltuk. Meggondolva most, hogy a ténylegesen betöltött állapotok sűrűségét a megengedett állapotok sűrűségének és a betöltési valószínűségnek a szorzata adja, a 2.9d. ábra szerint rajzolhatjuk fel a ténylegesen betöltött állapotok sűrűségét. Látható, hogy ez mind a vegyérték- mind a vezetési sávra nézve a sávszéltől a sáv belseje felé először növekvő, majd csökkenő, zérushoz tartó függvény. Ha most a teljes hordozó mennyiséget akarjuk számolni, ezen függvények

területét kell megállapítanunk (szürke területek az ábrán). Ezt az alábbi integrálok adják:

$$n = \int_{W_c}^{\infty} g_c(W) f(W) dW \quad , \quad (2.7a)$$

$$p = \int_0^{W_v} g_v(W) [1 - f(W)] dW \quad . \quad (2.7b)$$

Utóbbi integrállal a lyukak mennyiségét keressük, tehát a be *nem* töltés valószínűségével kell számolnunk, ezért az $1-f(W)$ tényező. A sávszéllel áttelenedes integrálási határok bátran lehetnek igen messze, hiszen az integrandus meredeken tart zérushoz.

A fenti két integrált (2.5) és (2.6) helyettesítése után kiértékelhetjük. Ha kizárjuk az extrém erős adalékolás esetét, a következő eredményre jutunk:

$$n = \text{const } T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right) \quad , \quad (2.8a)$$

$$p = \text{const } T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_F - W_v}{kT}\right) \quad . \quad (2.8b)$$

Ezt a számítást az elektronokra vonatkozóan megmutatjuk. Először közelítést vezetünk be a FERMI függvényre vonatkozóan:

$$f(W) \cong \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) \quad .$$

A közelítés addig jogos, amíg $W > W_F + 3kT$, ami a nem extrém adalékolás esetén mindig teljesül. Helyettesítsünk most az integrálba:

$$n = \text{const} \int_{W_c}^{\infty} \sqrt{W - W_c} \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right) dW \quad .$$

Térjünk át az $x = (W - W_c)/kT$ változóra!

$$n = \text{const} \cdot (kT)^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right) \int_0^{\infty} x^{1/2} \exp(-x) dx$$

Mivel a jobb oldalon álló, x szerinti integrál kiértékelhető (értéke $\sqrt{\pi}/2$), a (2.8a) összefüggést igazoltuk. (2.8b) hasonló módon vezethető le.

Szorozzuk össze n és p (2.8) kifejezését!

$$n \cdot p = \text{const} \cdot T^3 \exp\left(-\frac{W_c - W_F + W_F - W_v}{kT}\right) = \text{const} \cdot T^3 \exp(-W_g / kT) \quad (2.9)$$

Nagyon lényeges összefüggésre jutottunk: a *tömeghatás törvényére*. Eszerint az $n \cdot p$ szorzat egy adott anyagnál csak a hőmérséklettől függ, tehát állandó hőmérsékleten

állandó. Ha erőszakkal (adalékolással) megnöveljük például az elektron sűrűséget, a lyuksűrűség ennek arányában fog csökkenni.

Az intrinsic félvezető anyagban $n = p = n_i$. Ennek alapján szokásos a tömeghatás törvényének alábbi felírása is:

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (2.10)$$

A tömeghatás törvénye nagyon megkönnyíti a hordozó sűrűségek számítását. Nézzük meg ezt egy példán!

Szám példa. Egy szilícium mintában a donor adalék sűrűsége $N_d = 10^{17} / \text{cm}^3$, a hőmérséklet $T = 300 \text{ K}$. Mennyi az elektron- és a lyuksűrűség értéke? Mekkora az adalék atomok relatív sűrűsége?

A többségi hordozók sűrűségét az adalék sűrűség határozza meg, hiszen mellette az $n_i = 10^{10} / \text{cm}^3$ intrinsic koncentráció elhanyagolható. Tehát

$$n \approx N_d = 10^{17} / \text{cm}^3, \text{ és}$$

$$p = n_i^2 / n = 10^{20} / 10^{17} = 10^3 / \text{cm}^3.$$

Láttuk, hogy egy cm^3 szilícium kristályban $5 \cdot 10^{22}$ atom van, tehát a relatív adalék sűrűség $10^{17} / 5 \cdot 10^{22} = 2 \cdot 10^{-6}$, vagyis a Si tisztasága 0,999998.

A fenti példának több fontos tanulsága van. Az első az, hogy a félvezető anyagokban a többségi és a kisebbségi hordozók sűrűsége között sok-sok nagyságrendnyi a különbség. A példában szereplő $10^{17} / \text{cm}^3$ adalékolás közepesnek mondható, és már itt is 14 nagyságrend a sűrűség különbség elektronok és lyukak között. A másik megfigyelendő dolog az, hogy már igen csekély adalékolás is erőteljes hatással van a töltéshordozók számára. A kémiai értelemben szinte teljesen tiszta anyag (a példában majdnem 6-kilences tisztaságú) már közepesen erős adalékolásának bizonyul.

2.1.9. A FERMI szint helyzete

Nézzük először, hogy mekkora a W_F FERMI energia értéke az intrinsic félvezetőben! Mivel $n = p = n_i$, a (2.8a) és a (2.8b) kifejezés egyenlő kell legyen. Ebből

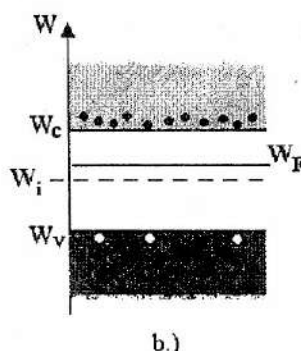
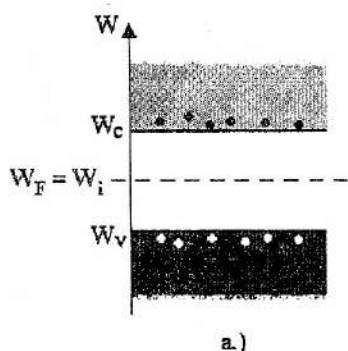
$$W_c - W_F = W_F - W_v,$$

amit átrendezve

$$W_F = \frac{W_c + W_v}{2} \quad (2.11)$$

Megállapíthatjuk, hogy intrinsic anyagban a FERMI szint éppen a tiltott sáv közepén helyezkedik el.⁶ Ezt a szintet a továbbiakban *intrinsic FERMI szintnek* nevezzük és W_F -vel jelöljük (lásd a 2.10a. ábrát is).

⁶ Az állítás nem teljesen pontos, a vegyérték- és a vezetési sáv töltéshordozóinak effektív tömege közti eltérés miatt. Az ezáltal behozott hiba azonban csekély.



2.10. ábra. A FERMI szint helyzete intrinsic és n típusú félvezetőkben

Nézzük meg most a donor adalék esetét! Az n elektronsűrűség (2.8a) összefüggéséből indulunk ki:

$$n = \text{const } T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_F}{kT}\right).$$

Az összefüggés tetszőleges adalékolásra, tehát az intrinsic esetre is igaz:

$$n_i = \text{const } T^{3/2} \exp\left(-\frac{W_c - W_i}{kT}\right). \quad (2.12)$$

A két összefüggés hányadosát képezve

$$\frac{n}{n_i} = \exp\left(\frac{W_F - W_i}{kT}\right). \quad (2.13)$$

Ebből az elektronsűrűséget így számolhatjuk:

$$n = n_i \exp\left(\frac{W_F - W_i}{kT}\right). \quad (2.14)$$

A lyuksűrűségekre hasonló gondolatmenettel az alábbi összefüggést kapjuk:

$$p = n_i \exp\left(-\frac{W_F - W_i}{kT}\right). \quad (2.15)$$

Látható, hogy a hordozó sűrűség közvetlen összefüggésben van a FERMI szint és a sávközép távolságával. Ha az anyag n típusú, a FERMI szint a sávközép felett van: annál magasabban, minél erősebb az adalékolás (2.10b. ábra). A p típusú anyagnál a FERMI szint a sávközép alatt van.

2.1.10. A hordozó sűrűség függése a hőmérséklettől

Vizsgáljuk meg, hogy hogyan függ a töltéshordozók sűrűsége a hőmérséklettől! A vizsgálat jelentőségét az adja, hogy félvezető eszközeink működését erősen befolyásolja

a hordozók mennyisége. A dióda, tranzisztor hőmérséklet függését tehát a hordozó sűrűség hőmérséklet függéséből fogjuk majd levezetni.

Először az $n \cdot p$ szorzat, illetőleg az azzal egyenértékű n_i^2 hőmérséklet függését vizsgáljuk meg. Kiindulásunk a (2.9) egyenlet:

$$n_i^2 = n \cdot p = konst \cdot T^3 \exp(-W_g / kT) \quad (2.16)$$

Deriváljuk ezt az összefüggést a T hőmérséklet szerint!

$$\frac{d}{dT} n_i^2 = konst \cdot \left(3T^2 \exp(-W_g / kT) + T^3 \exp(-W_g / kT) \frac{W_g}{kT^2} \right) \quad (2.17)$$

Ezt elosztva a (2.16) egyenlettel, rendezés után a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{d n_i^2}{n_i^2} = \left(3 + \frac{W_g}{kT} \right) \frac{dT}{T} \quad (2.18)$$

Hasonló módon igazolható az n_i -re vonatkozó alábbi összefüggés:

$$\frac{d n_i}{n_i} = \left(1,5 + \frac{W_g}{2kT} \right) \frac{dT}{T} \quad (2.19)$$

Ez a hőmérséklet függés meglehetősen erős! Hogy mennyire, azt a szilícium példáján nézzük meg.

Szám példa. Hány százalékkal változik szilíciumban az n_i^2 , ha a hőmérsékletet 1 fokkal növeljük?

Számoljuk ki először kT értékét szobahőmérsékletre, tehát $T = 300$ K esetére!

$$kT = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ VAs/K} \cdot 300 \text{ K} = 4,14 \cdot 10^{-21} \text{ VAs} = 0,026 \text{ eV} = 26 \text{ meV.}$$

Érdemes megjegyezni ezt az értéket, mert a továbbiakban igen sokszor fordul majd elő. Helyettesítsünk most a (2.18) egyenletbe:

$$\frac{d n_i^2}{n_i^2} = \left(3 + \frac{1,12}{0,026} \right) \frac{dT}{300} \approx 0,15 dT,$$

ami azt jelenti, hogy $dT = 1$ fok hőmérséklet növekedés 15 százalékkal növeli n_i^2 értékét.

A hőmérséklet változás erősen eltérő módon hat a többségi és a kisebbségi hordozók sűrűségére. A többségi hordozók mennyiségét gyakorlatilag a bevitt adalék mennyiség határozza meg. *A többségi hordozó sűrűség tehát kb. hőmérséklet független.* Az $n \cdot p = n_i^2$ tömeghatás törvénynek viszont teljesülnie kell, az egész növekedést tehát a kisebbségi hordozó sűrűség kell kiadja. *A kisebbségi hordozók sűrűsége igen erősen nő a hőmérséklettel (szilíciumban 15 %/°C ütemben).*

Szám példa. Egy korábbi példában kiszámoltuk, hogy szilíciumban $N_d = 10^{17} / \text{cm}^3$ donor adalékolás mellett, szobahőmérsékleten a hordozó sűrűségek $n = N_d = 10^{17} / \text{cm}^3$, $p = n_i^2 / n = 10^3 / \text{cm}^3$. Hogyan változik n és p , ha a hőmérséklet 25 fokkal növekszik?

$$n = N_d = 10^{17} / \text{cm}^3 \quad - \quad \text{változatlan!}$$

$$n_i^2 = 10^{20} \cdot 1,15^{25} = 33 \cdot 10^{20}$$

$$p = n_i^2 / n = 33 \cdot 10^{20} / 10^{17} = 3,3 \cdot 10^4 / \text{cm}^3 \quad - \quad 33\text{-szorosára növekedett.}$$

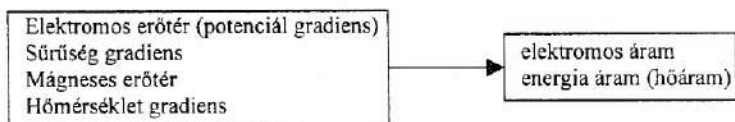
2.2. Áramok a félvezetőben

A félvezető anyagban a töltéshordozók több okra visszavezethetően hozhatnak létre makroszkópikus áramot. Ezek közül itt azzal a két áramlás fajtával foglalkozunk, amelyeknek az eszközök működésében jelentős a szerepe. Ezek:

- a sodródási áram, amit az elektromos térerősség kelt,
- a diffúziós áram, ami a hordozók sűrűség gradiense folytán jön létre.

A többi áramlás típus szerepe a közönséges félvezető eszközökben másodrendű.

Röviden összefoglaljuk ezeket a további hatásokat. A töltéshordozókat határozott irányú áramlásra készíthetjük még a hőmérséklet gradiense is. A mágneses erőter is befolyásolja a töltéshordozók áramlását. Gondolnunk kell arra is, hogy az áramló elektronok, lyukak nem csupán töltést szállítanak. Mozgási energiájuk is van, tehát energiát is transzportálnak. Vagyis nagy ható tényező következtében két dolog áramlása jön létre:

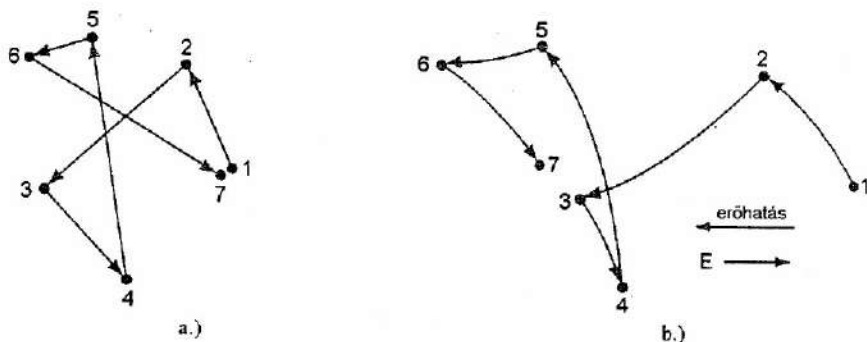


A kialakuló hatások összességét nevezzük *kombinált transzportjelenségeknek*. Néhány példát sorolunk fel. Elektromos áram és reá merőleges mágneses erőter jelenlétében lép fel a HALL hatás: az áramfolyásra merőlegesen térerősséget észlelünk, potenciálkülönbséget mérhetünk. Ha egy vezető hurok két, különböző anyagból áll és a kontaktusai eltérő hőmérsékleten vannak, a hurokban feszültséget mérhetünk; ez a SEEBECK feszültség. Ha két különböző anyag kontaktusán áramot hajtunk át, a kontaktus hőt termel vagy a környezettől hő von el; ez a PELTIER jelenség, amely szilárdtest hűtőegységek építésére használható fel.

2.2.1. A sodródási áram

A félvezető anyagban a hordozók termikus energiájuk folytán rendezetlen hőmozgást végeznek, ahogyan azt a 2.11a. ábra érzékeltetni próbálja. Ütközések során sebességük nagysága és iránya rendszertelenül változik. Ha nincs külső térerősség, e mozgásból nem lesz makroszkópikus áram, mert az elektronok kb. ugyanoda térnek vissza, ahonnan indultak, elmozdulásuk statisztikusan kiegyenlítődik. Ha viszont van térerősség, akkor e rendszertelen mozgásra egy határozott tendenciájú elmozdulás szuperponálódik. Minden két ütközés között a hordozó egy kicsit gyorsul az erőhatás

irányában, majd az újabb ütközés sebességét megint rendezetlen irányúvá teszi (2.11b. ábra). Az elektron tehát rendszertelen hőmozgást végez, de közben sodródik az erőhatás irányában. Innen a *sodródási* (angolul *drift*) áram elnevezés.



2.11. ábra. A sodródási áram magyarázatához

A sodródási áram a töltéshordozók elektromos térerősség hatására létrejövő áramlása. A hordozók térerősség irányú átlagsebessége (ami sokkal kisebb, mint a hőmozgás sebessége) első közelítésben arányos a térerősséggel:

$$\bar{v}_s = \mu \bar{E} \quad , \quad (2.20)$$

ahol a μ szorzó a töltéshordozó *mozgékonytsága*. A mozgékonytság mértékegysége m^2/Vs , nagyságrendje a szokásos félvezető anyagoknál $0,01 - 0,5 \text{ m}^2/\text{Vs}$ körül van. Értéke elektronokra és lyukakra különböző. Mindig abszolút értékével vesszük számításba (tehát az elektronoknál, amelyek negatív töltésük folytán a térerősséggel ellentett irányban mozognak, a mozgékonytságot pozitív értéként adjuk meg).

Az áramsűrűség számításánál az alábbi összefüggésből indulunk ki:

$$\bar{J} = \rho \bar{v} \quad , \quad (2.21)$$

ahol ρ a hordozók töltéssűrűsége, $\bar{v}$ az áram irányába eső átlagsebességük. Ezt az áramsűrűséget külön számoljuk ki az elektronokra és a lyukakra, majd a kettőt összegezzük:

$$\begin{aligned} \bar{J}_n &= q n \mu_n \bar{E} \quad , & \bar{J}_p &= q p \mu_p \bar{E} \quad , \\ \bar{J} &= q (n \mu_n + p \mu_p) \bar{E} \quad . \end{aligned} \quad (2.22)$$

Látható, hogy a töltéssűrűségeket qn illetve qp formában számoltuk. Az elektronok mozgékonytságát μ_n , a lyukakét μ_p jelöli. A két áramsűrűséget összegeznünk kellett, mert bár az elektronok ugyanazon térerősség hatására ellentétes irányban mozognak mint a lyukak, de az általuk szállított töltés előjele is ellentétes.

Ha a (2.22) egyenletet összehasonlítjuk a $\bar{J} = \sigma_e \bar{E}$ differenciális OHM törvénnyel, akkor felírhatjuk a félvezető anyag fajlagos vezetőképességének képletét:

$$\sigma_e = q (n \mu_n + p \mu_p) \quad . \quad (2.23)$$

A szintén gyakran használt fajlagos ellenállás természetesen ennek a reciproka:

$$\rho_e = 1/\sigma_e \quad (2.23a)$$

A (2.23) összefüggés zárójeles részében nyilvánvalóan az a tag a domináló, amelyik a többségi hordozókhoz tartozik. Mondhatjuk, hogy a fajlagos vezetőképességet a többségi hordozók sűrűsége, tehát az adalék sűrűsége határozza meg.

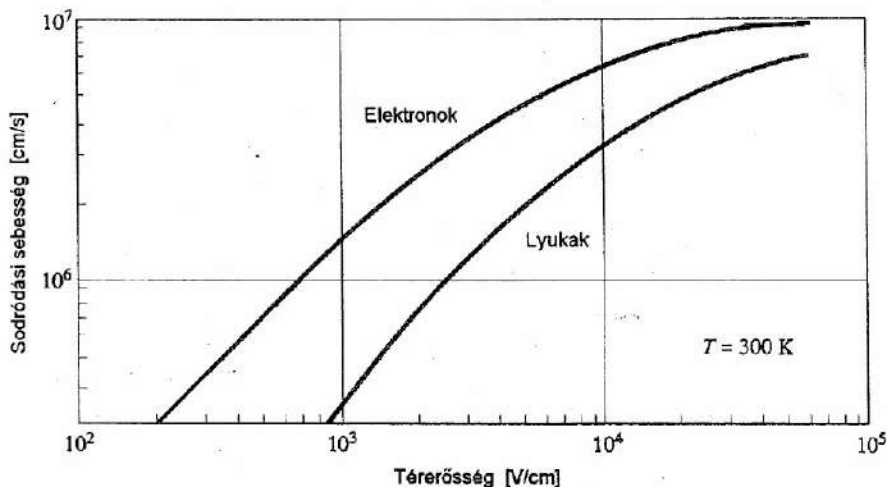
Szám példa. Határozzuk meg annak a szilícium mintának a fajlagos vezetőképességét, amelynek donor adalék sűrűsége $10^{15} / \text{cm}^3$. További adatok: $\mu_n = 0,12 \text{ m}^2/\text{Vs}$, $\mu_p = 0,025 \text{ m}^2/\text{Vs}$.

A hordozó sűrűségek $n = 10^{15} / \text{cm}^3$, $p = n_i^2/n = 10^5 / \text{cm}^3$. A fajlagos vezetőképesség

$$\sigma_e = 1,6 \cdot 10^{-19} (10^{21} \cdot 0,12 + 10^{11} \cdot 0,025) = 19,2 \text{ A/Vm}.$$

Az ilyen típusú számításoknál ügyeljünk arra, hogy a hordozó sűrűségeket $1/\text{m}^3$ egységben kell helyettesítenünk!

A sodródási sebesség és a térerősség között bevezetett (2.20) lineáris összefüggés csak első közelítésben igaz. Nagy térerősségeknél, amikor a sodródási sebesség már megközelíti a hordozók hőmozgásának sebességét, a sodródási sebesség növekedése lelassul. A 2.12. ábrán látjuk a Si elektronjainak és lyukainak sodródási sebességét a térerősség függvényében.



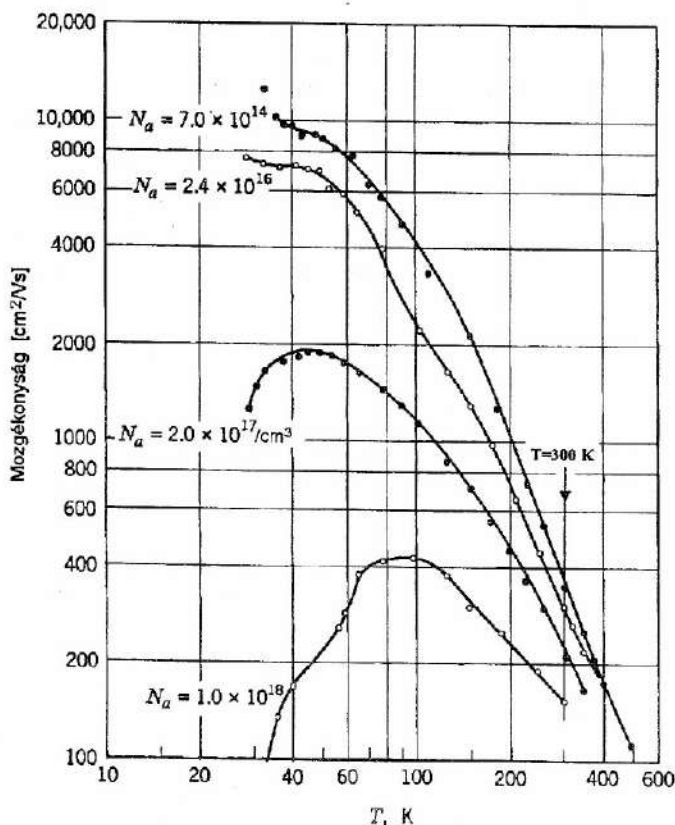
2.12. ábra. Sodródási sebesség a térerősség függvényében (Si, 300 K)

A mozgékonyság értéke a hőmérséklettől és az adalék sűrűségtől is függ. Ennek magyarázata a következő. A hordozók mozgását az ütközések gátolják. Az ütközéseknek két oka lehet. Az egyik a kristályrács periodikus potenciálterének szabálytalansága, ami a rács termikus rezgéseire, tehát a hőmérsékletre vezethető vissza.

A másik az "idegen" adalék atomok körüli, lokálisan szabálytalan potenciáltér. Ha az első a domináló, rácsmozgékonyaságról beszélünk, ha a második, szennyezéses (adalékolt) mozgékonyaságról. Jellegetes diagramot mutatunk be a szilícium lyukmozgékonyására vonatkozóan a 2.13. ábrán. Látható, hogy növekvő adalékolással a mozgékonyaság csökken. Azt is látjuk, hogy szobahőmérsékleten, tehát $T = 300$ K környékén a hőmérséklet növekedtével a mozgékonyaság csökken. Itt a rácsmozgékonyaság tartományában vagyunk, amire elméleti számítások a

$$\mu \sim T^{-3/2} \quad (2.24)$$

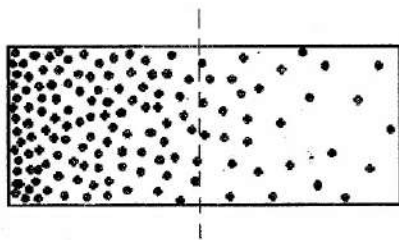
összefüggést adják. Lényeges következtetés: szilíciumnál a hőmérséklet növekedtével a mozgékonyaság és ezzel a fajlagos vezetőképesség csökken – vagyis a szilícium ellenállások értéke növekszik, ha a hőmérséklet nő.



2.13. ábra. Lyukmozgékonyaság Si-ban, a hőmérséklet és az adalékolás függvényében

2.2.2. A diffúziós áram

A töltéshordozók sűrűség különbsége is képes áramlás létrehozására. Tekintsük a 2.14. ábrát! A vizsgált félvezető darab bal oldalán az elektronsűrűség nagy, a jobb oldalon kisebb. A minta szobahőmérsékleten van, az elektronok tehát hőmozgást végeznek. Figyeljük most a minta közepén szaggatott vonallal jelölt határfelületet! A szaggatott vonal bal- és jobb oldalán egyforma a hőmozgás intenzitása; azonos tehát annak valószínűsége, hogy egy bal oldali elektron jobbra haladva, vagy egy jobb oldali elektron balra haladva átlépje a szaggatott vonalat. Azonban, mivel a bal oldalon több elektron van, időegység alatt több átlépés várható balról jobbra, mint jobbról balra. Ezért okoz a sűrűség különbség áramlást, ezt nevezzük *diffúziós áramnak*.



2.14. ábra. A diffúziós áram magyarázatához

Közelebbi vizsgálattal megállapítható, hogy a diffúziós áram a sűrűség térbeli deriváltjával, gradiensevel arányos. Az elektronok diffúziós áramsűrűsége

$$\overline{J_n} = q D_n \overline{\text{grad } n} \quad (2.25)$$

ahol D_n az elektronok *diffúziós állandója*, mértékegysége m^2/s . Hasonló módon írhatjuk lyukakra:

$$\overline{J_p} = -q D_p \overline{\text{grad } p} \quad (2.26)$$

A negatív előjel magyarázata: a gradiens vektor a nagyobb függvény értékek felé mutat, míg a diffúziós áramlás a kisebb sűrűségű hely felé mutató áramirányt jelent. Az elektronokra vonatkozó (2.25) egyenletben az elektron negatív töltése miatt áll mégis pozitív előjel.

Mind a diffúziós állandó, mind a sodródási áram kapcsán megismert mozgékonyság arra jellemző, hogy különböző hatások milyen könnyen tudják áramlásra készíteni a hordozókat. Nem meglepő tehát, hogy a diffúziós állandó és a mozgékonyság között szoros összefüggés van, arányosak egymással:

$$D = \frac{kT}{q} \mu \quad (2.27)$$

Ezt az egyenletet nevezzük EINSTEIN összefüggésnek.

Az arányossági tényezőként szereplő kT/q mennyiségnek kitüntetett szerepe van a félvezető eszközök elméletében: *termikus feszültségnek* nevezzük, jele U_T . Számoljuk ki az értékét szobahőmérsékletre!

$$U_T = \frac{kT}{q} \Big|_{T=300K} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} [\text{VAs/K}] \cdot 300[\text{K}]}{1,6 \cdot 10^{-19} [\text{As}]} \approx 0,026 \text{ V} = 26 \text{ mV}$$

Ezzel a 26 mV értékű állandóval igen sok helyen találkozunk a későbbiekben.

A (2.27) egyenletből az is kiolvasható, hogy a diffúziós állandó arányos kT -vel, vagyis a termikus átlag energiával. Ez megfelel várakozásunknak, hiszen láttuk a diffúziós áram magyarázatánál, hogy a jelenségben a hőmozgásnak fontos szerepe van.

Félvezető eszközeinkben a teljes áramsűrűséget (tehát együtt a sodródási és a diffúziós áramot) az alábbi formában számolhatjuk:

$$\overline{J_n} = qn\mu_n \overline{E} + q D_n \overline{\text{grad } n} \quad (2.28)$$

$$\overline{J_p} = qp\mu_p \overline{E} - q D_p \overline{\text{grad } p} \quad (2.29)$$

2.2.3. Generáció, rekombináció, folytonossági egyenletek

A 2.3. ábra kapcsán rámutattunk, hogy a vegyértéksáv és a vezetési sáv között folytonos elektron forgalom van: elektronok ugranak fel a vezetési sávba (generáció), majd később egy lyukkal találkozva visszaesnek a vegyértéksávba (rekombináció). Most számszerűsítjük ezeket a folyamatokat. Először két definíciót adunk.

Generációs rátának nevezzük a térfogategységben és időegység alatt generálódott töltéshordozók számát. Jele g_n illetőleg g_p elektronokra, illetve lyukakra, mértékegysége $1/\text{m}^3\text{s}$.

Rekombinációs rátának nevezzük a térfogategységben és időegység alatt rekombinálódott töltéshordozók számát. Jele r_n illetőleg r_p elektronokra, illetve lyukakra, mértékegysége $1/\text{m}^3\text{s}$.

A rekombináció gyorsaságára jellemző, hogy egy elektron mennyi időt tud a vezetési sávban tölteni, mielőtt rekombinálnának. Ez az idő természetesen statisztikus eloszlást mutat; átlagos értékét nevezzük *élettartamnak*. Megkülönböztetünk elektron- és lyuk élettartamot; jelölésük τ_n illetőleg τ_p . Az élettartam befolyásolható a tiltott sáv közepén megengedett állapotokat (úgynevezett rekombinációs centrumokat), létrehozó szennyezéssel; értéke durván 1 ns és 1 μs között mozog.

A rekombinációs ráta könnyen számolható az élettartam ismeretében. Ha egy elektron élettartama τ_n , akkor az igen kicsiny dt idő alatti rekombinációjának valószínűsége dt/τ_n . A térfogategység n elektronjából dt idő alatt $n \cdot dt/\tau_n$ rekombinálódik, tehát egységnyi idő alatt n/τ_n . Ezzel a rekombinációs ráta

$$r_n = \frac{n}{\tau_n} \quad , \quad \text{és a lyukakra hasonlóan} \quad r_p = \frac{p}{\tau_p} \quad (2.30)$$

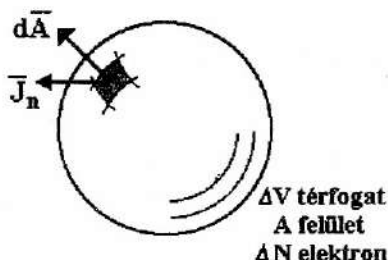
Ha a generációs ráta nagyobb, mint a rekombinációs ráta, a töltéshordozók száma növekszik, fordított esetben csökken. Az egyensúly, az időben változatlan töltéshordozó szám feltétele tehát az, hogy generáció és rekombináció éppen egyenlő legyen. Ennek

alapján az egyensúlyi hordozó sűrűségből a generációs ráta is számolható. Például elektronokra

$$g_n = r_n|_{\text{egyensúly}} = \frac{n_0}{\tau_n}, \quad (2.31)$$

ahol n_0 az egyensúlyi elektron sűrűség.

A folytonossági egyenlet. Figyeljük most az elektronok áramlását a félvezető anyag egy kicsiny, ΔV térfogatú térrészában! A vizsgált térrész felülete A , és benne ΔN elektron van (2.15. ábra). Szeretnénk megállapítani, hogy ez a ΔN elektronszám hogyan változik az idő teltével.



2.15. ábra. A folytonossági egyenlet levezetéséhez

Kvalitatíve könnyen átgondolható, hogy mi okozza ΔN megváltozását. Az A felületen be- és kiáramló elektron mennyiség mérlege zérustól eltérő lehet, ezen felül a térrészben mind generáció, mind rekombináció végbemegy. Mindezeket matematikai formában felírva

$$\frac{d}{dt} \Delta N = -\frac{1}{-q} \oint_A \overline{J_n} \cdot d\overline{A} + g_n \cdot \Delta V - \frac{n}{\tau_n} \Delta V. \quad (2.32)$$

A jobb oldal első tagja a zárt A felületen átáramló teljes részecskeszámot adja (az áramot $-q$ -val osztottuk, hogy elektron számra jussunk, a további negatív előjelet a kifelé mutató $d\overline{A}$ felület elem magyarázza). A második tag a generációt, a harmadik a rekombinációt képviseli. Az egyenlet kisebb átrendezésével az alábbiakra jutunk:

$$\frac{d}{dt} \frac{\Delta N}{\Delta V} = \frac{1}{q} \frac{1}{\Delta V} \oint_A \overline{J_n} \cdot d\overline{A} + g_n - \frac{n}{\tau_n}. \quad (2.32a)$$

Ha ΔV tart zérushoz, a bal oldalon $\Delta N/\Delta V$ az n elektron sűrűséghez tart, ugyanakkor a jobb oldal első tagján belül felismerhetjük a divergencia definícióját. Ezzel az elektronokra vonatkozó folytonossági egyenletre jutottunk:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \operatorname{div}(\overline{J_n}) + g_n - \frac{n}{\tau_n}. \quad (2.33a)$$

A lyukak folytonossági egyenlete hasonló gondolatmenettel vezethető le:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(\overline{J_p}) + g_p - \frac{p}{\tau_p} \quad (2.33b)$$

2.2.4. Diffúziós egyenlet, diffúziós hosszúság

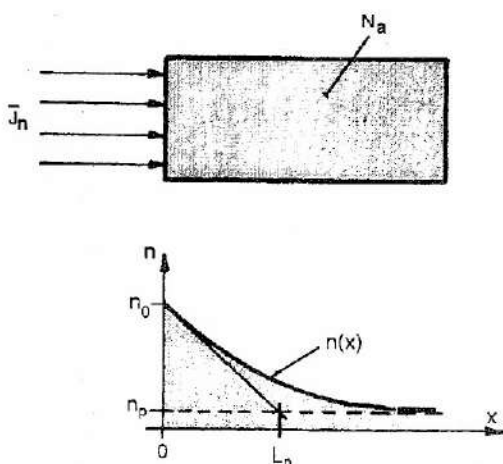
Ha a fenti két folytonossági egyenletbe behelyettesítjük a teljes áramsűrűség (2.28) és (2.29) összefüggését, a diffúziós egyenletekre jutunk:

$$\frac{dn}{dt} = \mu_n \operatorname{div}(n\overline{E}) + D_n \operatorname{divgrad} n + g_n - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.34)$$

$$\frac{dp}{dt} = -\mu_p \operatorname{div}(p\overline{E}) + D_p \operatorname{divgrad} p + g_p - \frac{p}{\tau_p} \quad (2.35)$$

A diffúziós egyenletek parciális differenciálegyenletek a helytől és az időtől függő elektron- és lyuksűrűségekre. Látni fogjuk majd, hogy központi szerepet játszanak a félvezető eszközök elméletében. Stacionárius illetve időfüggő megoldásaik alapján származtatjuk majd sok félvezető eszköz egyenáramú karakterisztikáját és tranziens viselkedését.

Oldjuk most meg az elektronokra vonatkozó diffúziós egyenletet a 2.16. ábrán vázolt egyszerű helyzetre! Egy homogén, p típusú félvezető tömbbe az $x = 0$ helyen folyamatosan, állandó áramsűrűséggel elektronokat kényszerítünk, „injektálunk”. Az így behatoló elektronok megnövelik a kisebbségi hordozók sűrűségét. Diffúzióval továbbhaladnak, közben a többségi lyukakkal rekombinálódván egyre fogynak. Eloszlásuk az ábrán vázolt jellegű.



2.16. ábra. Elektron injektálás, diffúziós hosszúság

Kérdéseink:

- Pontosan milyen a beinjektált elektronok $n(x)$ eloszlása?
- Átlagosan milyen mélységig hatolnak be ezek az elektronok, mielőtt rekombinálnának?

Mivel állandó árammal injektálunk, a folyamat stacionárius, $dn/dt = 0$. A félvezető darabban térerősségre nem kell számítanunk, mert a beinjektált elektronok negatív töltését semlegesítik az odaáramló többségi lyukak. Mindezek figyelembe vételével az elektronokra vonatkozó diffúziós egyenlet

$$0 = D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{n_0}{\tau_n} - \frac{n}{\tau_n} \quad (2.36)$$

Ez lineáris differenciálegyenlet, amelynek megoldása exponenciális függvény. Visszahelyettesítéssel meggyőződhetünk róla, hogy a megoldás (az ábrán látható határfeltételekhez is illesztve):

$$n(x) = n_p + (n_0 - n_p) \exp(-x / \sqrt{D_n \tau_n}) = n_p + (n_0 - n_p) \exp(-x / L_n) \quad (2.37)$$

ahol

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad (2.38)$$

Az így bevezetett L_n mennyiség az elektronok *diffúziós hosszúsága*. Szemléletes értelmezését a 2.16. ábrán látjuk. Részletesebb vizsgálattal megállapítható, hogy ez az átlagos távolság, ameddig az injektált elektronok bediffundálnak a p típusú anyagba, mielőtt rekombinálnának.

Számpélda. Egy n típusú félvezető felületének egy pontján fotogerjesztéssel lyuk-elektron párokat hozunk létre. Mekkora úthosszon csökken le a gerjesztett kisebbségi hordozók koncentrációja e -ad részére, ha diffúziós állandójuk $8 \text{ cm}^2/\text{s}$ és élettartamuk $5 \mu\text{s}$?

n típusú félvezetőben a lyukak a kisebbségi hordozók és a diffúziós hosszban belül csökken a koncentrációjuk e -ad részre. A (2.38) képlethez hasonló összefüggésből:

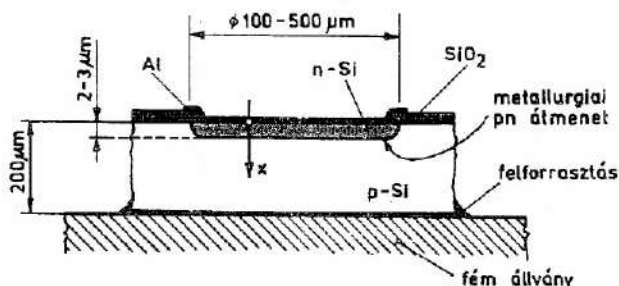
$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p} = \sqrt{8 \cdot 10^{-4} \cdot 0,5 \cdot 10^{-6}} = 10^{-5} \sqrt{4} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m} = 20 \mu\text{m}$$

3. A PN ÁTMENET

3.1. A pn átmenet struktúrája

A pn átmenet a félvezető eszközök egyik legfontosabb szerkezeti eleme. Alkalmazzák diódaként, kapacitásként, különféle erősítő eszközökben, egyes félvezető részek egymástól való elszigetelésére stb. A pn átmenet (junction) egy félvezető darabnak azt a határát jelenti, amelyben egymás közvetlen szomszédságában egy p és egy n típusú adalékolású zóna helyezkedik el. A pn átmeneteket egykristályos félvezető anyagban alakítják ki. A félvezető darab egyik oldala tehát n , a másik p adalékolású, de ettől függetlenül, a teljes félvezető darab szabályos egykristály szerkezetű, még a p és az n adalékolású részek határán is.

A pn átmenet ma szokásos struktúráját az ún. planáris technológiával, diffúzióval készült félvezető diódán mutatjuk be (3.1. ábra). (Megjegyzendő, hogy eszközeinkben más módon: ionimplantációval, epitaxiális rétegnövesztéssel előállított átmenetek is gyakoriak.) Az előállítás során homogén adalékolású, gyenge n vagy p típusú félvezető lapkából indulunk ki. Esetünkben ez p típusú legyen. A lapka 2-3 μm mélységű felületi zónájába magas hőmérsékleten donoratomokat (pl. foszfor) diffundáltatunk. Ezzel a felület közelében egy n típusú félvezető zóna és ennek határán egy pn átmenet alakult ki. A diffúziót nem a lapka teljes felületén, hanem csak egy kisebb területen tesszük lehetővé. A 3.1. ábrán ez egy kör alakú terület; átmérője 100-500 μm . A felület további részét SiO_2 réteg takarja, ez "maszkol" a diffúzióval szemben. A további technológiai részletekkel a Mikroelektronika anyagrészen foglalkozunk majd.



3.1. ábra. Planáris dióda metszete

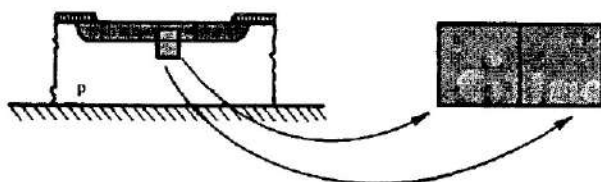
A félvezető lapka felületét szilíciumdioxid védő réteg fedi. Ezt az n zóna egy része felett eltávolítottuk - "ablakot nyitottunk" felette - azért, hogy az n réteghez alumínium fémmezéssel csatlakozhassunk, ohmos kontaktust készíthessünk hozzá. Diszkrét¹ diódában a p réteg elektromos kivezetése azon a fém alaplемеzen, "állványon" át történik, amelyre a félvezető lapkát felforrasztják.

A 3.1. ábrán kijelöltük azt a vonalat, ahol a donoratomok sűrűsége éppen kiegyenlíti az

¹ Egyedileg tokozott (nem integrált áramköri)

eredetileg meglevő akceptoradalek koncentrációját. Ezt a vonalat (pontosabban felületet) nevezzük *metallurgiai pn átmenetnek*. E határfelület egyik oldalán n , másik oldalán p típusú a félvezető egykristály.

Figyeljük meg a 3.1. ábra planáris diódájának geometriai viszonyait! Az átmenet néhány μm mélységben van; felületirányú kiterjedése ugyanakkor néhány száz μm . Kifejezetten "lapos" struktúráról van tehát szó. (Még inkább, mint ahogyan az a 3.1. ábrán látható! – metszeti rajzainkat ugyanis kénytelenek vagyunk torzítani, a felület környezetét függőleges irányban "széthúzni", máskülönben a számunkra leginkább lényeges részlet, a pn átmenet környezete elveszne az ábrán.) Ez a "lapos" struktúra egyben azt is jelenti, hogy a pn átmenet felületének legnagyobb részén sík felület a p és az n oldal közti metallurgiai határ. A széleken ugyan görbült felületet alkot a metallurgiai átmenet, de ennek összfelülete a teljes átmenethez viszonyítva csak néhány százalék. Rendszerint nem követünk el tehát számottevő hibát, ha további számításainkban csak a sík pn átmenetre korlátozzuk magunkat. E síkkal párhuzamos irányokban minden mennyiséget (adalekolás, elektronkoncentráció stb.) állandónak tekintünk, helyfüggést csak az átmenet síkjára merőleges irányban veszünk figyelembe. Más szóval a valóságos pn átmenetből a 3.2. ábra szerint képzeletben kihalított félvezető hasábon, egydimenziós vizsgálat formájában végezzük számításaink legtöbbjét. (Kivételek természetesen vannak: a letörési jelenségek pontos számításánál pl. figyelembe kell venni a pn átmenet peremét, ahol a görbültség miatt a térerősség nagyobb.)



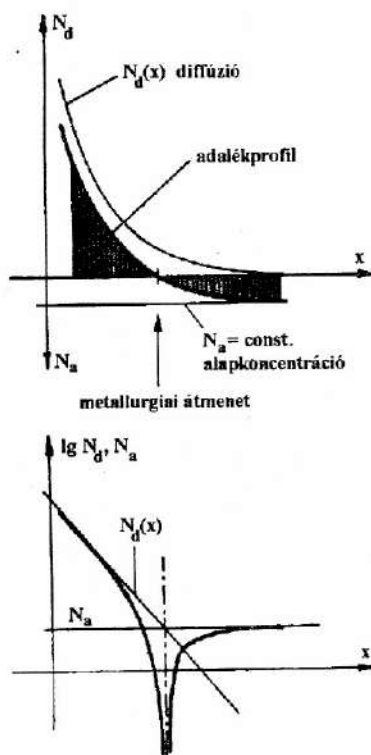
3.2. ábra. A valóságos pn átmenet és a vizsgált részlet.

A pn átmenet sokféle technológiával létrehozható. Az előállítás módjától függően más és más lehet a p illetve n adalekkoncentráció mértéke és helyfüggése a metallurgiai átmenet két oldalán. Ez – mint majd látni fogjuk – a pn átmenet kvalitatív tulajdonságaiba (pl. abba a ténybe, hogy az átmenet egyenirányít, vagy hogy kapacitása van) nem szól bele. Erőteljesen befolyásolja viszont a számszerűen megfogalmazható tulajdonságokat (a pn átmenet árama adott feszültségnél, a kapacitás értéke stb.). Kvantitatív vizsgálatainknál tehát figyelembe kell vennünk az adott pn átmenet adalekolásának helyfüggését. Ezt a helyfüggést a pn átmenet ún. *adalekprofilja* segítségével adjuk meg.

Vegyük fel a síknak tekintett metallurgiai átmenetre merőlegesen az x koordinátatengelyt (3.1. ábra)! Ábrázoljuk külön koordináta-rendszerben az adalekkoncentráció helyfüggését a most kijelölt x tengely mentén! Ezt a függvényt nevezzük adalekprofilnak (3.3. ábra).

Az adalekprofil függvény lefutása többé-kevésbé jellemző a technológiára, amivel az átmenet készült. Tekintsük pl. a 3.1. ábrán vázolt, diffúzióval létrehozott átmenetet! A p

p -típusú alaplemez konstans adalékolású ($N_a = \text{const.}$ vonal a 3.3. ábrán). Ehhez adódik az n -diffúzió hatása, ami a felülettől távolodva csökkenő, durván exponenciális eloszlást eredményez ($N_d(x)$). Vastag vonallal rajzoltuk a kettő különbségét, a nettó adalékprofil. Ez az *adalékprofil*.



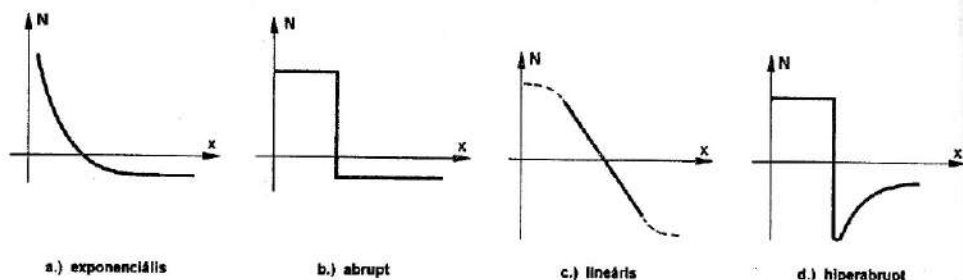
3.3. ábra. A pn átmenet adalékprofilja, lineáris és logaritmikus ábrázolásban

Az adalékprofil függvényt sokszor logaritmikus léptékű függőleges tengelyű koordináta-rendszerben ábrázoljuk. Ez kényszerűség, mert gyakran 4-5 nagyságrendet átfogó tartományba esnek a profil ábrázolandó adalékkoncentrációi. A 3.3. ábrán logaritmikus ábrázolásban is megismételtük az előbb megszerkesztett adalékprofil.

A diffúziós technológiával előállított, most bemutatott adalékprofil közelítőleg exponenciális profilnak tekinthetjük. Más technológia más jellegű adalékprofilra vezet. Például az ún. epitaxiális rétegnövesztéssel előállított pn átmenetknél az egyik oldal konstans p típusú adalékolása hirtelen ugrással, tized mikronon belül megy át a másik oldal szintén állandó, n típusú adalékolásába (3.4b. ábra). Ilyen esetben beszélünk *ugrásszerű* (abrupt) pn átmenetről.

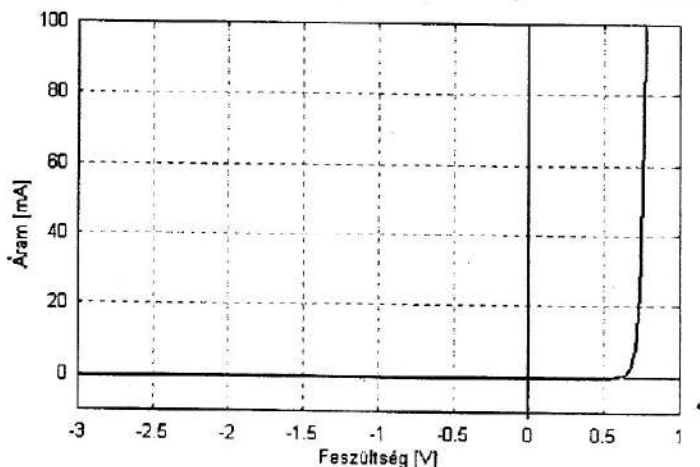
Lineáris adalékprofilról beszélünk, ha a metallurgiai átmenet környezetében lineáris az adalékkoncentráció helyfüggvény (3.4c. ábra). Az exponenciális profil (3.4a ábra) egy rövid szakaszon lineárisnak tekinthető. Azt a struktúrát, amelynél az átmenethez

közeledve, az egyik oldal adalékolása egy szakaszon növekszik, *hiperabrupt* átmenetnek nevezzük (3.4d. ábra).



3.4. ábra. Különböző adalékprofilok

A *pn* átmenet egyik legfontosabb tulajdonsága az, hogy egyenirányítóként viselkedik. Ha a *p* oldalra pozitív potenciált kapcsolunk az *n* oldalhoz képest, az átmeneten viszonylag kis feszültségesés mellett (Si-nél 0,6-0,8 V) nagy áramok folynak. Ez a pozitív potenciál a *nyitófeszültség*. Ellentétes feszültségpolaritásánál (*zárófeszültség*) több tíz, sőt több száz V-os feszültségekig alig-alig folyik áram (Si-nél nanoamper/mm² nagyságrend). A *pn* átmenet áram-feszültség karakterisztikáját a 3.5. ábrán látjuk.



3.5. ábra. Szilícium *pn* átmenet karakterisztikája

A tapasztalat szerint a *nyitó* áram széles tartományban exponenciálisan függ a feszültségtől:

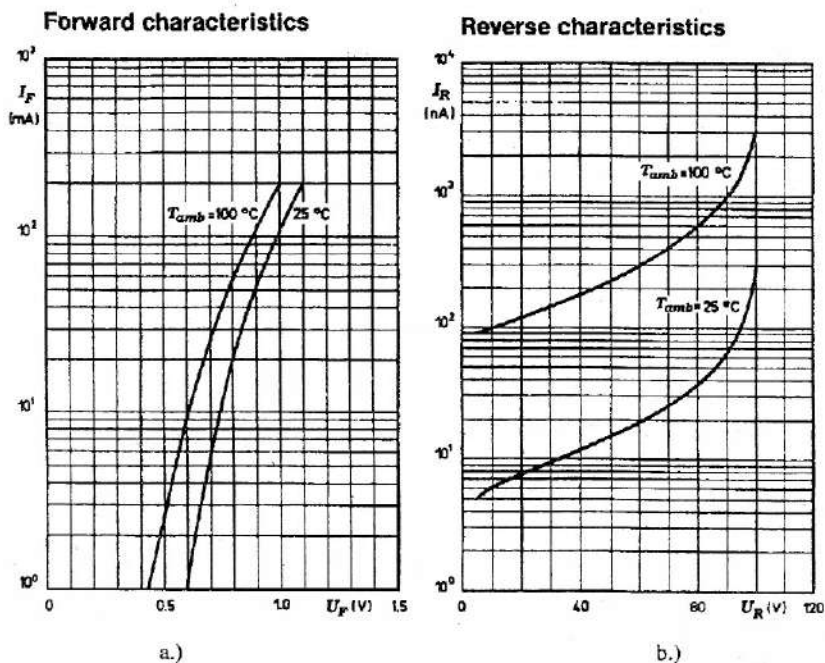
$$I \sim \exp(U / U_T) \quad (3.1)$$

ahol az U_T állandó az előző fejezetben megismert termikus feszültség.

Tekintettel az exponenciális jellegre, a *pn* átmenet karakterisztikájának *nyitó* irányú részét általában logaritmikus koordináta-rendszerben ábrázoljuk. Ilyen karakterisztikát látunk a 3.6a. ábrán, az 1N4151 típusú diódára vonatkozóan. A *pn* átmenet

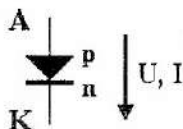
nyitófeszültségét és áramát általában az F indexszel jelöljük, az ábrán is így látható (F = forward).

A dióda záró karakterisztikájára a 3.6b. ábrán látunk példát. Figyeljük meg, hogy az áramok most nagyon kicsinyek: a 10-100 nA tartományba esnek. A záró tartomány áramát és feszültségét az R indexszel jelöljük (R = reverse). A záró áram és feszültség természetesen negatív; az ábra mindkét tengelyén abszolút érték áll.



3.6. ábra. Az 1N4151 típusú dióda a., nyitó- és b., záró karakterisztikája

Ismerekedjünk meg a pn átmenet (a dióda) jelképi jelölésével és a mérőirány konvencióval. A jelképet a 3.7. ábrán látjuk.² Nem nehéz felismerni benne a korai, tús diódára való utalást: félvezető lapka, a mérőleges tüheggel. A tühegy alkotta nyíl a p rétegtől az n réteg felé mutat. Jegyezzük ezt meg jól, mert minden további félvezető eszköz szimbólumánál is így lesz! Az áram és a feszültség mérőiránya a p rétegtől az n réteg felé mutató, tehát a szimbólum nyilvégével egyező irányú. Ezen mérőirány mellett a nyitó áram mindig pozitív, a záró áram negatív. Egyes esetekben még találkozunk az A = anód, K = katód megjelöléssel is.



3.7. ábra. A dióda jelképi jelölése (szimbóluma)

² A fontosabb félvezető eszközök szabványos jelképi jelölését a B függelékben adtuk meg.

A következőkben elméleti úton fogjuk megállapítani a pn átmenet áram-feszültség karakterisztikáját. Látni fogjuk, hogy a (3.1) összefüggéshez hasonló jellegű karakterisztika egyenletre jutunk.

3.2. A pn átmenet sztatikus viszonyai

3.2.1. Diffúziós potenciál, kontaktpotenciál

A pn átmenet tanulmányozásának első lépéseként azt az esetet vizsgáljuk meg részletesen, amikor külső feszültség nincs a struktúrán, tehát a p és az n réteghez csatlakozó fém kontaktusok azonos potenciálon vannak. Feltételezzük azt is, hogy az egész félvezető struktúra azonos hőmérsékleten van. A rendszer így termikus egyensúlyi állapotban van; makroszkópikus áram nem folyik.

Ez az egyensúlyi állapot azonban nem jelenti azt, hogy a térerősség mindenütt nulla, sem azt, hogy ne lennének jelen belső potenciálkülönbségek. Ez az állítás a pn átmenet környezetére vonatkozóan a legnyilvánvalóbb. Az átmenet két oldala között ugyanis igen nagy hordozósűrűség különbségek állnak fenn. Az n oldalon nagy az elektronsűrűség, a p oldalon viszont (ahol lyukak a többségi hordozók) kicsi. Ugyanez fordítva áll a lyukkonzentrációra. A sűrűséggradiensek erőteljes diffúziós áramot okoznak: a p rétegből lyukak diffundálnak az n réteg felé, az n rétegből pedig elektronok a p réteg felé. (Vegyük észre, hogy ez a kétféle töltésáramlás azonos áramirányt jelent, egymást tehát ki nem egyenlíthetik!). Mivel a vizsgált egyensúlyi állapotban az összáram mégis zérusra kell adódjék, fel kell lépnie egy további áramösszetevőnek, amely a diffúziós árammal egyensúlyt tart. Ez az összetevő az elektronok és lyukak sodródási árama – aminek létrejöttéhez viszont térerősség szükséges. A termikus egyensúly, az áramok kiegyenlítődése tehát akkor áll be, amikor a p és az n oldal határán levő tartományban megfelelő nagyságú térerősség alakult ki. Ez a térerősség ott koncentrálódik, ahol a hordozó sűrűség különbségek felleptek, vagyis a pn átmenet közvetlen környezetében.

Az átmenet környezetében kialakuló térerősség egyben azt is jelenti, hogy a p és az n oldal között potenciálkülönbség lép fel. Ez tulajdonképpen *érintkezési potenciálkülönbség, kontaktpotenciál*, ami mindig előáll különböző anyagi minőségű vezetőanyagok érintkezésénél. Márpedig a p és n oldal adalékolásuk, s ezzel többségi hordozó típusuk eltérése miatt az áramvezetés szempontjából meglehetősen eltérő minőséget képviselnek. Természetes tehát, hogy köztük is fellép érintkezési potenciálkülönbség. Amikor az előbb, a diffúziós és a sodródási áram egyensúlyából magyaráztuk a feszültségkülönbség fellépését, tulajdonképpen a kontaktpotenciál különbség kialakulásának mechanizmusát világítottuk meg.

Mivel a pn átmenetnél a mechanizmusban elsődleges szerepe van a diffúziós áramnak, az itt kialakuló érintkezési potenciálkülönbséget *diffúziós potenciálnak* nevezzük. Használatos a beépített (built-in) potenciál kifejezés is. A diffúziós potenciált az n oldal p oldalhoz viszonyított potenciáljaként értelmezzük, és U_D -vel jelöljük.

Felmerül a kérdés: hogyan lehetséges egy félvezető diódánál, hogy a pn átmenethez csatlakozó fémkontaktusok között zérus a feszültségkülönbség, ugyanakkor az n és a p réteg között U_D potenciálkülönbség áll fenn. Ezt vizsgálva nem szabad megfeledkeznünk arról, hogy a félvezető anyag és a fémes kivezetések között is fennáll érintkezési potenciálkülönbség, méghozzá különböző értékű az n és a p típusú félvezető esetén. Legyenek ezek: U_{fn} a fém és az n réteg között, U_{pf} a p réteg és a fém között (3.8a. ábra). E két kontaktpotenciál és a diffúziós potenciál végül is zérust ad eredőül:

$$U_D + U_{fn} + U_{pf} = 0 \quad (3.2)$$

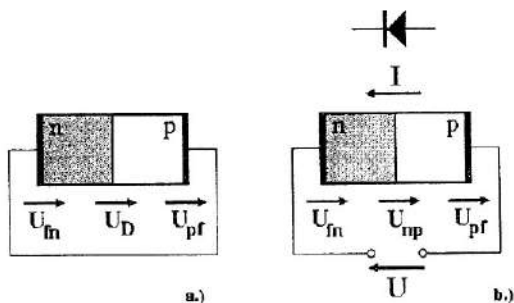
Beszéljünk most egy pillanattal arról az állapotról, amikor a fémes kivezetések közé feszültséget kapcsolunk. Jelöljük ezt a külső feszültséget U -val, és legyen akkor pozitív, ha a p oldali kontaktus pozitívabb az n oldalánál (3.8b. ábra). Ha $U \neq 0$, természetesen áram is folyik. Az alkalmazott fémes kivezetések mindig úgynevezett ohmos kontaktusok, kis átmeneti ellenállással. Ez annyit jelent, hogy a rajtuk bekövetkező feszültségesés kb. független az átfolyó áramtól, és a kontaktpotenciállal egyenlő. Ezzel az n oldalnak a p oldalhoz képesti teljes potenciálkülönbsége

$$U_{np} + U_{fn} + U_{pf} = -U \quad (3.3)$$

(3.2)-t felhasználva

$$U_{np} = U_D - U \quad (3.4)$$

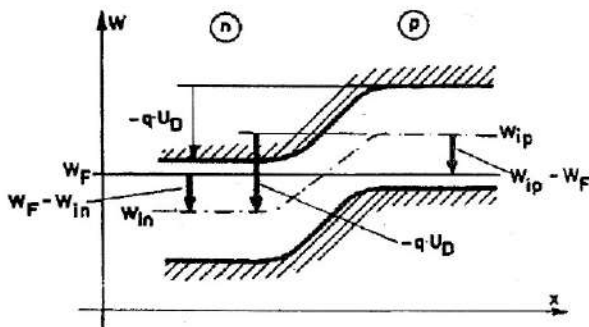
Vagyis: külső feszültség mentes állapotban a pn átmenet két oldala közt az U_D diffúziós potenciál lép fel; de ha az U külső feszültség is jelen van, akkor U_D és U előjeles összege. A külső feszültséggel tehát csökkenthetjük vagy erősíthetjük a diffúziós potenciált. A nyitó irányú feszültség csökkenti, a záró növeli a két oldal közötti potenciál lépcsőt.



3.8. ábra. A diffúziós potenciál magyarázatához

A diffúziós potenciálkülönbség fellépése a pn átmenet sávvázlatát nézve is nyilvánvaló. A 3.9. ábrán zérus külső feszültségre vonatkozóan felrajzoltuk az átmenet sávvázlatát. A FERMI-szint állandó, lévén a rendszer termikus egyensúlyban. Tudjuk ugyanakkor, hogy a FERMI-szint n típusú félvezetőben a vezetési sávhoz, p típusúban a vegyértéksávhoz van közelebb. Ennek így kell lennie a pn átmenetet határoló n és p rétegben is, ha az átmenettől elegendően távol vagyunk. (Ez az "elegendő" – mint a következő pontban

láttni fogjuk – néhány μm .) Ez csak úgy lehetséges, hogy a p és az n oldal megengedett sávjai az energiatengely irányában elcsúsznak egymáshoz képest, ahogyan a 3.9. ábrán is látható.



3.9. ábra. A pn átmenet sávvázlata

Az ugyanazon kvantumállapotban (tehát pl. a vezetési sáv alsó szélén) levő elektronok energiája az ábrából láthatóan az n oldalon kisebb, mint a p oldalon. Az n oldalon tehát kisebb az elektronok potenciális energiája, tehát pozitívabb az n oldali potenciál.

Sávvázlataunk függőleges tengelye elektron-energia. Potenciálkülönbségből elektron-energiára a $-q$ elektrontöltéssel való szorzással számolhatunk át. Az U_D diffúziós potenciálkülönbség tehát $-q \cdot U_D$ energialepcsőnek felel meg, amit a 3.9. ábrán be is jelöltünk. Természetesen a vegyértéksáv szélének, vagy a W_i intrinszc FERMI-szintnek is ugyanakkora a két oldal közti lépcsője.

Számítsuk most ki a diffúziós potenciál értékét! A 3.9. ábrán vastag nyíllal jelölt $W_F - W_{in}$ és $W_{ip} - W_F$ energiakülönbségeket könnyen számolhatjuk az elektronok koncentrációja és a FERMI-szint helyzete közötti, a 2. fejezetben megismert összefüggésből. (2.14)-ből ugyanis

$$n_n = n_i \exp\left(\frac{W_F - W_{in}}{kT}\right), \quad (3.5)$$

amiből

$$W_F - W_{in} = kT \ln \frac{n_n}{n_i} \quad (3.6)$$

(most és a továbbiakban az n index az n oldalra, a p index a p oldalra utal; n tehát az n oldali elektronsűrűség stb.). Hasonló módon (2.14)-ből

$$n_p = n_i \exp\left(\frac{W_F - W_{ip}}{kT}\right) \quad (3.7)$$

és

$$W_F - W_{ip} = kT \ln \frac{n_p}{n_i}. \quad (3.8)$$

A (3.6) és (3.8) különbségéből

$$W_p - W_n = kT \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (3.9)$$

Az n oldal potenciálja a p oldalhoz képest (tehát a diffúziós potenciál)

$$U_D = \frac{W_n - W_p}{-q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \dots, \quad (3.10)$$

amelyhez az $n \cdot p = n_i^2$ tömeghatás törvényt is felhasználtuk.

A többségi hordozók koncentrációja közelítőleg megegyezik az adalék-koncentrációval:

$n_n \approx N_d$ és $p_p \approx N_a$. Ezzel

$$U_D = U_T \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}, \quad (3.11)$$

ahol $U_T = kT/q$ a már korábban bevezetett termikus feszültség.

A diffúziós potenciálra kapott összefüggésünk addig igaz, amíg a pn átmenet egyik oldala sem elfajult félvezető, mivel a levezetésénél felhasznált (2.14) egyenlet csak a nem elfajult félvezető anyagra érvényes.

A szokásos pn átmenet konstrukcióknál az adaléksűrűségek olyan értékűek, hogy a (3.11)-ből számolt diffúziós potenciál kb. 2/3-3/4-szerese a W_g/q feszültségben kifejezett tiltott sáv szélességnek. Szilíciumnál tehát 0,8-0,9 V körüli, galliumarzenidnél 1-1,2 V körüli érték.

Szám példa. Határozzuk meg az alábbi adatokkal rendelkező Si abrupt pn átmenet diffúziós potenciálját szobahőmérsékletre vonatkozóan:

$$N_d = 10^{18}/\text{cm}^3, N_a = 10^{16}/\text{cm}^3$$

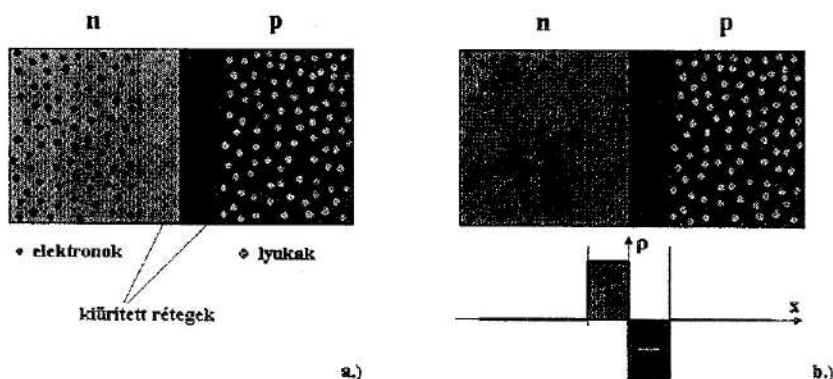
Szobahőmérsékleten, szilíciumra $n_i \approx 10^{10}/\text{cm}^3$. Ezzel, (3.11)-ből

$$U_D = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{16} \cdot 10^{18}}{10^{20}} = 0,838 \text{ V}$$

3.2.2. Töltés- és potenciáeloszlás. Kiürített réteg

Az előző pontban a diffúziós és a sodródási áramösszetevők egyensúlyára utalva igazoltuk, hogy a pn átmenet környezetében térerősségnek kell fellépnie. Kérdés, hogy mely töltések tartják fenn ezt a térerősséget. Tekintsük a 3.10a. ábrát, amelyen a többségi hordozókat kis pöttyökkel ábrázoltuk. Az n oldalon nagy sűrűségben vannak elektronok, a p oldalon lyukak. A pn átmenet közvetlen környezetében viszont mindkét sűrűség erőteljesen lecsökken. A nagy sűrűséggradiens miatt az n oldal elektronjai átdiffundálnak az elektronokban szegény p oldalra. A p oldal lyukai átdiffundálnak az n

oldalra. Ezért azután a pn átmenet mindkét oldalán többségi hordozókban elszegényedett réteg, *kiürített réteg* áll elő.



3.10. ábra. A kiürített réteg töltése

A kiürített zónák jelenléte választ ad arra a kérdésre, hogy milyen töltések tartják fenn a pn átmenetben a télerősséget és a két oldal közötti potenciálkülönbséget. Egy adalékolt félvezető anyagban mindig kétféle töltéssel kell számolnunk. Az egyik az adalékatomok töltése. Ezek ugyanis szobahőmérsékleten ionizáltak. (A donor-atomokról leszakadt egy elektron, tehát pozitívvá váltak. Az akceptoratomok befogadva egy elektront, negatív ionokká lettek.) A másik a töltéshordozók (elsősorban a többségiek) töltése. Magában álló, árammentes, homogén félvezető darabban az adalékionok és a többségi hordozók töltése éppen kiegyenlíti egymást; a kristály kifelé töltés-semleges. A kétféle töltés között viszont jelentős eltérés az, hogy az adalékionok a kristályrácsba beépültek, tehát töltésük *helyhez kötött*, ugyanakkor az elektronok és a lyukak *mozgásképesek*. Télerősség, koncentrációkülönbség stb. hatására tehát az utóbbiak, ha el is mozdulnak, az előbbieket feltétlenül visszamaradnak. Ez történik a pn átmenet két oldalán is. Mindkét oldal átmenethez közeli zónája kiürül, elszegényedik többségi töltéshordozókban, és éppen ezáltal veszíti el töltésszemlegességét. Az n oldalon visszamaradnak a pozitív töltésű, helyhez kötött donorionok, a p oldalon a negatív akceptorionok. A két kiürített réteg tehát egyben egy-egy pozitív ill. negatív töltésű *tértöltés réteget* alkot (3.10b. ábra).

Megjegyzendő, hogy a kiürített rétegek külső széle nem olyan élesen határolt, mint ahogyan az egyszerűsített, 3.10b. ábrán látható. A valóságban fokozatos az átmenet a többségi hordozók egyensúlyi koncentrációja és a túlsó oldalon uralkodó igen kis koncentráció között. Ezért azután a kiürített réteg külső széle valamelyest "elkenődik". Ezt a hatást számításainkban elhanyagoljuk, az *élesen határolt kiürített réteg* közelítést alkalmazzuk.

3.2.3. Az elektrosztatikus viszonyok közelítő számítása

Nézzük meg most, hogy hogyan lehet a kiürített réteg töltéséből a pn átmenet télerősség- és potenciálfüggvényét számolni. A 3.11. ábra kapcsán először a számítás menetét tekintjük át, ez után a legegyszerűbb esetre el is végezzük a számítást.

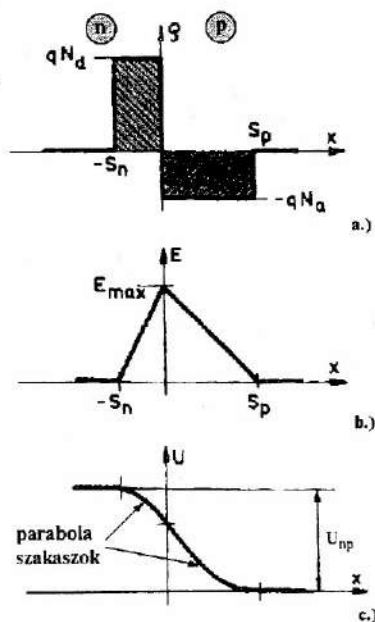
Kindulásunk a 3.10b. ábrán látható $\rho(x)$ töltéssűrűség-hely függvény, amit a 3.11a. ábrán megismételtünk. A töltésviszonyok és térerősség kvantitatív kapcsolatát a POISSON-egyenlet adja:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3.12)$$

– vagyis $\rho(x)$ integrálásával eljutunk a térerősség-helyfüggvényhez (3.11b. ábra).³ A térerősség

$$E = -\frac{dU}{dx} \quad (3.13)$$

definíciója alapján, még egyszeri integrálással számolható a potenciál-helyfüggvény (3.11c. ábra).



3.11. ábra. A pn átmenet töltés- és potenciálviszonyai

Tisztázzuk most számszerűen az abrupt pn átmenet potenciálviszonyait az élesen határolt kiürített réteg közelítésben! Legyen az n oldal erősebben, a p oldal gyengébben adalékolt. Továbbra is a 3.11. ábrát tekintjük, az $x = 0$ hely a metallurgiai pn átmenet. Az n oldali kiürített réteg szélességét S_n -nel, a p oldaliét S_p -vel jelöljük.

A töltéssűrűséget könnyen megállapíthatjuk: ez zérus a kiürített zónán kívül, qN_d az n oldalon, $-qN_a$ a p oldalon (3.11a. ábra). Az össztöltés ugyanakkor zérusra kell adódjék, hiszen a pn átmenet kifelé töltéssemleges. Emiatt

$$q S_n N_d = q S_p N_a \quad (3.14)$$

³ A kisebbségi töltéshordozók által képviselt töltést itt elhanyagoltuk. Ez rendszerint jogos: a tömeghatás törvényéből következik, hogy már aránylag kis adalékolási szintek (pl. $N_a = 100 n_i$) esetén is egészen kicsi az elkövetett hiba: a kisebbségi hordozók által képviselt töltés 0,01%-a a többségi hordozókénak.

Más szóval, a 3.11a. ábrán a töltéssűrűség függvény vonalkázott területei azonosak.

A (3.14) egyenletből lényeges megállapításra juthatunk:

$$\frac{N_a}{N_d} = \frac{S_n}{S_p}, \quad (3.15)$$

vagyis *a gyengébben adalékolt oldalon szélesebb a kiürített réteg*. Ez a megállapítás minden adalékprofilra kvalitatíve ugyanígy igaz.

A térerősség- és potenciálviszonyokat a korábban vázolt gondolatmenet alapján, kétszeri integrálással nyerjük. Először a (3.12) POISSON egyenletet integráljuk:

$$E(x) = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^x \rho(\xi) d\xi + \text{const} \quad (3.16)$$

Esetünkben a 3.11a. ábra szerinti, négy szakaszból álló $\rho(x)$ függvényre az integrálás szakaszonként elvégezhető. A négy tartomány $E(x)$ függvénye folytonosan illeszkedik. A kiürített réteg külső szélein, tehát az $x = -S_n$ és $x = S_p$ helyeken a függvényt az $E = 0$ feltételhez illesztettük. Mivel $\rho(x)$ zérus vagy állandó, $E(x)$ konstans vagy lineárisan változó függvény lesz. Az integrálás eredményét a 3.11b. ábrán látjuk. Az abrupt átmenetre ez a háromszög alakú térerősség-helyfüggvény jellemző. Figyeljük meg, hogy a térerősség maximuma éppen a metallurgiai átmenet helyén van. (Ez egyébként minden adalékprofilnál így adódik, és egyszerűen abból következik, hogy ott maximális a térerősség, ahol a dE/dx derivált, tehát a $\rho(x)$ töltéssűrűség előjelet vált.)

Jelöljük a maximális térerősséget $E_{\max}$ -szal. Ezt a $[-S_n, 0]$ tartományra való integrálással nyerjük:

$$E_{\max} = \frac{1}{\varepsilon} \int_{-S_n}^0 q N_d dx = \frac{q N_d}{\varepsilon} S_n \quad (3.17)$$

(3.14)-et felhasználva, ezt így is írhatjuk:

$$E_{\max} = \frac{q N_a}{\varepsilon} S_p \quad (3.18)$$

A potenciál-helyfüggvényt $E(x)$ újabb integrálásával nyerjük:

$$U(x) = - \int_{-\infty}^x E(\xi) d\xi \quad (3.19)$$

A térerősség-helyfüggvényt zérus és x -szel lineárisan változó szakaszok alkotják. Integrálja, a potenciál tehát konstans és parabola szakaszokból áll (3.11c. ábra). A szakaszok érintővel folytonosan csatlakoznak egymáshoz: máskülönben $U(x)$ második deriváltja, tehát a töltéssűrűség egyes pontokban szinguláris volna.

A (3.16) egyenletet (3.19) szerint minden nehézség nélkül integrálhatjuk, belőle az $U(x)$ függvényt nyerve. Ezt a számítást azért nem végezzük el, mert az adódó potenciál-helyfüggvényre a későbbiekben nincsen szükségünk. Lényeges viszont részünkre a

semleges n rétegnek a semleges p réteghez viszonyított teljes potenciálkülönbsége, vagyis az U_{np} potenciál. E határozott integrált a legegyszerűbben az $E(x)$ háromszögfüggvény alatti területként számolhatjuk:

$$U_{np} = \frac{1}{2} E_{\max} (S_n + S_p) \cong \frac{1}{2} E_{\max} S_p \quad (3.20)$$

Az egyenlet jobb oldalán felhasználtuk azt a feltételezést, hogy az n réteg az erősebben adalékolt, tehát $S_n \ll S_p$, elhanyagolható.

Helyettesítsük most ide az $E_{\max}$ térerősség (3.18) egyenletét, és rendezzük át az egyenletet S_p -re! Azt a nagyon fontos összefüggést kapjuk, ami szerint a kiürített réteg szélessége függ a pn átmenet két oldala közötti feszültség különbségtől.

$$U_{np} = \frac{1}{2} \frac{q N_a}{\epsilon} S_p^2, \quad S_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_a}} \sqrt{U_{np}} \quad (3.21)$$

Láttuk a korábbiakban, hogy az U_{np} feszültség kifejezhető a diffúziós potenciállal és a pn átmenetre kívülről kapcsolt U feszültséggel. Behelyettesítve a (3.4) összefüggést, az alábbi eredményre jutunk:

$$S_p = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_a}} \sqrt{U_D - U} \quad (3.22)$$

Így számolandó tehát a gyengébben adalékolt p oldal kiürített réteg szélessége. Az erősebben adalékolt n oldal kiürített rétegének szélessége ezzel arányos, a (3.15) szerint⁴:

$$S_n = \frac{N_a}{N_d} S_p \quad (3.23)$$

A (3.22) képletet tekintve megállapíthatjuk, hogy a pozitív, tehát nyitó dióda feszültség a kiürített rétegek szélességét csökkenti, a negatív zárófeszültség a kiürített rétegek szélességét növeli. Minél nagyobb (abszolút értékű) a záró feszültség, annál szélesebbek a kiürített rétegek. A zárófeszültség és a kiürített réteg szélesség között négyzetgyökös kapcsolat van.

A fentiekben a legegyszerűbb adalékprofillal számoltunk: abrupt átmenet, az adaléksűrűség mindkét oldalon állandó. Egyéb adalékprofilok esetén kvalitatíve hasonló eredményre jutunk, de a számszerű eredmények eltérőek. Például lineáris adalékprofilnál a kiürített rétegek szélessége U_{np} köbgyökével arányos. Általános az alábbi hatványfüggvény közelítés:

$$S = \text{const} \cdot (U_D - U)^n \quad (3.24)$$

ahol az n kitevő abrupt átmenetnél $1/2$, lineáris átmenetnél $1/3$ értékű, a hiperabrupt átmeneteknél $1/2$ -nél nagyobb. Az exponenciális profil kis feszültségnél a lineárishoz, nagyobb feszültségnél az abrupthoz áll közel.

⁴ Ha a p oldal az erősebben adalékolt, ugyanezen képletek az $n \leftrightarrow p$ illetőleg $d \leftrightarrow a$ indexek értelemszerű felcserélésével alkalmazandók.

Szám példa. Egy abrupt Si diódára $N_d = 10^{18} / \text{cm}^3$ és $N_a = 10^{16} / \text{cm}^3$. A szilícium relatív dielektromos állandója $\epsilon_r = 11,8$. E struktúra diffúziós potenciálját néhány lappal előbb már kiszámoltuk: $U_D = 0,838 \text{ V}$. Milyen szélesek a kiürített rétegek zérus és -100 V külső feszültség esetén?

Az $N_d \gg N_a$ feltétel fennáll, a (3.22) egyenlet használható. Ezzel $U = 0 \text{ V}$ esetén

$$S_p = \sqrt{\frac{2 \cdot 11,8 \cdot 8,86 \cdot 10^{-12}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22}}} \sqrt{0,838} = 0,331 \mu\text{m}, \quad S_n = \frac{N_a}{N_d} S_p = \frac{10^{16}}{10^{18}} 0,331 = 0,003 \mu\text{m}.$$

$U = -100 \text{ V}$ esetén

$$S_p = 0,331 \cdot \sqrt{\frac{0,838 - (-100)}{0,838}} = 3,63 \mu\text{m}$$

Megjegyzés: mindazon számításoknál, amelyekben az ϵ dielektromos állandó szerepel, ügyeljünk arra, hogy ez az $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ és az ϵ_r relatív dielektromos állandó szorzata. Ne feledjük el továbbá, hogy SI egységekben számolunk, tehát az adalék sűrűségeket $1/\text{m}^3$ egységben kell helyettesítenünk: $N_a = 10^{22} / \text{m}^3$.

Láthatjuk, hogy a kiürített réteg rendkívül vékony, vastagsága a μm nagyságrendjében van. Ugyanakkor rajta esik az U_{np} potenciál, ami lezárt diódánál több-tíz sőt száz V is lehet. A térerősség tehát várhatóan igen nagy. Számítsuk ki ezt a térerősséget, a külső feszültséggel kifejezve!

A (3.18) egyenletbe behelyettesítjük a kiürített réteg szélesség (3.22) egyenletét:

$$E_{\max} = \frac{q N_a}{\epsilon} \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_a}} \sqrt{U_D - U} = \sqrt{\frac{2q N_a}{\epsilon}} \sqrt{U_D - U} \quad (3.25)$$

Két lényeges megállapítást tehetünk. Az első: a maximális térerősség $U_D - U$ -val (tehát gyakorlatilag a zárófeszültséggel) *négyzetgyökös arányban* nő. A második: *a maximális térerősséget a gyengébben adalékolt réteg adaléksűrűsége határozza meg*. Utóbbi megállapításhoz vissza kell emlékeznünk arra, hogy eddigi számításaink során végig az $N_d \gg N_a$ feltételezéssel éltünk, tehát a fenti képletben megjelenő N_a a gyengébben adalékolt oldalra vonatkozik. Az erősebben adalékolt oldal adaléksűrűsége érdektelen $E_{\max}$ szempontjából.

Szám példa. Számoljuk ki, hogy az előbbi példában szerepelt pn átmenetben mekkora a maximális térerősség $U=0 \text{ V}$ és $U=-10 \text{ V}$ külső feszültség mellett!

$$E_{\max}|_{0\text{V}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22}}{11,8 \cdot 8,86 \cdot 10^{-12}}} \sqrt{0,838} = 5,12 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

$$E_{\max}|_{-10\text{V}} = E_{\max}|_{0\text{V}} \sqrt{\frac{0,838 + 10}{0,838}} = 18,41 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

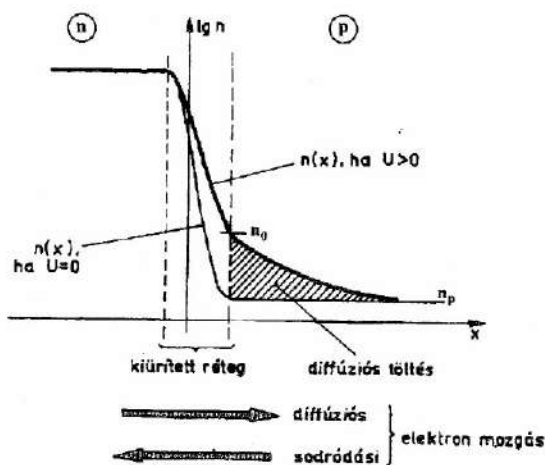
3.3. A pn átmenet egyenáramú karakterisztikája

3.3.1. Az egyenirányító működés kvalitatív magyarázata

A pn átmenet egyenirányító működését az 3.1. szakaszban mint tapasztalati tényt mutattuk be. Próbáljuk most megmagyarázni ezt a működést! Először kvalitatív vizsgálatot végzünk.

Nyitóirányú működés. Láttuk a 3.2.1. pontban, hogy a p és az n oldal közti feszültségkülönbség a diffúziós potenciál és a külső feszültség előjeles összege: $U_D - U$. A pozitív külső feszültség lecsökkenti a p és az n oldal közti potenciállépcsőt. Emiatt felborul az áramegyensúly, ami zérus külső feszültségnél a pn átmenetben fennállt. Emlékezzünk rá: az átmenet minden keresztmetszetében nagy a térerősség és nagy a hordozósűrűség gradiens is. Az előbbi sodródási, az utóbbi diffúziós áramot okoz. Külső feszültség nélkül a két áram éppen kiegyenlíti egymást – mind az elektronokra, mind a lyukakra vonatkozóan. Pedig itt hatalmas áramokról van szó: értékük nem ritkán eléri a 10^4 - 10^5 A/cm² nagyságrendet!

Nézzük, hogyan befolyásolja az áramegyensúlyt a lecsökkent potenciállépcső! Beszéljünk először csak az elektronokról. Az egyensúlyi elektroneloszlást a 3.12. ábra vékony $n(x)$ görbéje mutatja. Ha csökken a potenciállépcső, csökken a térerősség a tértöltésrétegben. Emiatt túlsúlyba kerül a diffúziós áram a sodródással szemben. Tehát: a nyitó feszültség hatására elektronok diffundálnak az n rétegtől a p oldal felé.



3.12. ábra. A nyitóáram magyarázatához

A lyukakra vonatkozóan hasonló a helyzet. A lecsökkent térerősség miatt megszűnik a lyukáram egyensúlya, dominálóná válik a lyukak diffúziója a p oldalról az n oldal felé. Végülis tehát: a nyitó feszültség hatására mindkét oldal többségi hordozói diffúzióval haladnak a szemben levő oldal felé. Úgy is szoktuk mondani: a többségi hordozók injektálódnak a túlsó rétegbe. E két ellentétes irányú töltéshordozó mozgás azonos áramirányt jelent, hiszen az elektronok és a lyukak töltése is ellentétes. Az elektron- és

lyukáram összetevőket tehát *összegeznünk kell*. A keletkező áram igen meredeken – közel exponenciálisan – nő a feszültséggel, és már 0,6-0,8 V-nál elérheti a 0,1-1 A/mm² nagyságrendet.

Megállapítottuk, hogy a nyitó feszültség hatására diffúziós áram folyik, de ezzel még nem tisztáztuk a kérdés minden vonását. Nézzük például az elektronok mozgását! Hogyan haladnak tovább az n rétegből a p rétegbe diffundált elektronok? Térerősség nem szállíthatja őket, mert a pn átmeneten kívüli félvezető zónák kis és közepes áramoknál majdnem teljesen térerő mentesek. A pn átmenet injektálja az elektronokat a p oldal felé, de ott azok ha tovább haladni nem tudnak, felhalmozódnak. Nyitó feszültség esetén tehát megnövekszik az elektronsűrűség a p rétegnek az átmenettel határos zónájában. A 3.12. ábrán vastag vonallal rajzoltuk ezt az állapotot. A megnövekedett elektronsűrűségű zóna kiterjedése kb. az elektronok diffúziós hosszúságával azonos, tehát néhányszor 10 μm nagyságrendű. (Ha a p oldal ennél rövidebb, akkor az egész p oldalra kiterjed.) Az itt felhalmozott töltést *diffúziós töltésnek* nevezzük.

Figyeljük most megint a 3.12. ábra vastag vonallal rajzolt $n(x)$ elektronsűrűség helyfüggvényét. Megállapíthatjuk belőle, hogy a diffúziós töltés felhalmozódása két helyen is befolyásolja az áramot:

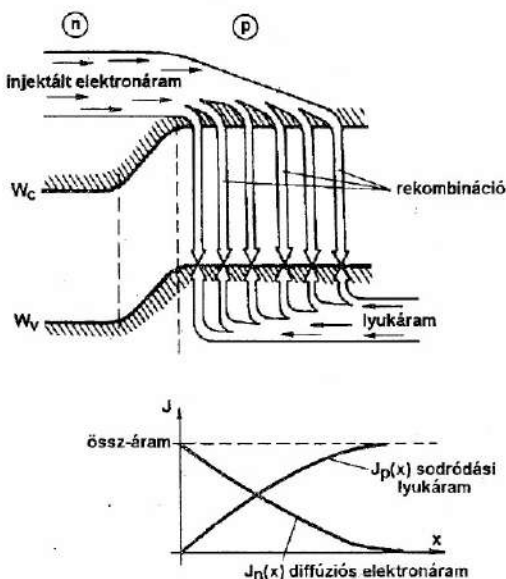
- egyrészt magában a kiürített rétegben. Megnőtt a kiürített réteg határán uralkodó elektronsűrűség (az ábrán n_0 -al jelölve). Emiatt csökken a kiürített rétegben a gradiens, tehát a diffúziós áram.
- másrészt a p oldalon, a kiürített zónán kívül. *Gradiense támadt* a p rétegben az elektroneloszlásnak. Ezzel diffúziós áram jár együtt; van már hatás tehát, amely a p rétegben az átmenettől távolodó mozgásra készíti az elektronokat. Tehát a diffúziós töltés növekedtével a kiürített réteg nettó elektronárama csökken, a p rétegben folyó áram erősödik. Addig növekszik a diffúziós töltés, amíg a kettő egyenlővé nem válik, és ez a kiegyenlítő áram lesz a pn átmenet nyitó áramának elektron-összetevője.

Az egyensúlyba jutott, stacionárius vezetési állapot jellemzői a következők.

A kiürített rétegben csaknem ugyanolyan egyensúlyi állapot van, mint a külső feszültség nélküli helyzetben. Folyik ugyan most makroszkópikus áram is, de ennek nagysága igen mérsékelt a most is kb. egyensúlyt tartó hatalmas diffúziós és sodródási áramhoz képest (pl. 10^{-3} -ad része). Ha tehát a kiürített réteg szélén uralkodó n_0 elektronsűrűséget úgy számoljuk, mintha az átmeneten belül diffúzió és sodródás éppen kiegyenlítődne, csak jelentéktelen hibát követünk el.

- A p rétegben az elektronok diffúzióval terjednek tovább. Sűrűségük az átmenettől távolodva csökkenő (3.12. ábra). A gradiens kisebb, tehát a diffúziós áram is csökken. Ennek magyarázata: az átmenettől távolodva mozgó elektronok menet közben rekombinálódnak, "fogynak" (3.13. ábra). Áramukat átveszik azok a lyukak, amelyek a p oldal ohmos kontaktusától indulva, a pn átmenet felé haladnak, s közben az elektronokkal rekombinálódnak. Az elektronok tehát mintegy "átadják a stafétabotot" a lyukaknak.

Ha a fémkontaktus sokkal távolabb van az átmenettől, mint az elektronok diffúziós hosszúsága, gyakorlatilag minden elektron rekombinálódik a p rétegben haladás közben. Ez az ún. *széles bázisú struktúra* esete. Ha viszont a p réteg vastagsága sokkal kisebb, mint a diffúziós hossz, a p rétegben haladó elektronoknak csak egy része (néha csak elenyésző töredéke) rekombinálódik menet közben, a többit elnyeli a kontaktus. Ilyenkor beszélünk *keskeny bázisú struktúráról*. (Megjegyzendő, hogy fémkontaktus helyett egy másik pn átmenet is betöltheti a nyelő szerepét. Ezt látjuk majd a bipoláris tranzistor esetében.)



3.13. ábra. A pn átmenet nyitó áramának záródása a rekombináció közvetítésével

A széles és a keskeny bázisú struktúra között az áramvezetés szempontjából nincsen lényeges eltérés. Mindkét esetben igaz, hogy az n oldalról injektált elektronok áramát a kiürített réteg p oldali szélén még kizárólag elektronok szállítják, távolabb (a rekombinációs "stafétabot átadás" miatt) részben elektronok, részben lyukak. Ezt próbáljuk érzékeltetni a 3.13. ábra segítségével. Eltérés viszont a két eset között, hogy a széles bázisú struktúránál a teljes injektált elektronáram rekombinálódik a p rétegben, míg a keskeny bázisnál csak egy része, a többi áthalad rajta a nyelőig. További lényeges különbség, hogy keskeny bázisú esetben sokkal kisebb a felhalmozott diffúziós töltés. Ennek jelentőségére még visszatérünk.

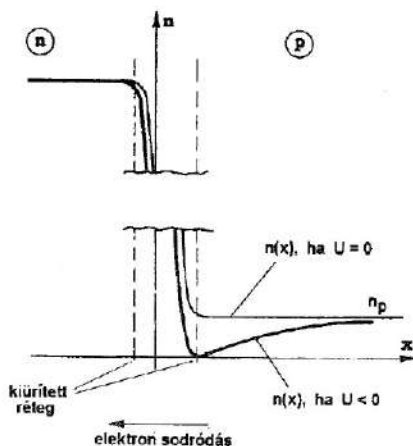
Mindkét struktúránál felmerülhet, hogy mi mozgatja a lyukakat a kontaktustól a pn átmenet felé. A magyarázat: a nyitó feszültség egy egészen csekély része a p oldalon esik, innen származik a szükséges térerősség. Ezt a térerőt azért nem kellett az elektronok mozgásánál számításba venni, mert a p oldalon az elektronok kisebbségben vannak. Sűrűségük kis és közepes áramsűrűségeknél még a diffúziós töltést számítva is sok nagyságrenddel kisebb, mint a lyukaké. Ezért az ugyanazon térerősségekhez tartozó áramuk is elhanyagolható a lyukaké mellett.

Eddig csak az n rétegtől a p réteg felé injektált elektronokról beszéltünk. Az injektált lyukak áramlása teljesen ugyanígy alakul, rájuk vonatkozóan a 3.12. ábra tükörképét rajzolhatnánk fel.

Várható, és a későbbiekben számszerűen is bizonyítjuk, hogy az erősebben adalékolt oldal nagyobb töltéshordozó áramot injektál. Tekintettel arra, hogy a pn átmenet két oldalának adalékolási aránya többnyire 1:100 vagy még nagyobb, általában azt mondjuk, hogy *a nyitó irányban előfeszített pn átmenet áramát lényegében az erősebben adalékolt oldal többségi hordozói szállítják.*

Záró irányú működés. Ha a p oldalra negatív feszültséget adunk az n oldalhoz képest, az átmenet két oldala közti potenciállépcső megnövekszik. Ez ugyanúgy, mint a nyitó tartományban, az áram-egyensúly felbomlásához vezet, de most a sodródási áram javára. Akár az elektronokat, akár a lyukakat tekintjük, zérus külső feszültségnél diffúziós és sodródási áramuk az átmenet bármely síkjában egyensúlyt tart. A zárófeszültség viszont megnövelte a térerőt – túlsúlyba kerül ezért a sodródási áram. Ez az elektronok *sodródását* jelenti az n oldal, a lyukakét a p oldal felé. Mondhatjuk tehát általánosságban: *a záróáram mindkét oldal kisebbségi hordozóinak sodródása a másik felé.*

Részletesebben vizsgálva a folyamatot, tekintsük először az elektronokat. Ezek a p oldalról átsodródhatnak az n oldal felé. Következmény: a p oldalon, az átmenet környezetében most lecsökken az elektronsűrűség (3.14. ábra, vastag vonal). Gondoljuk meg: ez a sűrűség még külső feszültség nélkül, egyensúlyi állapotban is kicsi volt, hiszen az elektronok a p oldalon kisebbségi hordozók. Záró feszültség mellett annál is sokszorta kisebb, elenyészően kicsi lesz az n_0 elektronsűrűség az átmenet határán. A *záró feszültség alatti pn átmenet nyelőként viselkedik a kisebbségi hordozókra vonatkozóan!*



3.14. ábra. A záró irányú áram magyarázatához

Becsüljük meg a záró irányú áram értékét! A pn átmenet határára jutó kisebbségi hordozókat "elnyeli" az átmenet, tovább sodorja az abban uralkodó térerősség. Ezek adják tehát a záróáramot. Mennyiségüket az határozza meg, hogy az átmenetet határoló

p és n réteg milyen gyorsasággal biztosít utánpótlást az átmenetben egyre csak elnyelődő kisebbségi hordozóknak. Vagyis: a töltéshordozó generáció sebessége a mérvadó, hiszen ami kisebbségi hordozó keletkezik az átmenet szomszédságában, az mind át is halad rajta. ("Szomszédságon" itt kb. a diffúziós hosszúságnak megfelelő környezetet értjük.)

A generáció sebessége meglehetősen kicsi: szilíciumban mindössze 10^{10} - 10^{12} töltéshordozó keletkezik másodpercenként és köbcentiméterenként. Figyelembe véve a "pn átmenet és szomszédsága" $0,1 \dots 0,01 \text{ mm}^3$ térfogatát, valamint az $1,6 \cdot 10^{-19}$ As elektrontöltést, a szilícium diódáknál jóval nA alatti záróáramok adódnak.

Tekintsük át még egyszer a záró irányú áramvezetés folyamatát! A generálódott hordozók diffúzióval haladnak a pn átmenet, a "nyelő" felé. Figyeljük meg: az $n(x)$ függvénynek most az átmenet felé van lejtése, gradiense (3.14. ábra). Ez az átmenet felé irányuló diffúziót okoz. A kisebbségi hordozók tehát generálódnak, diffundálnak az átmenet felé – majd odaérve, az átmenetben uralkodó tér hatására hirtelen átsodródznak a túlsó oldalra.

Várható, hogy a záróáramot nem sokban befolyásolja a zárófeszültség nagysága. Az áram nagyságára nézve ugyanis a pn átmenet szomszédságában időegység alatt keletkező töltéshordozók száma a döntő, ez pedig nem függ a pn átmenetben uralkodó télerősségtől.

Megjegyezzük, hogy a pn átmenet záró irányú áramvezetését a fent leírt mechanizmuson túlmenően még egy hatás befolyásolja. Ez azzal kapcsolatos, hogy töltéshordozó generáció nemcsak a pn átmenet szomszédságában, hanem a *belsejében is* létrejön. A kiürített rétegben a generáció erőteljesebb is lehet, mint azon kívül. Ez okozza a dióda záróáramának *generációs összetevőjét*, amit a későbbiekben külön pontban tárgyalunk.

3.3.2. Az ideális dióda karakterisztika egyenlete

Az előző pontban kvalitatív magyarázatot adtunk a pn átmenet egyenirányító viselkedésére. Most ugyanezt számszerűen is megvizsgáljuk. Meghatározzuk a diódára adott feszültség és a diódán átfolyó áram függvénykapcsolatát: a dióda karakterisztika-egyenletét.

Számításainkat a következő feltételezésekkel végezzük:

- egydimenziós vizsgálatot végzünk,
- stacionárius állapotot (állandósult feszültség és áram) vizsgálunk,
- egyelőre nem számolunk a kiürített rétegben generálódó ill. rekombinálandó hordozókkal,
- nem számolunk a nagy áramsűrűségeknél ill. nagy télerősségeknél fellépő másodlagos jelenségekkel.

E megkorlátásokkal jutunk az ideális pn átmenet

$$I = I_0 (\exp(U/U_T) - 1) \quad (3.26)$$

ismert karakterisztika egyenletére.

Figyelemre méltó tény, hogy (amíg a fenti megszorítások teljesülnek) a pn átmenet adalékprofiljától, sőt a struktúra keskeny- vagy széles bázisú voltától függetlenül mindig ezt a karakterisztikát tapasztaljuk. A profil és a kiviteli forma csak az I_0 állandó értékét befolyásolja.

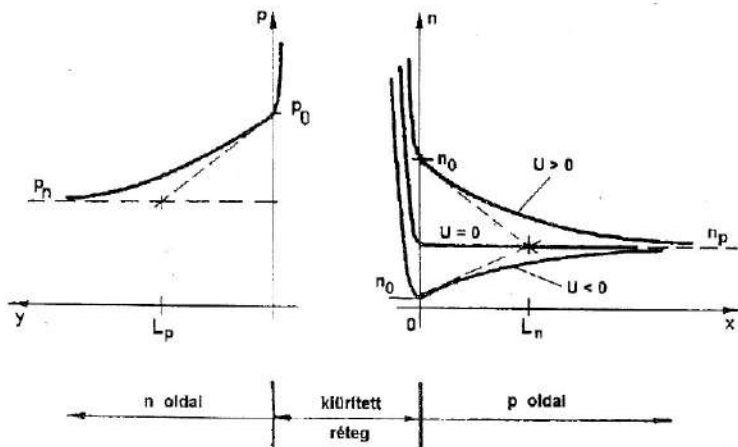
Nézzük most az egyenlet bizonyítását! Ennek során először egy, a pn átmenet működése szempontjából lényeges fogalommal ismerkedünk meg: a BOLTZMANN tényezővel. Második lépésként a legegyszerűbb struktúrára: az abrupt, széles bázisú átmenetre bizonyítjuk a (3.26) egyenletet. Ezután érintjük a keskeny bázisú struktúra esetét.

BOLTZMANN tényező. Két korábbi ábránk a (3.12. és 3.14.) alapján felrajzoltuk az elektronsűrűség-hely függvényt a kiürített réteg és a p oldal környezetében, a 3.15. rajzon. Az ábrán a feszültségmentes állapot, továbbá a nyitó- és zárófeszültség esete látható. A p oldalon a kisebbségi elektronok sűrűsége egyensúlyban n_p , nyitó feszültségnél ennél nagyobb, záró feszültségnél kisebb. Jelöljük n_0 -al az átmenet határán uralkodó elektronsűrűséget! Látható, hogy n_0 az átmenetre kapcsolt feszültség függvénye. Ez a függvény (ahogy nemsokára igazoljuk) exponenciális:

$$n_0 = n_p \exp(U/U_T) \quad (3.27)$$

Az $\exp(U/U_T)$ tényezőt nevezzük **BOLTZMANN tényezőnek**.

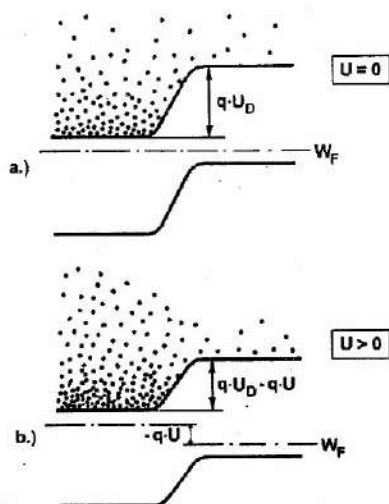
Legyen most feladatunk a (3.27) összefüggés igazolása. Az összefüggéshez itt szemléletes és egyszerű (bár nem egészen egzakt) gondolatmenettel jutunk el.



3.15. ábra. Elektronsűrűség a p oldalon nyitó-, záró- és feszültségmentes állapotban

Tekintsük a pn átmenet sávvázlatát, zérus külső feszültség mellett (3.16a. ábra). A rajzon érzékeltetni próbáltuk az elektronsűrűség eloszlást is, mind az n , mind a p oldalon. (Tisztában kell lennünk azzal, hogy a változó sűrűségű pontok az ábrán még kvalitatíve is csak nagyon halványan tükrözik az elektronbetöltési viszonyokat. Tudjuk ugyanis, hogy a FERMI eloszlás BOLTZMANN közelítése szerint a vezetési sávban a betöltési valószínűség $\exp(-W/kT)$ szerint igen erősen változik az energiával, tehát az

függőleges vonala mentén. Emiatt a sávvezálaton 8-10 nagyságrend elektronsűrűség
 eléréseket kellene érzékeltetnünk a rajzolt pontok sűrűségével, ami nyilvánvalóan
 lehetetlen.)



3.16. ábra. A BOLTZMANN tényező magyarázatához

Figyeljük meg az elektronok mozgási lehetőségét! Azonnal észrevesszük, hogy az n oldalon szabadon mozgó elektronok legnagyobb része képtelen átmenni a p oldalra, mert az elektronok részére a pn átmenet qU_D nagyságú akadályként, energiaküszöbként jelentkezik. Van ugyanakkor az n oldal elektronjainak egy (rendkívül kicsi) töredéke, amely rendelkezik az akadály leküzdéséhez szükséges többletenergival. Ezek át is tudnak lépni a p oldalra. Természetesen a p oldal kisebbségi elektronjai is áthaladnak az n oldalra. E kétirányú elektron-átlépések végül is statisztikusan kiegyenlítődnek, makroszkópikus áram nem folyik. A p oldali elektronsűrűség ilyenkor a p réteg egyensúlyi kisebbségi koncentrációja: n_p .

Tegyük fel most, hogy a pn átmenetre $U > 0$ pozitív külső feszültséget adnak. Ennek hatására a két oldal közti energialepcső qU -val csökken (3.16b. ábra). A lecsökkent energialepcső oda vezet, hogy az n oldal elektronjainak most az előbbinél nagyobb része tud akadálytalanul átlépni a p oldalra. Az n oldalról átlépő többletelektron mennyiség miatt nő meg most az elektronsűrűség a p rétegben, a kiürített zóna szélén n_0 -ra.

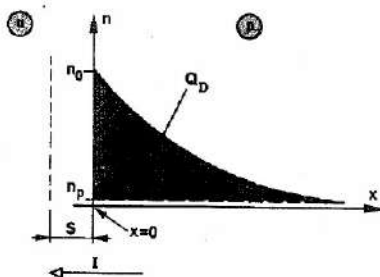
Figyeljük meg: a vezetési sáv p oldali alsó széle, vagyis az energiagát teteje most, az $U > 0$ esetben $\Delta W = qU$ -val lejjebb sülydett az n oldalhoz képest. Az n oldali betöltöttség tehát az energiagát tetejénél $\exp(\Delta W/kT)$ -szer nagyobb most, mint $U = 0$ mellett. Elfogadható ennek alapján az az állítás, hogy a p oldali n_0 elektronsűrűség is $\exp(\Delta W/kT) = \exp(qU/kT)$ -szeresre növekedett. Ezzel

$$n_0 = n_p \exp(qU / kT) = n_p \exp(U / U_T) \quad (3.28)$$

Vagyis a pn átmenet határán beálló kisebbségi hordozószűrűség exponenciálisan függ az U külső feszültségtől. Ha U negatív, n_0 az egyensúlyi n_p koncentráció alá csökken, néhány száz mV-os külső feszültségnél gyakorlatilag már nullának tekinthető.

Az összefüggés az n oldali kisebbségi lyukakra hasonló formában adódik.

A pn átmenet áramának számítása abrupt, mindkét oldalon homogén adalékolású, széles bázisú struktúra esetére. Az áram két összetevőből áll: a pn átmeneten áthaladó elektronáramból és lyukáramból. Számítsuk ki először az előbbit, felhasználva a 3.17. ábrát!



3.17. ábra. Az ideális dióda egyenlet számításához

Az S kiüritett réteg p oldali határán és attól jobbra az elektronok diffúzióval áramlanak. Az elektronok sűrűség eloszlása exponenciális. Ezt már a 2.2.4. szakaszban megállapítottuk, amikor éppen erre a struktúrára (p típusú anyag, az $x=0$ helyen elektron injektálás) oldottuk meg a diffúziós egyenletet. Ott a stacionárius eloszlásra a következő függvényt kaptuk:

$$n(x) = n_p + (n_0 - n_p) \exp(-x/L_n) \quad (3.29)$$

Az átmeneten átlépő elektronáram sűrűségét a kiüritett réteg szélén (tehát az $x = 0$ helyen) fennálló sűrűséggradiensből számolhatjuk. (Hangsúlyoznunk kell, hogy az $x = 0$ hely gradiense a mérvadó, mert az $x > 0$ irányban haladva, az elektronok egyre nagyobb része rekombinálódik; az $x > 0$ helyen számolt diffúziós áram tehát kevesebbet adna, mint az átmenet teljes elektronárama.) A diffúziós áramra

$$J_n(x) = -qD_n \frac{dn}{dx} = -qD_n(n_0 - n_p) \exp(-x/L_n) \left(\frac{-1}{L_n} \right) \quad (3.30)$$

Ennek tehát az $x = 0$ helyen felvett értékével kell számolnunk:

$$J_n|_{x=0} = \frac{qD_n}{L_n}(n_0 - n_p) = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left(\frac{n_0}{n_p} - 1 \right) = \frac{qD_n n_p}{L_n} (\exp(U/U_T) - 1), \quad (3.31)$$

ahol felhasználtuk a (3.27) összefüggést is. A p oldalról az n oldalra injektált lyukakra vonatkozóan, teljesen azonos gondolatmenettel a következő összefüggésre jutunk:

$$J_p = \frac{qD_p p_n}{L_p} (\exp(U/U_T) - 1) \quad (3.32)$$

Az elektron és lyuk áramsűrűséget összegezve és megszorozva az átmenet A felületével, kapjuk a teljes áramot:

$$I = A(J_n + J_p) \quad (3.33)$$

Behelyettesítve (3.31) és (3.32)-t

$$I = I_0 (\exp(U/U_T) - 1) \quad (3.34)$$

ahol

$$I_0 = Aq \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \quad (3.35)$$

Ezzel a homogén adalékolású, abrupt diódára igazoltuk a korábban már bemutatott dióda egyenletet.

Egyenletünk szerint a záró tartományban néhány száz mV-nál nagyobb záró feszültségeknél az áram feszültségfüggetlen, állandó érték: $-I_0$ -val egyenlő. Úgy mondjuk: az áram *telítődik*. Ezért az I_0 állandó szokásos elnevezése: *telítési* vagy *saturációs áram*. (Szokásos az I_S jelölés is.) Ez igen kicsiny áram; Si átmenetnél pikoamper nagyságrendű. Megjegyzendő, hogy Si átmenetekenél a később tárgyalandó generációs hatások miatt $-I_0$ -tól eltérő a záróáram értéke. A telítési áram ismerete ilyenkor a nyitó karakterisztika számításához szükséges.

A pn átmenet ideális egyenletét néha feszültségre átrendezett formában is használjuk:

$$U = U_T \ln(I/I_0 + 1) \quad (3.36)$$

Szám példa. Egy Si dióda telítési árama $I_0 = 10^{-13}$ A. Mekkora a nyitófeszültség, ha az áram 10 mA?

$$U \approx 0,026 \cdot \ln(10^{-2} / 10^{-13}) = 0,658 \text{ V}$$

Szám példa. Mennyivel kell a dióda nyitó feszültségét növelnünk ahhoz, hogy a nyitó áram tízszeres legyen?

$$\Delta U = U_2 - U_1 \approx U_T (\ln(I_2/I_0) - \ln(I_1/I_0)) = U_T \ln(I_2/I_1)$$

$$\Delta U = 0,026 \cdot \ln 10 \approx 0,06 \text{ V} = 60 \text{ mV}$$

A diffúziós töltés. A 3.17 ábrán jól látható, hogy a p rétegbe injektált elektronok ott többlettöltést hoznak létre (vonalkázott terület). Ezt a többlettöltést *diffúziós töltésnek* nevezzük és Q_D -vel jelöljük. Számítsuk ki most e töltés értékét! (A számítás során feltételezzük, hogy az n oldal az erősebben adalékolat, az elektronáram a domináló, tehát elegendő az elektronok diffúziós töltését számolni.)

A számítás során a vonalkázott területet integrálással állapítjuk meg. E területet még szoroznunk kell a pn átmenet keresztmetszetével és az elemi töltéssel, így kapjuk meg Q_D értékét:

$$Q_D = Aq \int_0^{\infty} (n(x) - n_p) dx \quad (3.37)$$

Helyettesítve $n(x)$ (3.29) kifejezését és integrálva

$$Q_D = Aq \int_0^{\infty} (n_0 - n_p) \exp(-x/L_n) dx = Aq(n_0 - n_p)L_n \quad (3.38)$$

A (3.31) összefüggés szerint $q(n_0 - n_p) = J_n L_n / D_n$. Ezt, és a diffúziós hosszúság (2.38) képletét felhasználva

$$Q_D = AJ_n L_n^2 / D_n = I_n \tau_n \quad (3.39)$$

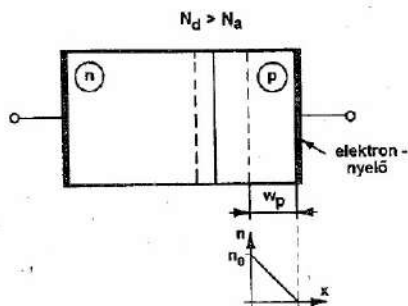
Ne feledjük: úgy számoltunk, hogy a pn átmenet n oldala sokkal erősebben adalékolt, tehát az elektronok árama és töltésfelhalmozása domináns. Általános érvénnyel így fogalmazhatjuk meg eredményünket a szélesbázisú dióda diffúziós töltés felhalmozására:

$$Q_D = I \cdot \tau \quad (3.40)$$

ahol I a pn átmenet nyitó árama és τ a kisebbségi hordozók élettartama a gyengébben adalékolt oldalon. Lényeges megállapítás: *a felhalmozott diffúziós töltés arányos a nyitóirányú árammal*. Ez az utóbbi állítás minden pn átmenetre igaz, adalék profiltól és struktúrától függetlenül.

A (3.40) összefüggést levezetés nélkül, közvetlenül is beláthatjuk. Gondoljunk arra, hogy a pn átmenet nyitó árama a töltéshordozók rekombinációjának közvetítésével záródik, ahogyan azt a 3.13. ábrán is megmutattuk. A diffúziós töltés tehát a rekombinációra várakozó hordozók töltése. Ha az élettartam τ , akkor a hordozóknak átlagosan ennyi ideig kell várni a rekombinációra. Az I áramhoz tehát $Q = I\tau$ „várakozó” töltés tartozik.

A keskeny bázisú dióda. Ha a pn átmenet gyengébben adalékolt oldalának vastagsága sokkal kisebb, mint a diffúziós hosszúság, keskeny bázisú struktúráról beszélünk. Ilyen pn átmenet vázlatát látjuk a 3.18. ábrán. Feltételezzük, hogy az n oldal adalékolása sokkal erősebb, tehát csak elektron áramlással kell számolnunk. A p oldal w_p szélessége sokkal kisebb, mint az L_n diffúziós hosszúság, tehát az elektron eloszlásnak nincs meg az az exponenciális kifutása, mint a széles bázisú struktúránál. Az n oldal által injektált elektronok ehelyett a 3.18. ábrán látható, háromszög alakú eloszlást mutatják. A p réteg kontaktusa a többlet elektronokra nézve nyelőként viselkedik, tehát az $x = w_p$ helyen az elektron sűrűség az egyensúlyi n_p értékre (tehát közel zérusra) csökken. Az átmenet egyenáramú karakterisztikája továbbra is exponenciális, de a telítési áram nagyobb és a diffúziós töltés sokkal kisebb, mint a széles bázisú esetben.



3.18. ábra. A keskeny bázisú dióda vázlata

Végezzük el számításainkat a keskeny bázisú struktúrára is! Az injektált elektronok sűrűségének háromszög alakú eloszlását később, az 5. fejezetben igazolni fogjuk. E háromszög eloszlásból az elektron-sűrűség gradiense $(n_0 - n_p)/w_p$, tehát az áram

$$I = AqD_n \frac{dn}{dx} = \frac{AqD_n}{w_p} (n_0 - n_p) \quad (3.41)$$

A pn átmenet határán uralkodó n_0 sűrűséget most is a BOLTZMANN tényezővel számolhatjuk. Ezzel

$$I = \frac{AqD_n n_p}{w_p} (\exp(U/U_T) - 1) \quad (3.42)$$

vagyis most is az ideális dióda egyenletre jutottunk. A diffúziós töltés (a háromszög területét számolva)

$$Q_D = Aq \cdot \frac{1}{2} (n_0 - n_p) w_p = \frac{1}{2} w_p^2 \frac{I}{D_n} = I \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{w_p}{L_n} \right)^2 \tau_n \quad (3.43)$$

Látható, hogy ez sokszorta kisebb a széles bázisú dióda $I \cdot \tau_n$ diffúziós töltésénél.

3.3.3. Másodlagos jelenségek

A valóságos pn átmenetek karakterisztikájuk jelentős részén megfelelnek az ideális dióda egyenletnek, de mutatnak hozzá képest kisebb-nagyobb eltéréseket is. Ezek közül a fontosabbakat tekintjük át a jelen pontban. Az alábbiakkal foglalkozunk:

- soros ellenállás,
- generációs és a rekombinációs áram,
- letörési jelenségek.

Csak érintőleg foglalkozunk az ambipoláris diffúzió jelenségével.

Már a 3.6a. ábra kapcsán rámutattunk, hogy a pn átmenet áram-feszültség összefüggése széles tartományban exponenciális jellegű. Ez egybevág az előző pontban nyert eredményünkkel: az ideális pn átmenet karakterisztika egyenletével. Láttuk azonban a 3.6a. ábrán azt is, hogy nagy áramerősségeknél jelentős eltérések mutatkoznak az exponenciális függvénytől. A dióda feszültségesése nagyobb, mint amennyi az ideális

egyenletből adódna. A mutatkozó többlet feszültségesést két okra tudjuk visszavezetni. Az egyik a *soros ellenállás*, a másik az *ambipoláris diffúzió* jelensége.

Az ambipoláris diffúzió jelenségét – bonyolult fizikai háttere miatt – nem részletezzük. Annyit mégis elmondunk róla, hogy igen nagy áramsűrűségeknél lép fel: akkor, ha a nyitó áram által injektált kisebbségi hordozók sűrűsége eléri a többségiekét. Ez nyilván a gyengébben adalékolt oldalon áll elő, tehát az $N_A > N_D$ esetben a p oldalon. Ekkor a töltésegyensúly fenntartása végett járulékos térerősség lép fel a pn átmenet gyengébben adalékolt oldalán, a kiürített rétegen kívül. Ezen térerősség integrálja járulékos feszültségesésként jelentkezik. Ennek értéke

$$U_a = U_T \ln(I/I_a + 1) \quad (3.44)$$

ahol I_a – áram mértékegységű állandó: az az áramerősség, amelynél az injektált kisebbségi hordozók sűrűsége éppen eléri a többségiekét.

Az ambipoláris diffúzió a soros ellenálláshoz hasonló módon torzítja a karakterisztikát; a jelenséget megnövelt soros ellenállással vehetjük figyelembe.

A soros ellenállás. A pn átmenetet egy p és egy n típusú félvezető réteg határolja. Ezek vezetnek ugyan az áramot, de vezetőképességük sok nagyságrenddel kisebb, mint a fémeké. Emiatt a két félvezető réteg ohmos ellenállása nem hanyagolható el, dacára annak, hogy vastagságuk gyakran nem éri el a $100 \mu m$ nagyságrendet. Az ideális pn átmenet előző pontban levezetett egyenlete csak magának a pn átmenetnek a viselkedését írja le. Azt tehát, hogy hogyan függ az átfolyó áram a kiürített réteg két oldala közti feszültségtől. Ez pedig kevesebb, mint a külső feszültség, mert a félvezető rétegek soros ellenállásán feszültségesés következik be. Ha a soros ellenállást r_s -sel jelöljük, a kiürített rétegre jutó feszültség

$$U = U_F - I \cdot r_s \quad (3.45)$$

– ahol U_F a dióda külső kapcsaira adott feszültség. Ezzel a diódaegyenlet

$$I = I_0 (\exp((U_F - I \cdot r_s)/U_T) - 1) \quad (3.46)$$

illetőleg

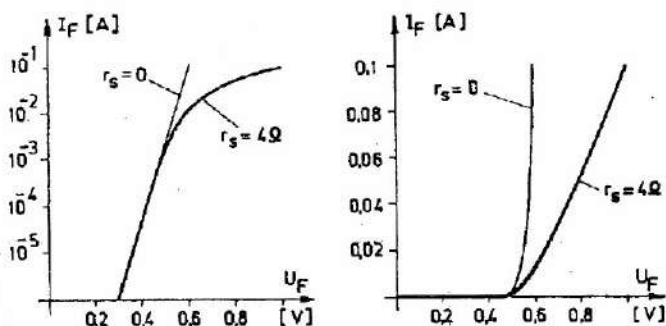
$$U_F = U_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) + I \cdot r_s \quad (3.47)$$

formában írható.

A (3.45) egyenlet jobb oldalának első tagja a kiürített rétegen eső, a második a soros ellenálláson eső feszültséget adja. Az előbbi logaritmikusan, az utóbbi lineárisan nő az árammal. Az utóbbi növekedése az erősebb; van tehát egy áramhatár, ami felett a soros ellenállás válik dominálónak. Ugyanezt állapíthatjuk meg a (3.46) függvény grafikus ábrázolásából is (3.19. ábra).

A rajzot mind logaritmikus, mind lineáris áramtengely mellett elkészítettük. Az előbbin azt látjuk, hogy az ideális exponenciális karakterisztikát leíró egyenestől kis áramoknál gyakorlatilag nem ad eltérést a soros ellenállás jelenléte. Egy áramküszöb felett (az ábra esetében $2-3 \text{ mA}$) jelentős, az árammal meredeken növekvő többlet feszültségesés mutatkozik. A másik ábra, melynek áramtengelye lineáris, azt mutatja, hogy nagy áramoknál a karakterisztika egyeneshez (még hozzá $1/r_s$ meredekségű egyeneshez) tart.

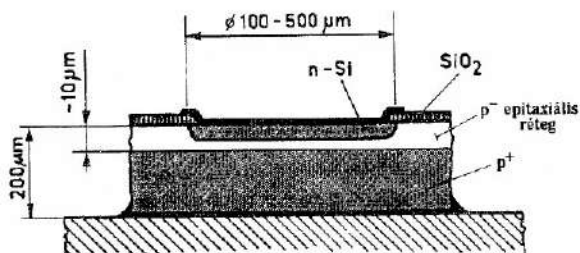
A soros ellenállás megnöveli a dióda nyitó irányú feszültségcsúcsát. Ez az egyenirányító tulajdonság romlását jelenti, káros jelenség tehát. Nézzük, hogyan lehet r_s -t csökkenteni!



3.19. ábra. A soros ellenállás hatása a dióda karakterisztikán

Kézenfekvő megoldás a gyengébben adalékolt oldal adalékolásának, tehát vezetőképességének növelése. Ezzel a megoldással azonban csak módjával élhetünk, mert az adalékolás növelésével a diódára megengedhető zárófeszültség csökken (lásd majd a letörési jelenségek kapcsán). Úgy tűnik tehát, hogy itt kompromisszumra kényszerülünk. Vagy nagyfeszültségű diódát konstruálunk, vagy kis soros ellenállásút; bármelyik tulajdonság csak a másik kárára javítható.

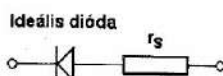
Van mégis egy konstrukciós fogás, amelynek segítségével ez a probléma megoldható. A maximális térerősséget csak az átmenet közvetlen környezetének adalék szintje befolyásolja. Kézenfekvő tehát a megoldás: a pn átmenet azon szomszédságában legyen gyenge az adalékolás, amelyre a kiürített réteg üzem közben kiterjedhet (ez maximum 5-10 μm -t jelent), és a távolabbi zóna erősen adalékolt, nagy vezetőképességű legyen. Ilyen struktúrát látunk a 3.20. ábrán. Az erősen adalékolt, p^+ típusú alaplemez felületén 10 μm vastagságú, jóval gyengébben adalékolt p típusú réteget hozunk létre. Ennek módja az ún. *epitaxiális rétegnövesztés*, amellyel egy Si egykristály felületére, annak kristályszerkezetét folytatva, néhány μm -nyi Si réteg növeszthető. Az epitaxiális rétegben azután az egyszerű planárdiódához hasonlóan, n diffúzióval hozzuk létre a pn átmenetet. E módszerrel a soros ellenállást erőteljesen, 1-2 nagyságrenddel csökkenthetjük.



3.20. ábra. Epitaxiális kivitelű planárdiódá vázlata

Szám példa. Egy dióda soros ellenállása $10\ \Omega$, feszültségese $I = 1\ \text{mA}$ áram mellett $710\ \text{mV}$. Mekkora a feszültségese $I = 10\ \text{mA}$ áram mellett?

A megoldáshoz használjuk fel az alábbi helyettesítőképet. A valóságos dióda = az ideális dióda, és vele sorban r_s .

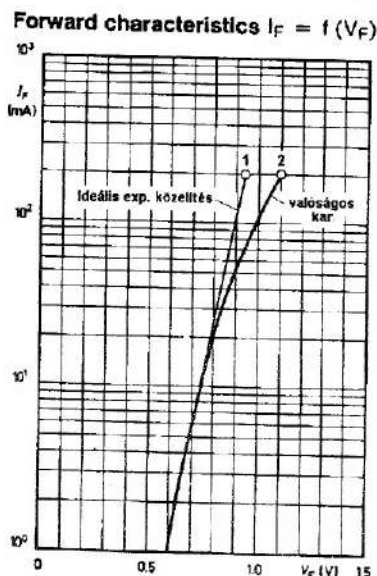


Az ideális diódán az áram tízszereséhez $U_T \ln(10) = 60\ \text{mV}$ feszültség növekedés szükséges. A $10\ \Omega$ -os ellenálláson az áram $9\ \text{mA}$ -rel nő, ez $90\ \text{mV}$ feszültség növekedést jelent. Összesen tehát $150\ \text{mV}$ -tal nő meg a dióda feszültsége.

Szám példa. Határozza meg a 3.21. ábrán adott karakterisztikájú dióda soros ellenállását!

A karakterisztika görbére egyenest rajzolunk a kis áramoknál jól illeszkedő módon. A görbe és az egyenes nagyobb áramoknál mutatkozó eltérését a soros ellenállás okozza. Olvassuk le a legnagyobb áramnál: $I_1 = 200\ \text{mA}$ -nél a görbe és az egyenes közti feszültség különbséget, $U_2 - U_1$ -et! Ennyi feszültség esik a soros ellenálláson $200\ \text{mA}$ áram mellett. Tehát

$$r_s = \frac{U_2 - U_1}{I_1} = \frac{160\ \text{mV}}{200\ \text{mA}} = 0,8\ \Omega$$



3.21. ábra.

Generációs és rekombinációs áram. Eddigi számításaink során elhanyagoltuk, hogy a kiürített réteg belsejében is fellép töltéshordozó generáció, illetőleg rekombináció. Ez az elhanyagolás nem egészen jogos, mert – a megfelelő félvezető fizikai számítások szerint⁵ – e folyamatok mértéke a kiürített rétegben még nagyobb is, mint a semleges p , illetőleg n zónában. Nézzük, hogyan befolyásolják ezek a pn átmenet viselkedését!

A záró tartományban a kiürített rétegben többlet generáció lép fel. A generálódó töltéshordozó párok a télerősség hatására azonnal kétfelé sodródnak. Az így keletkező áram hozzáadódik a dióda záróáramához. A többlet generáció értéke a teljes kiürített rétegben

$$g = \frac{n_i}{2\tau} \quad (3.48)$$

– azzal a feltételezéssel, hogy a domináns rekombinációs centrumok a tiltott sáv közepének megfelelő energiaszinten vannak. τ a kétféle töltéshordozó átlagos élettartama. Szorozva ezt a kiürített tartomány AS térfogatával és a q elektrontöltéssel, kapjuk a generációs áramot:

$$I_g = q g AS(U_R) = q \frac{n_i}{2\tau} AS(U_R) \quad (3.49)$$

A képletben már kihangsúlyoztuk, hogy S az U_R zárófeszültség függvénye; ennek folytán tehát I_g is feszültségfüggő. Abrupt pn átmenetre

$$I_g = \text{const} \cdot n_i \sqrt{-U_R} \quad (3.50)$$

Arra számíthatunk tehát, hogy ha a záró tartományban a generációs áram a domináló (nagyobb, mind az ideális dióda egyenlet $-I_0$ árama), akkor a záró karakterisztika árama kb. négyzetgyökösen növekszik a záró feszültséggel. A Si átmenetekre ez a viselkedés jellemző.

Szám példa. Egy abrupt Si diódára $N_d = 10^{18} / \text{cm}^3$ és $N_a = 10^{16} / \text{cm}^3$. A dióda keresztmetszeti felülete $A = 0,1 \text{ mm}^2$, $\tau_n = \tau_p = 10^{-7} \text{ s}$. Szilíciumra, szobahőmérsékleten $n_i \approx 10^{10} / \text{cm}^3$. Határozzuk meg a generációs áram értékét 100 V záró feszültség mellett!

E dióda kiürített réteg szélességét a 3.2.3. pontban már kiszámoltuk: $W_{100 \text{ V}} = 3,63 \text{ } \mu\text{m}$. A generációs áramot tehát egyszerűen a (3.49) képletbe való helyettesítéssel nyerjük:

$$I_g = q \frac{n_i}{2\tau} AS(U_R) = 1,6 \cdot 10^{-19} \frac{10^{10}}{2 \cdot 10^{-7}} 10^{-7} \cdot 3,63 \cdot 10^{-6} = 2,9 \cdot 10^{-9} \text{ A}$$

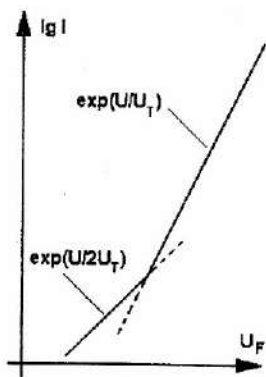
vagyis 2,9 nA.

A nyitó tartományban a kiürített rétegben többlet rekombináció lép fel. Ez a nyitó áramhoz hozzáadódó további áramot jelent. A levezetés mellőzésével közöljük a rekombinációs áram karakterisztikáját:

$$I_r = \text{const} \cdot \exp(U / 2U_T) \quad (3.51)$$

⁵ Az indirekt generáció-rekombinációs folyamatok SHOCKLEY-READ-HALL modellje alapján ezek a jelenségek jól nyomon követhetők.

Tehát ez az áram is exponenciális feszültségfüggést mutat, de az ideális dióda egyenlethez képest feleakkora meredekséggel. A 3.22. ábrán látjuk együtt a két áramot. Látható, hogy a rekombinációs áram csak kis áramsűrűségeknél domináns, nagyobb áramoknál elhanyagolható az ideális dióda áram mellett. A két karakterisztika metszéspontja a 10 nA-ek nagyságrendjében van egy kisteljesítményű diódánál. Ez azt jelenti, hogy a μA feletti áramoknál a rekombinációs áramösszetevő már nyugodtan elhanyagolható.



3.22. ábra. Ideális dióda áram és rekombinációs áram karakterisztikája

A rekombinációs áram és egyéb hatások, melyek eltérést okoznak az ideális dióda karakterisztikától. Szokásos e hatásoknak az ún. idealitási tényezővel (faktorral) való figyelembe vétele. Az így korrigált dióda egyenlet a következő:

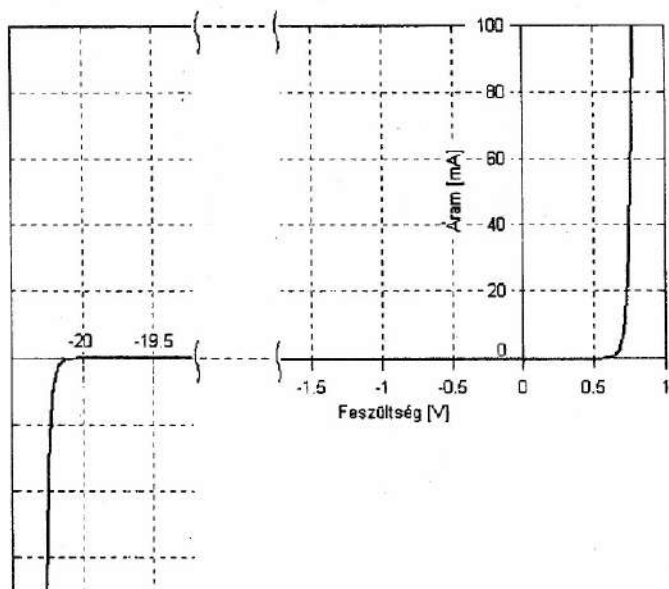
$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{U}{mU_T}\right) - 1 \right) \quad (3.52)$$

Az idealitási tényező, $m=1 \dots 2$ között választható.

Letörési jelenségek. A pn átmenet záróirányban nem vehető igénybe tetszőleges feszültség. Közeledve egy feszültséghatárhoz, az úgynevezett *letörési feszültséghez*, az áram meredeken nőni kezd, s a letörési feszültség felett már csak a dióda soros ellenállása korlátozza azt (3.23. ábra). A nagy zárófeszültséggel párosuló letörési áram folytán jelentős hőteljesítmény szabadul fel a pn átmeneten. Ez – ha nem gondoskodunk az áram korlátozásáról – az eszköz túlmelegedését, termikus tönkremenetelét okozhatja.

Az alábbiakban megvizsgáljuk, hogy milyen fizikai mechanizmusok vezetnek a pn átmenet átütésére, letörésére. A gyakorlati eszközeinkben három ilyen mechanizmus lép fel: a *lavinaletörés*, a *ZENER-letörés* és az *érintkezési* (átszűrési) *jelenség*.

A lavinaletörés alapjelensége az ütközési ionizáció. A lezárt pn átmenet nagy térerőssége felgyosítja a záróáramot szállító töltéshordozókat, közülük egyeseket annyira, hogy azok a kristályráccsal való ütközés során a vegyértéksávból elektronokat emelnek a vezetési sávba, vagyis egy elektron-lyuk párt keltenek. A keletkezett hordozók tovább gyorsulva szintén kelthetnek újabb párokat, a folyamat lavinaszerűen sokszorozza önmagát. A keletkezett elektron-lyuk párokat a pn átmenet térerőssége azonnal szétszórja (lásd 3.24a. ábra), így ezek a záró áramhoz járulnak hozzá. Az eredeti I_{R0} áramhoz ΔI_R járul a sokszorozás folytán, így adódik ki az I_R záróáram.



3.23. ábra. A pn átmenet letörési karakterisztikája

A sokszorozás mértékét az M sokszorozási tényezővel adjuk meg:

$$I_R = M(U_R) \cdot I_{R0} \quad (3.53)$$

A sokszorozási tényező természetesen függ a záró feszültségtől. Erre a függésre általánosan használatos (bár nem túl pontos) összefüggés az alábbi:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_R}{U_L}\right)^m} \quad (3.54)$$

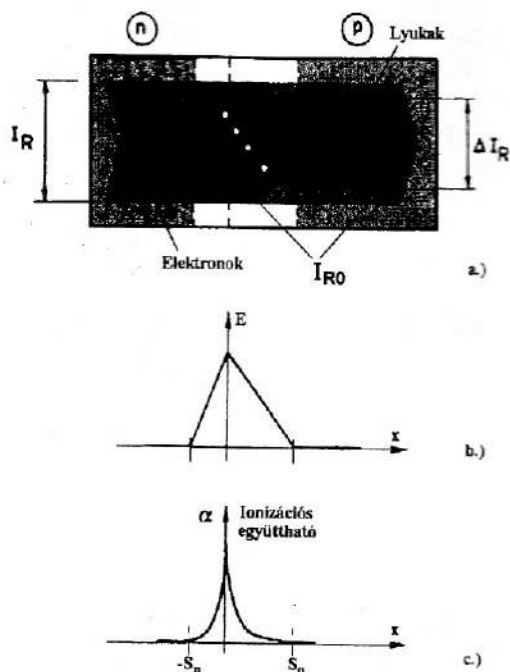
– ahol U_L a letörési feszültség (abszolút értéként). Az m kitevő értéke 3 körüli. A letörési feszültség a gyengébben adalékolt oldal N adalékolásától függ, nagyjából az alábbi képlet szerint:

$$U_L \sim N^{-0.7} \quad (3.55)$$

Növekvő adalékolás tehát csökkenti a letörési feszültséget. Ez nem meglepő, hiszen a 3.2.3. pontban láttuk, hogy a gyengébben adalékolt oldal adalékolásának növelése növeli a maximális télerősséget.

A lavina letörés közelebbi vizsgálatához az α ionizációs együttható fogalmát vezetjük be. α annak a valószínűsége, hogy egy hordozó egységnyi út befutása során ionizál, újabb hordozópárt hoz létre. Az α együttható értéke természetesen igen erősen függ a télerősségtől.

Az átmeneten átfolyó teljes áram $I_R = Aq(nv_n + pv_p)$, ahol v_n és v_p az elektronok, illetve a lyukak sodródási sebessége. Ebben az I_R értékben a pn átmenet normál záróáramán túl a lavinahatás folytán előálló többlet is benne van. Az I_R áram elektronok és lyukak közötti megoszlása ugyan helyfüggő (3.24a. ábra), de a teljes áram minden keresztmetszetben azonos.



3.24. ábra. A lavina letörés magyarázatához

Annak valószínűsége, hogy egy elektron egységnyi úton ionizál, α . Az egységnyi idő alatti ionizálás valószínűsége $v_n \alpha$. Ha a térfogategységben n elektron van, akkor az elektronok egységnyi térfogatban és idő alatt $nv_n \alpha$ hordozó-párt keltenek. A lyukakkal ugyanez a helyzet; az ütközések adta többlet generáció tehát így számolható:

$$g_{\text{ütk}} = nv_n \alpha + pv_p \alpha = \frac{I_R}{qA} \alpha \quad (3.56)$$

A $g_{\text{ütk}}$ többlet generáció a kiürített rétegben helyfüggő, mert a térerősség és ezáltal az ionizációs együttható is az (3.24b-c. ábrák). Integrálva a kiürített réteg teljes térfogatára és q -val szorozva, az ionizáció folytán előálló teljes áram szaporulatot kapjuk:

$$\Delta I_R = qA \int_{-s_n}^{s_p} g_{\text{ütk}}(x) dx = I_R \int_{-s_n}^{s_p} \alpha(x) dx \quad (3.57)$$

Felhasználva, hogy $I_R = I_{R0} + \Delta I_R$, nyerjük:

$$I_R = \frac{I_{R0}}{1 - \int \alpha(x) dx}, \text{ tehát } M = \frac{1}{1 - \int \alpha(x) dx} \quad (3.58)$$

Ha a nevezőben álló integrál 1-hez közelít, a sokszorozás tart a végtelenhez, a letörés bekövetkezik.

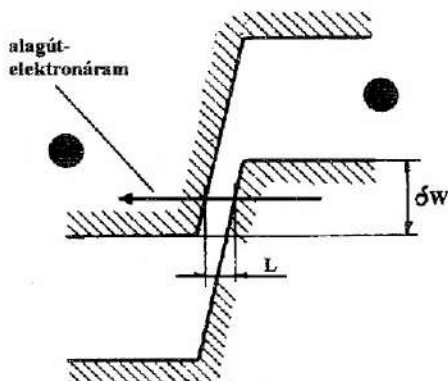
Az ionizációs együttható térerősség függését hatványfüggvénnyel közelíthetjük:

$$\alpha(E) = \text{const} \cdot E^n \quad (3.59)$$

– ahol n szilíciumra 5 és 6 közötti érték. Ezzel a közelítéssel és az abrupt átmenet háromszög térférfesség függvényével kiértékelve az M nevezőjében álló integrált, a (3.54) alatt közölt közelítésre jutunk. Az m kitevő értéke $(n+1)/2$, tehát 3 körüli.

A ZENER-letörés alapjelensége az alagúthatás. A pn átmenet energiasáv szerkezete záró előfeszültség mellett a 3.25. ábra szerint alakul. Figyelemre méltó a rajzon, hogy a δW -vel jelzett energiaintervallumon belül olyan energiaszintek vannak, amelyekhez mind a p , mind az n oldalon megengedett állapotok tartoznak. Ezeken az energiaszinteken tehát szabadon mozoghatnak a töltéshordozók – feltéve, hogy a pn átmenetben a két oldal között jelenlevő tiltott tartományon át tudnak kelni. Nagyobb adaléksűrűségeknél a kiürített réteg meglehetősen keskeny, így az ábrán L -vel jelölt szélességű tiltott tartomány 15-20 nm-re csökkenhet. Ilyen kis távolságnál viszont már véges a valószínűsége annak, hogy az elektronok a kvantummechanikai alagúthatás folytán átjussanak az akadályon. Így alakul ki a ZENER-letörésnél a nagy záró irányú áram. A letörési feszültség fordított arányban áll a gyengébben adalékolt oldal adalék sűrűségével:

$$U_L \sim N^{-1} \quad (3.60)$$



3.25. ábra. A ZENER-letörés magyarázatához

Az érintkezési jelenség (punch-through) csak a keskeny bázisú diódában lép fel. Tudjuk, hogy e diódáknál a gyengébben adalékolt réteg vastagsága csak néhány μm ; amin túl a kontaktus fémezése található (3.18. ábra). Ha a zárófeszültséget növelve a kiürített réteg annyira kiszélesedik, hogy eléri ezt a kontaktust, a dióda többé nem zár, hanem nagy árammal vezet. Ehhez az

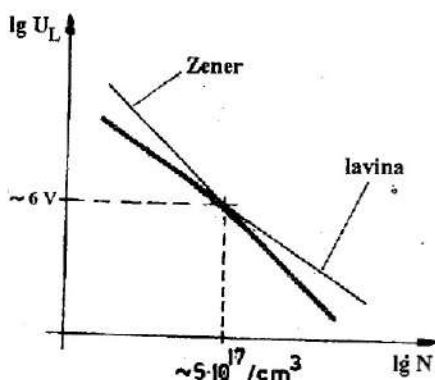
$$S_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN}} \sqrt{U_D - U} = w_p \quad (3.61)$$

feltételnek kell teljesülnie, amiből az érintkezési feszültség

$$|U_{pt}| \equiv w_p^2 \frac{qN}{2\varepsilon} \quad (3.62)$$

Természetes, hogy egy adott pn átmenet konstrukciónál nem lép fel külön-külön a három felsorolt jelenség. Közülük csak az észlelhető, amelyhez az adott konstrukciónál a legkisebb letörési feszültség tartozik, a másik kettő "nem jut szóhoz". (Előfordulhat ugyanakkor, hogy két mechanizmus keveredve mutatkozik, ha a hozzájuk tartozó letörési feszültség kb. azonos értékű.)

A 3.26. ábrán szilíciumra vonatkozóan rajzoltuk fel a lavina és a ZENER letörési feszültség adalékolástól való függését. Látható, hogy a letörési feszültség a gyengébben adalékolt oldal koncentrációjának növelésével monoton csökken. Azt is látjuk, hogy kb. $5 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ az az adalékolási határ, ami alatt a lavina, fölött a ZENER mechanizmus aktív. Letörési feszültségben e határ 6 V körül fekszik, az ez alatti átütés ZENER, az e feletti lavina mechanizmussal történik.



3.26. ábra. A letörési feszültségek összevetése

3.4. A pn átmenet differenciális jellemzői és kapacitásai

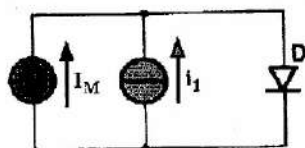
3.4.1. A pn átmenet differenciális ellenállása

Tekintsük a 3.27a. ábrán látható áramkört! Két áramgenerátor kényszeríti át áramát a D diódán: az I_M egyenáramú és az i_1 váltakozó áramú generátor. A dióda eredő árama tehát

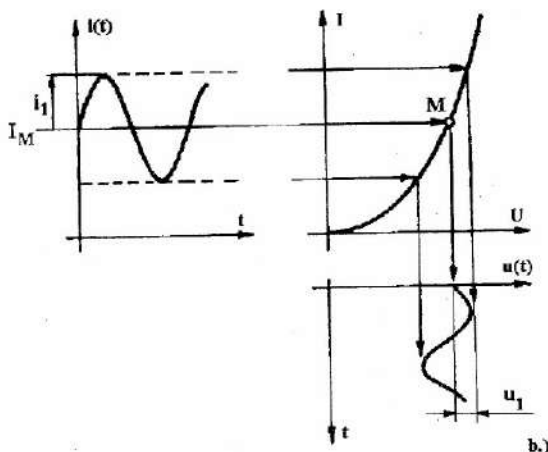
$$i(t) = I_M + i_1 \cdot \sin(\alpha x) \quad (3.63)$$

Feltételezzük, hogy $i_1 \ll I_M$. Kérdés, hogy milyen feszültség-idő függvény lép fel a dióda kapcsain.

A vizsgálatot először szerkesztéssel végezzük. Felrajzoljuk a (3.63) szerinti áram-idő függvényt és a dióda nemlineáris karakterisztikáját (3.27b. ábra). A feszültség-idő függvényt pontonkénti átszerkesztéssel állapíthatjuk meg. Az így adódó diódafeszültségnek is van egyen- és váltakozó komponense; utóbbi periodikus, és nagyjából szinuszos időfüggésű.



a.)



b.)

3.27. ábra. A differenciális ellenállás magyarázatához

Ha az I_M áram által kijelölt M munkapont⁶ környezetében tökéletesen egyenes, lineáris volna a dióda karakterisztikája, a feszültség megváltozása pontosan arányos volna az áramával. Szinuszos váltakozó áram hatására szinuszos váltakozó feszültség esne a diódán. Mivel a karakterisztika nem teljesen lineáris, van görbültsége, a feszültség torzult szinuszjel lesz. Más szóval: felharmonikusok jelennek meg benne.

Ha az i_1 amplitúdó megfelelően kicsi I_M -hez képest, (kicsi a kivezérlés, úgy mondjuk), akkor a karakterisztika lineárisnak tekinthető szakaszán mozgunk, s felharmonikusok csak elenyésző mértékben keletkeznek. Ilyenkor beszélünk *kisjelű működésről*.

Amíg a kisjelű működés határán belül vagyunk, a diódán eső váltakozó feszültség amplitúdója arányos a váltakozó áramával. A dióda tehát a kis amplitúdójú váltakozó jelekre nézve úgy viselkedik, mint egy lineáris ohmos ellenállás. Ez az ellenállás a dióda váltakozó áramú ellenállása. Az áram és a feszültség kapcsolatát a karakterisztika munkapont-beli meredeksége, differenciálhányadosa határozza meg:

$$u_1 = r_d i_1, \quad (3.64)$$

ahol

$$r_d = \left. \frac{dU}{dI} \right|_{I=I_M}. \quad (3.65)$$

Az r_d differenciálhányados a dióda váltakozó áramú, vagy differenciális ellenállása.

Ha megváltoztatjuk az egyenáramú forrás I_M áramát, megváltozik az M munkapont helyzete a karakterisztikán. A dióda karakterisztika különböző pontjainak meredeksége is különböző. A karakterisztika deriváltja, a differenciális ellenállás tehát munkapontfüggő.

⁶ Munkapontnak nevezzük a karakterisztikának az egyenáramú beállítást által kijelölt pontját.

A dióda karakterisztikaegyenletét az előző szakaszból ismerjük. Ennek alapján a munkapontfüggést számszerűen követni tudjuk.

Számoljunk az "ideális dióda + soros ellenállás" karakterisztikával, s az egyéb hatásokat a termikus feszültség m szorzótényezőjével vegyük figyelembe:

$$U = mU_T \cdot \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) + I \cdot r_s, \quad (3.66)$$

amit deriválva

$$r_d = \frac{mU_T}{I + I_0} + r_s. \quad (3.67)$$

Az első tag a pn átmenet differenciális ellenállása; az r_s soros ellenállás értéke ehhez egyszerűen hozzáadódik. A pn átmenet differenciális ellenállását a közepes nyitóáramok tartományában, ahol $I \gg I_0$ és $m \equiv 1$, így közelíthetjük:

$$r_d|_{pn} \equiv \frac{U_T}{I} \quad (3.68)$$

– vagyis a differenciális ellenállás fordítottan arányos a munkaponti egyenárammal.

A differenciális ellenállásra kapott (3.67) összefüggésünk csak a dióda nyitó tartományában tekinthető elfogadhatónak. Záró tartományban a generációs és a letörési jelenségek miatt az ideális diódaegyenlet, tehát az annak deriválásával nyert (3.67) összefüggés is megengedhetetlenül pontatlan. (A (3.65) definíciós egyenlet természetesen a karakterisztika minden szakaszán helytálló. Ha analitikus összefüggéssel jól leírható a pn átmenet záró karakterisztikája, akkor ennek deriválásával r_d munkapontfüggése is pontosan nyerhető.)

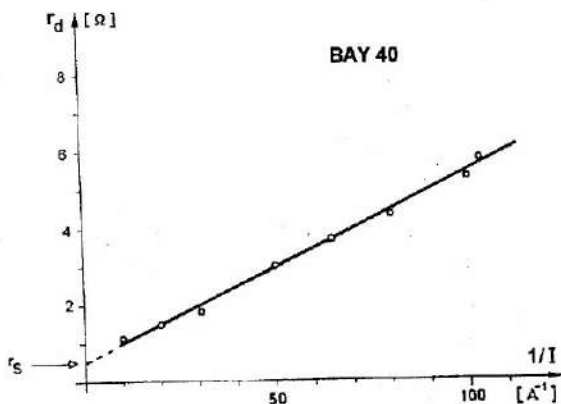
A (3.67) összefüggés segítségével mérésrel könnyen megállapíthatjuk egy dióda soros ellenállását és az U_T termikus feszültség m szorzótényezőjét. A nyitó tartományra ugyanis

$$r_d \equiv mU_T \frac{1}{I} + r_s \quad (3.69)$$

– vagyis a differenciális ellenállás lineárisan függ a munkaponti egyenáram reciprokától. Ha megmérjük egy dióda differenciális ellenállását a munkaponti egyenáram függvényében, a mérési pontokat az $r_d - 1/I$ koordináta-rendszerben ábrázoljuk, akkor egyenest kapunk. Az egyenes meredekségéből $m \cdot U_T$, az r_d tengellyel való metszéspontjából r_s adódik.

Nézzünk erre egy példát! A BAY 40 típusjelű Si dióda differenciális ellenállását váltakozó áramú módszerrel mértük az 5 mA - 100 mA áramtartományban. A nyert mérési pontokat a 3.28. ábrán kis körökkel rajzoltuk. Látható, hogy a pontok jó közelítéssel egy egyenesen fekszenek; ezt a közelítő egyenest is megrajzoltuk. (A "legjobb" közelítő egyenest itt a regressziószámítás matematikai módszerével határoztuk meg, de a vizuális becsléssel behúzott egyenes sem ad sokkal pontatlanabb eredményt.) Az egyenes és a függőleges tengely metszéspontjából adódik a soros ellenállás: $r_s = 0,5 \Omega$, és az egyenes meredekségéből:

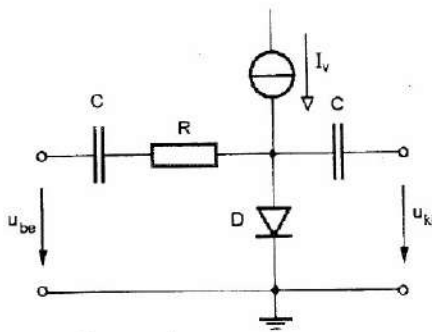
$$mU_T = \frac{r_{d2} - r_{d1}}{1/I_2 - 1/I_1} = 49 mV \quad (3.70)$$



3.28. ábra. A soros ellenállás és az mU_T számításához

A félvezető diódát meglehetősen ritkán használjuk kisjelű, lineáris beállításban. Ezért azután a differenciális ellenállás fogalma kevésbé merül fel a dióda alkalmazásoknál. Annál nagyobb lesz majd a fogalom jelentősége a bipoláris tranzisztornál. A tranzisztor ugyanis pn átmenetekből áll, s egyik tipikus alkalmazása a kisjelű lineáris erősítő áramkörökben van. Így azután a tranzisztoros erősítők bemenő ellenállásának, erősítésének számításánál gyakran fogunk visszahivatkozni a pn átmenetre vonatkozóan most megismert összefüggésekre.

A dióda kisjelű lineáris alkalmazására egy példát mutatunk be. Félvezető dióda segítségével elektronikusan szabályozható feszültségosztót készíthetünk, a 3.29. ábra szerinti formában. A feszültségosztó felső ága az R -el jelölt ellenállás, az alsó a D dióda differenciális ellenállása. Utóbbi a dióda munkaponti egyenáramával, tehát az I_V árammal vezérelhető. Ezzel az osztási arány az I_V árammal szabályozhatóvá válik. A C kondenzátorok a be- és a kimenet egyenáramú leválasztására szolgálnak. Az áramkör természetesen csak váltakozó feszültségek leosztására alkalmazható, s csak olyan kis amplitúdóig, amelyek mellett a működés lineárisnak tekinthető.



3.29. ábra. Diódás szabályozható feszültségosztó

Szám példa. Méretezzünk egy, a 3.29. ábra szerinti feszültségosztót, az alábbi követelményekre:

- osztási arány 1:10 és 1:1000 között szabályozható,
- az I_V egyenáram maximálisan 2 mA.

A diódát ideálisnak feltételezzük: $m \cdot U_T = 26 \text{ mV}$, és r_s -t elhanyagoljuk.

A minimális differenciális ellenállás $I_V = 2 \text{ mA}$ -nál adódik:

$$r_{d \min} = \frac{26 \text{ mV}}{2 \text{ mA}} = 13 \Omega$$

Ekkor lép fel a legnagyobb, 1:1000 arányú leosztás. Ebből az osztó felső ellenállása

$$R = (1000 - 1) \cdot r_{d \min} \approx 13 \text{ k}\Omega$$

Az 1:10 osztáshoz a dióda differenciális ellenállása

$$r_{d \max} = R/9 = 1,44 \text{ k}\Omega \quad \text{kell legyen; ehhez az } I_V = \frac{U_T}{r_d} = \frac{26 \text{ mV}}{1,44 \text{ k}\Omega} = 18 \mu\text{A}$$

áram tartozik. Az I_V vezérlő egyenáramot 18 μA és 2 mA között változtatva tehát, az osztási arányt az előírt határok között tudjuk szabályozni.

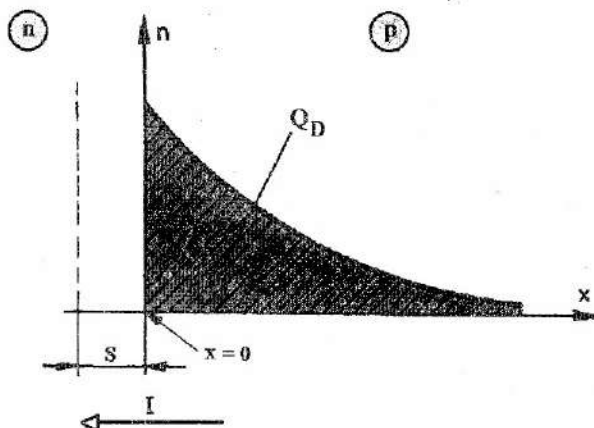
3.4.2. A pn átmenet kapacitásai

A 3.29. ábrán bemutatott diódás feszültségosztót nem használhatjuk túlzottan nagy frekvenciáig. Átlagos diódát alkalmazva az osztóban, már 100 kHz fölött észrevehető, hogy növekszik a leosztás mértéke, s a kimeneti feszültség fázisban késik a bemenetihez képest. Ezek a jelenségek arra vallanak, hogy a dióda a váltakozó feszültségre nézve nem tekinthető tisztán ohmos vezetésnek; admittanciájának kapacitív összetevője is van. Valóban: a pn átmenet kapacitív tulajdonságokat is mutat. Váltakozó áramú szempontból úgy tekinthető, mint egy ohmos ellenállás – az átmenet U_T/I differenciális ellenállása – és egy, a differenciális ellenállással párhuzamosan kapcsolódó kapacitás.

Nézzük most meg, milyen fizikai jelenségek hoznak létre kapacitív hatásokat a pn átmenetben. Látni fogjuk, hogy két ilyen hatás van. Ennek megfelelően kétféle kapacitásról beszélünk: a *diffúziós* és a *tértöltési* kapacitásról.

Bevezetésként kvalitatíve tisztázzuk a két fajta kapacitás létrejöttének okát, főbb vonásait. Ezután mindegyiknek elvégezzük a részletes számszerű vizsgálatát is.

A diffúziós kapacitás. Vizsgáljunk meg egy nyitó tartományban működő pn átmenetet! Láttuk a 3.3.1 pontban, hogy a nyitó áram mindkét oldal többségi hordozóinak injektálása a túloldal felé. Az átinjektált hordozók (pl. a p rétegbe injektált elektronok) diffúzióval távolodnak az átmenettől, s közben rekombinálnak, vagy a réteget határoló nyelön át elhagyják a réteget. Stacionárius állapotban, abrupt átmenetnél a 3.30. ábra szerinti, exponenciálisan lecsengő eloszlást mutatják. A nyitó áram tehát többlettöltés felhalmozással jár: ezt a többlettöltést neveztük *diffúziós töltésnek*. Kimutattuk már azt is a (3.40)-ben, hogy a felhalmozott Q_D töltés a nyitó árammal arányos.



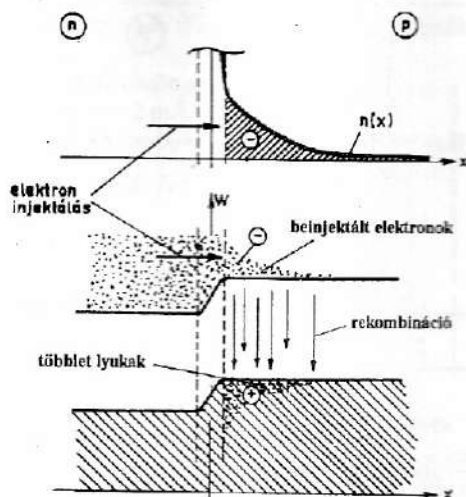
3.30. ábra. A diffúziós töltés-felhalmozás

Ha megváltoztatjuk a dióda nyitó feszültségét, megváltozik az áram is, és ezzel együtt a felhalmozott diffúziós töltés. A feszültségváltozás hatására töltésváltozás következik be. A feszültség megváltoztatásához be kell vinni vagy el kell távolítani a dióda hozzávezetésein egy töltésmennyiséget. Ez egyértelműen kapacitív viselkedés. A most vizsgált ok miatt fellépő kapacitást nevezzük *diffúziós kapacitásnak* (diffusion capacitance).

Felmerülhet a következő kérdés. Egy kondenzátornak mindig két fegyverzete van: rajtuk ellentétes előjelű töltések. Hol van a *pn* átmenet diffúziós töltésével szemben álló, vele egyensúlyt tartó, ellentétes előjelű töltésmennyiség?

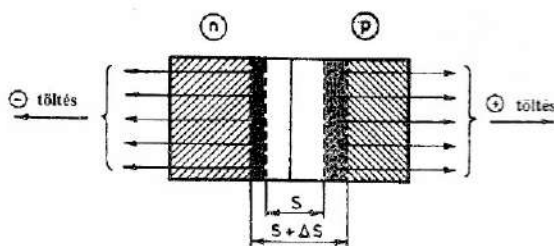
A magyarázat az, hogy a *p* rétegbe injektált elektronok töltését a többségi hordozók – a lyukak – megnövekvő mennyisége kiegyenlíti. A többlet lyuksűrűség hasonló eloszlást mutat, mint a beinjektált elektronok. A 3.31. ábrán láthatjuk tehát a "szemben álló" pozitív és negatív töltéseket. Különös módon azonban ezek geometriailag ugyanazon helyen vannak. Szeparációjukat nem az hozza létre, hogy két különböző fegyverzeten, hanem hogy két különböző energiaállapotban vannak. E két állapot (vagyis a vezetési és a vegyérték sávbeli állapot) közötti átmenetekhez véges várakozási idő kell: éppen a τ élettartam. A pozitív és negatív töltések szeparációja tehát véges ideig tart; a diffúziós kapacitás τ időállandóval önmagától kisül.

A diffúziós kapacitás – mint majd a részletes vizsgálatnál látni fogjuk – csak a *pn* átmenet nyitó tartományában jelentkezik, s ott a munkaponti egyenárammal arányos.



3.31. ábra. A diffúziós kapacitásban szerepet játszó töltések

A *tértöltés-kapacitás*. Láttuk a 3.2.3 pontban, hogy a kiürített réteg szélessége a diódára kapcsolt feszültségtől függ. Ha növeljük a záró feszültséget, nő a kiürített réteg szélessége. Ez csak akkor lehetséges, ha a *pn* átmenet szomszédságából elszállítunk töltéseket, hiszen akkor válik kiürítettté egy zóna, ha a benne levő szabad töltéshordozókat eltávolítjuk. A 3.32. ábrán látjuk, hogy a ΔU feszültségváltozás és a vele együttjáró ΔS kiürített réteg szélességváltozás egy határozott mennyiségű töltés (az ábrán pontozással jelölve) eltávolítása mellett lehetséges csak. A feszültségváltozás tehát töltés oda- vagy elszállításával jár együtt; a dióda kapacitásként viselkedik. Az ebből származó kapacitást nevezzük *tértöltés-kapacitásnak* (space-charge layer capacitance).



3.32. ábra. A téröltés-kapacitás magyarázatához

Összefoglalva: a diffúziós kapacitás a hordozók áramlása révén előálló töltésfelhalmozás következménye; tehát akkor nagy, amikor nagy az átmenet nyitó árama. A téröltés-kapacitás a *pn* átmenet elektrosztatikus viszonyaival függ össze. Mind a nyitó, mind a záró irányú előfeszültségnél jelentkezik. Megjegyzendő viszont, hogy a diffúziós kapacitás a nyitó tartományban már közepes áramoknál is messze meghaladja a téröltést. Ezért durvább számításoknál a nyitó tartományban csak diffúziós, a záró tartományban csak téröltési kapacitással számolunk.

Mielőtt a kapacitások számszerű vizsgálatába kezdenénk, egy, a definíciójukkal kapcsolatos kérdést tisztáznunk kell. Mind a diffúziós, mind a tértöltési kapacitásnál a felhalmozott töltés és a feszültség kapcsolata nemlineáris; a $C = Q/U$ definíció tehát nem vezet egyértelmű kapacitás definícióra. Mi lépjen ennek a helyére?

Olyan definíciót keresünk, amely a "kisjelű váltakozó áramú" feltétel mellett megállja a helyét, vagyis a váltakozó áram kapacitív komponense kis amplitúdók mellett így adódik:

$$i_1 = j\omega C \cdot u_1 \quad (3.71)$$

A töltés-feszültség kapcsolat nemlineáris voltától függetlenül írhatjuk, hogy

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} \quad (3.72)$$

Ha a váltakozó feszültség $u_1 \cdot \exp(j\omega t)$ alakú, a d/dt differenciáloperátort $j\omega$ -val való szorzással helyettesíthetjük. Ezzel

$$i_1 = \frac{dQ}{dU} j\omega u_1 \quad (3.73)$$

Ezt (3.71)-gyel összevetve, így adódik a megfelelő kapacitás definíció a nemlineáris $Q = f(U)$ kapcsolat esetére:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (3.74)$$

Tehát mind a diffúziós, mind a tértöltés-kapacitást mint *differenciális kapacitást* fogjuk meghatározni.

Ha a $Q(U)$ függvény nemlineáris, akkor deriváltja nem állandó. Ezért a *tértöltési és a diffúziós kapacitás munkapontfüggő értékű*. Az alábbiakban mindkét kapacitásra vonatkozóan a munkapontfüggés mértékének, jellegének számításával is foglalkozunk.

3.4.3. Diffúziós kapacitás és admittancia

A diffúziós kapacitás közelebbi vizsgálatánál először egy közelítő számítást végzünk. Abrupt pn átmenetet feltételezünk erősen adalékolt n oldallal. Ha nyitó áram folyik az átmeneten, a p oldalon a 3.30. ábra szerint halmozódnak fel a kisebbségi elektronok.

A diffúziós töltés (3.40) szerint arányos a nyitó árammal:

$$Q_D = I \cdot \tau$$

A töltés deriváltja a dióda kapocsfeszültsége szerint

$$\frac{dQ_D}{dU} = \frac{dQ_D}{dI} \frac{dI}{dU} \quad (3.75)$$

A jobb oldal első tényezője (3.40)-ből adódik, a második a dióda differenciális vezetése (3.68). Ezekkel a C_D diffúziós kapacitás

$$C_D = \frac{dQ_D}{dU} = \tau \frac{I}{U_T} \quad (3.76)$$

Megállapíthatjuk, hogy C_D arányos a munkaponti egyenárammal és a kisebbségi hordozók élettartamával.

Rövid levezetéssel egyszerű és tömör eredményt kaptunk a diffúziós kapacitásra. Sajnos mégsem lehetünk elégedettek vele: az eredmény nem tekinthető pontosnak, mivel levezetése során tettünk néhány, nem egészen megalapozott lépést. A $Q_D = I \cdot \tau$ egyenlet, a differenciális vezetés I/U_T kifejezése, amely a kifejezéseket stacionárius állapotra, tehát egyenáramra ill. feszültségre vezettük le. Ezért azután váltakozó áramú vezérlés mellett, tehát időben változó esetben legfeljebb közelítésként alkalmazhatók. A következő okok miatt mutattuk be mégis ezt a joggal kritizálható pontosságú eredményt:

- a levezetés gondolatmenete jól tükrözi a diffúziós kapacitást valóban okozó fizikai jelenséget,
- az eredmény egyszerű és áttekinthető,
- nem tér el durván a körültekintőbb vizsgálatból adódó pontosabb eredménytől.

Foglaljuk össze röviden a pontosabb vizsgálatok alapján megállapítható eredményeket.

A legfontosabb tapasztalat: nem lehet a pn átmenet kisjelű viselkedését egyetlen RC tag (tehát a párhuzamosan kapcsolt differenciális ellenállás és diffúziós kapacitás) segítségével leírni. Egyetlen kapacitásérték helyett a nyitó irányban előfeszített pn átmenet frekvenciafüggő admittanciáját tudjuk megállapítani. Ezt nevezzük a dióda *diffúziós admittanciájának*. A diffúziós admittancia az alábbi képlettel számolható:

$$y_D = \frac{I}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau} \quad (3.77)$$

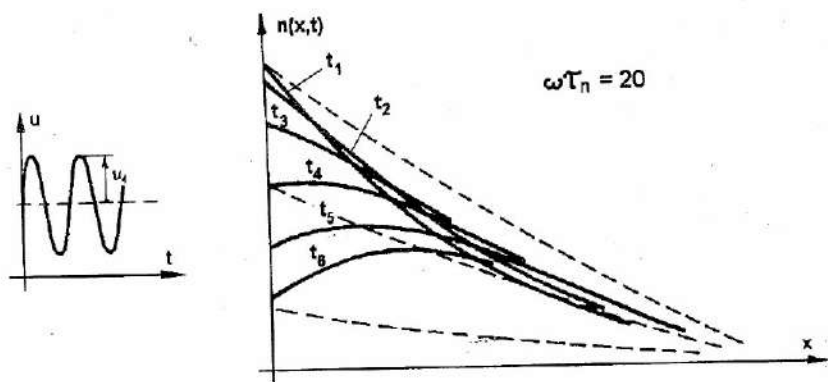
– ahol τ a gyengébben adalékolt oldal kisebbségi hordozó élettartama. Mivel y_D -t nem racionális törtfüggvény szolgáltatja, az is nyilvánvaló, hogy koncentrált paraméteres helyettesítőkkel nem írható le. Közelítések természetesen lehetségesek. Alkalmazva például a $\sqrt{1+x} = 1 + \frac{1}{2}x + \dots$ sorfejtés első két tagját, az alábbi közelítésre jutunk:

$$y_D \cong \frac{I}{U_T} + j\omega \frac{1}{2} \tau \frac{I}{U_T} \quad (3.78)$$

– ami láthatóan félakkora értéket ad a C_D diffúziós kapacitásra, mint a (3.76) egyenlet.

A (3.76) összefüggés más okból is korrekcióra szorul. Levezetésénél ugyanis a szélesbázisú dióda esetére szorítkoztunk. Keskeny bázisú struktúráknál a hordozó élettartam helyére a T_0 bázis-áthaladási idő lép (lásd majd a bipoláris tranzisztornál, az 5.4. pontban):

$$C_D = T_0 \frac{I}{U_T} \quad (3.79)$$



3.33. ábra Nagyfrekvenciás töltéstárolás a pn dióda bázisrétegében
($t_1 \dots t_6$ egymást követő időpillanatok)

A diffúziós admittancia számítása. Az alábbiakban röviden összefoglaljuk, hogy hogyan vezethetjük le a (3.77) képlettel megadott összefüggést. Kiindulásunk az elektronok diffúziós egyenlete, amelyet az átmenet p oldalára írunk fel:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n}{\tau_n} \quad (3.80)$$

Stacionárius munkapontra szuperponált szinuszos gerjesztés esetén a differenciálegyenlet megoldása a következő:

$$n(x,t) = n_0 \cdot \exp(-x/L_n) + n_1 \cdot \exp(-x \sqrt{1 + j\omega\tau_n}/L_n) \cdot \exp(j\omega t) \quad (3.81)$$

– ahol az első tag a stacionárius, a második a reá szuperponált időfüggő megoldás (lásd 3.33. ábra). A pn átmenet határán, tehát az $x = 0$ helyen n_0 a stacionárius elektronsűrűség, n_1 a szinuszosan változó sűrűség amplitúdója. Számoljuk ki a stacionárius áramot és a váltakozó áram amplitúdót az $x = 0$ helyen!

$$I = -AqD_n \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0} = AqD_n \frac{n_0}{L_n} \quad (3.82)$$

$$i_1 = AqD_n \frac{n_1}{L_n} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \quad (3.83)$$

Nézzük most a dióda $U + u_1 \exp(j\omega t)$ feszültségét, ami a BOLTZMANN tényezőn át kapcsolódik az $x = 0$ hely elektronsűrűségéhez:

$$n(0) = n_p \exp((U + u_1 \exp(j\omega t))/U_T) \approx n_p \exp(U/U_T) \exp((u_1/U_T) \exp(j\omega t)) \quad (3.84)$$

Az egyenlet jobb oldalán az $u_1 \ll U_T$ kisjelű feltételhez kapcsolódva az $\exp(x) = 1 + x + \dots$ sorfejtés első két tagjára szorítkozunk:

$$n(0) \approx n_p \exp(U/U_T) \cdot (1 + \frac{u_1}{U_T} \exp(j\omega t)) = n_0 + n_1 \exp(j\omega t) \quad (3.85)$$

amiből

$$n_1 = n_0 \frac{u_1}{U_T} \quad (3.86)$$

A váltakozó áramú admittancia tehát

$$y_D = \frac{i_1}{u_1} = \frac{AqD_n n_1 / L_n \sqrt{1 + j\omega\tau_n}}{U_T n_1 / n_0} = \frac{I}{U_T} \sqrt{1 + j\omega\tau_n} \quad (3.87)$$

Számpélda. Mekkora a hibája a 3.29. ábra szerinti diódás feszültségosztónak $f = 1$ MHz-en, ha a dióda széles bázisú, áramában az elektron összetevő domináns és az elektronok élettartama 100 ns. Mekkora a diffúziós kapacitás 2 mA munkaponti diódaáram mellett?

Használjuk a (3.78) összefüggést! Ezzel a C_{Dd} időállandó

$$C_{Dd} = \frac{1}{2} \tau_n \frac{I}{U_T} = \frac{\tau_n}{2} = 50 \text{ ns}$$

ami a frekvenciamenet $f_0 = 3,18$ MHz-es töréspontjának felel meg. Ebből az 1 MHz-en adódó csillapítás

$$\frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_0)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (1/3,18)^2}} = 0,954$$

ami 0,41 dB hibát jelent. A diffúziós kapacitás 2 mA áram mellett

$$C_D = \frac{1}{2} \frac{I}{U_T} \tau_n = 0,5 \frac{0,002}{0,026} 10^{-7} = 3,84 \cdot 10^{-9} \text{ F} = 3,84 \text{ nF}$$

A diffúziós töltésfelhalmozás csökkentése. Látjuk, hogy a diffúziós töltésfelhalmozás meglehetősen erősen korlátozza a dióda működési sebességét. Lényeges konstrukciós szempont tehát e kellemetlen hatás csökkentése. Vizsgáljuk meg, milyen lehetőségeink vannak erre!

A felhalmozott diffúziós töltés és a diffúziós kapacitás is egyenes arányban van a töltéshordozók élettartamával. Az élettartam csökkentése, tehát a rekombináció serkentése ezért jó hatással van a működési sebességre.

Vannak szennyező anyagok, amelyek igen hatékonyan csökkentik az élettartamot. Működési mechanizmusuk lényege az, hogy megengedett állapotokat hoznak létre a tiltott sávban, amelyek segítik az indirekt rekombinációt. Erre leginkább azok a szennyezők alkalmasak, amelyek a tiltott sáv közepén hoznak létre ún. *rekombinációs centrumokat*. Szilíciumban erre az arany szennyezés a leginkább alkalmas. Ezért azokba a pn átmenetekbe, amelyeknél követelmény a gyors működés, a gyártás során kismennyiségű ($\approx 0,0001$ %) aranyat diffundáltatnak. Ezzel a működési sebesség körülbelül egy nagyságrenddel megnövelhető. Az arany szennyezés módszerével ugyanakkor "csíjban kell bánni", mert az élettartam csökkenése a dióda egyéb paramétereinek romlásához vezet. Növekszik például a dióda záró árama.

További lehetőség a gyorsításra a dióda keskeny bázisú kialakítása. Ha a bázisszélesség sokkal kisebb a diffúziós hosszúságnál, akkor a keskeny bázisú dióda diffúziós töltésfelhalmozása és kapacitása több nagyságrenddel kisebb a szélesbázisú diódáénál.

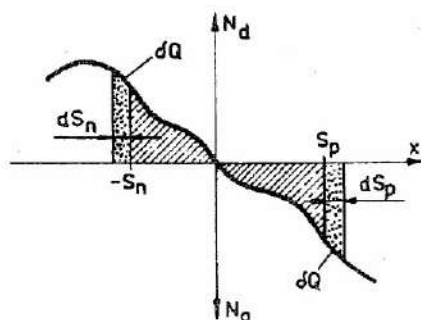
3.4.4. A tértöltési kapacitás számítása

A tértöltés réteg kapacitása igen egyszerűen számolható. A pn átmenetet olyan síkkondenzátornak tekinthetjük, amelynek a lemeztávolsága a kiürített réteg teljes szélessége, dielektrikuma a szilícium. A kapacitást tehát a síkkondenzátor képletével számítjuk:

$$C_T = \epsilon \frac{A}{S} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{S}, \quad (3.88)$$

ahol A az átmenet felülete, S a kiürített réteg szélessége, ϵ_r a relatív dielektromos állandó.

Tulajdonképpen nem teljesen magától értetődő, hogy a síkkondenzátor kapacitás számítása jelen esetben is érvényes, hiszen a síkkondenzátor szemben álló töltései a két fegyverzetten vannak, míg a pn átmenetnél a kiürített rétegben, tehát az S távolságon belül elosztottan foglalnak helyet. A 3.34. ábra alapján mégis meggyőződhetünk arról, hogy helyesen gondolkodunk. Differenciális kapacitást számolunk, tehát a nagyon kicsiny δU feszültség változáshoz tartozó δQ töltés változást vesszük. A δU zárófeszültség növekedés hatására a kiürített rétegek kicsit kiszélesednek, miközben a δQ töltés kétfelé távozik. Figyeljük meg az ábrán, hogy a távozó töltések távolsága éppen a teljes kiürített réteg szélesség, függetlenül attól, hogy a tértöltés rétegeket alkotó többi töltés (vonalkázva) milyen eloszlásban helyezkedik el. Mivel a Poisson egyenlet lineáris, szuperpozíció alkalmazható, s a δQ töltés és a δU feszültség kapcsolata a többi tértöltéstől függetlenül számolható. A helyzet elektrosztatikus szempontból tehát valóban teljesen egyező a síkkondenzátor esetével.



3.34. ábra. A pn átmenet tértöltése általános adalékprofil esetén

Tudjuk, hogy a kiürített réteg szélessége függ a pn átmenetre adott feszültségtől: növekvő zárófeszültséggel az S szélesség növekszik. Mivel a kapacitás kifejezésében S a nevezőben van, általános érvénnyel megállapíthatjuk, hogy *növekvő zárófeszültséggel a tértöltés-kapacitás csökken*. Hogy ez milyen függvény szerinti, az a pn átmenet adalékprofiljától függ.

Nézzük az abrupt átmenet esetét és maradjunk az $N_d \gg N_a$ feltételezésnél. Helyettesítsük (3.22)-ből a kiürített réteg $S_p \approx S$ szélességét:

$$C_T = \varepsilon \frac{A}{S} = \varepsilon A \sqrt{\frac{qN_a}{2\varepsilon}} \frac{1}{\sqrt{U_D - U}} = A \sqrt{\frac{q\varepsilon N_a}{2}} \frac{1}{\sqrt{U_D - U}} \quad (3.89)$$

Vagyis: abrupt átmenet esetén a tértöltés-kapacitás az $U_D - U$ feszültség $-1/2$ -edik hatványával változik.

Feltételezésünk szerint a p oldal a gyengébben adalékolt; e feltétel mellett C_T képletében a p oldal N_a koncentrációja jelent meg. Tehát a *tértöltés-kapacitás értéke a gyengébben adalékolt oldal adalék sűrűségétől függ.*

A (3.89) összefüggést gyakran rendezik át a következő formában:

$$C_T = C_{T0} \left(\frac{U_D}{U_D - U} \right)^{1/2} \quad (3.90)$$

Ez a felírás azért célszerűbb, mert a benne álló állandó igen egyszerűen értelmezhető: C_{T0} a pn átmenet 0 V-nál mutatott tértöltés-kapacitása.

Ha az adalékprofil nem abrupt, C_T feszültség-függését más függvény írja le. Általánosan használatos az alábbi közelítés:

$$C_T = C_{T0} \left(\frac{U_D}{U_D - U} \right)^n \quad (3.91)$$

– ahol az n kitevő értéke $1/2$ abrupt átmenet esetén, $1/3$ lineáris átmenetnél és $1/2$ -nél nagyobb a hiperabrupt átmenetekre.

Szám példa. Számítsuk ki a Si dióda tértöltés-kapacitását, ha a kiüritett réteg szélessége $0,33 \mu\text{m}$ és a dióda felülete $0,02 \text{ mm}^2$!

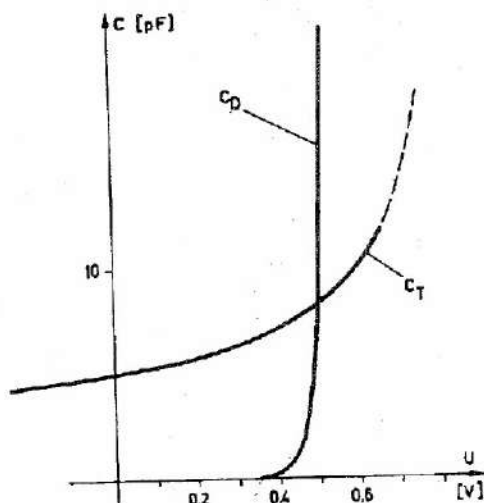
$$C_T = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{S} = 8,86 \cdot 10^{-12} \cdot 11,8 \frac{2 \cdot 10^{-8}}{0,33 \cdot 10^{-6}} = 6,34 \cdot 10^{-12} \text{ F} = 6,34 \text{ pF}$$

Szám példa. Egy abrupt pn átmenet tértöltés-kapacitása $U = -4\text{V}$ feszültség mellett 3 pF . Mekkora a tértöltés-kapacitás $U = -50 \text{ V}$ mellett? A diffúziós potenciált $0,8 \text{ V}$ értékkel vegyük számításba.

$$C_T|_{-50\text{V}} = C_T|_{-4\text{V}} \frac{\sqrt{U_D + 4}}{\sqrt{U_D + 50}} = 3 \frac{\sqrt{4,8}}{\sqrt{50,8}} = 0,922 \text{ pF}$$

A tértöltési és a diffúziós kapacitás összehasonlítása. Érdemes végül összevetni a tértöltési és a diffúziós kapacitás nagyságát, megállapítani, hogy mikor melyiket kell figyelembe vennünk. Ezt a célt szolgálja a 3.35. ábra, ahol mindkét kapacitást felrajzoltuk a pn átmenet feszültségének függvényében, egy átlagos kisteljesítményű diódára számolva. A tértöltés-kapacitást a (3.89) összefüggés szerint rajzoltuk, a diffúziós kapacitást (3.76) szerint. Utóbbi az árammal arányos, tehát a feszültséggel exponenciálisan nő. A C_T függvényt a diffúziós potenciált megközelítő nyitófeszültségnél azért rajzoltuk szaggatottal, mert ott (3.89) érvényessége már

vitatható. Az U_D -t megközelítő nyitó feszültségeknél ugyanis a kiürített réteg már nem tekinthető élesen határoltnak, ahogyan azt a számítás során feltételeztük.



3.35. ábra. A tértöltési és a diffúziós kapacitás összehasonlítása

Megállapíthatjuk, hogy a pn átmenet záró tartományában csak tértöltés-kapacitással kell számolnunk. A nyitó tartományban mindkét kapacitás fellép. Nagyobb nyitó feszültségeknél, azaz a nem extrém kicsiny nyitó áramoknál a diffúziós kapacitás dominál, a tértöltési joggal elhanyagolható. Kis nyitó feszültségeknél (Si diódánál 0,3-0,4 V-ig) viszont a nyitó tartományban is a tértöltés-kapacitás lehet a nagyobbik.

3.5. A pn átmenet kapcsoló működése

A pn átmenet – a dióda – alkalmazási területeinek legtöbbszörében azt a tényt használjuk ki, hogy az eszköz egyik irányban vezeti az áramot, a másikban nem. Így a dióda a reál juttató feszültség polaritásával vezérelt kapcsolónak tekinthető.

A pn átmenet kapcsoló tulajdonságai jók, de nem érik el a tökéletest. A tökéletes, polaritással vezérelt kapcsolót az jellemzi, hogy záró irányban egyáltalán nem folyik rajta áram (szakadás), nyitó irányban semmi feszültség nem esik rajta (rövidzár). Ez természetesen egy idealizált elképzelés, a tökéletes kapcsolót nem lehet megvalósítani, csak megközelíteni.

A pn átmenet sok szempontból eléggé jó közelítést jelent. A lezárt szilíciumdiódák nA nagyságrendű záróáramuk folytán a legtöbb felhasználás szempontjából egyenértékűek a szakadással. A nyitó irányú feszültségesés szempontjából a korábban használt Ge diódák álltak közelebb az idealizált esethez ($\sim 0,3$ V), de sok alkalmazásnál a Si diódák 0,7 V körüli feszültségesése sem számottevő, durva számításnál akár el is hanyagolható. Pontosabb számításnál természetesen a tényleges dióda karakterisztikából kiindulva kell a diódás kapcsoló áramkör tulajdonságait meghatározni.

Eddig csak a sztatikus tulajdonságokkal foglalkoztunk. A tökéletes kapcsoló fogalmába ugyanakkor beleértjük azt is, hogy a nyitó és a záró tartomány közti átváltás *sebessége* szerint is ideális, nem korlátozza az átváltás gyorsaságát. A *pn* átmenetnek ebből a szempontból is vannak korlátai. Az előző szakaszban leírt kapacitív tulajdonságok nyilvánvalóvá teszik, hogy az átkapcsoláshoz, a vezetési állapot megváltoztatásához kapacitások töltése, kisütése szükséges, ami véges árammal csak véges idő alatt valósítható meg. Ennek az időnek a meghatározása a *pn* átmenet tranzien্স jelenségeinek témakörébe esik.

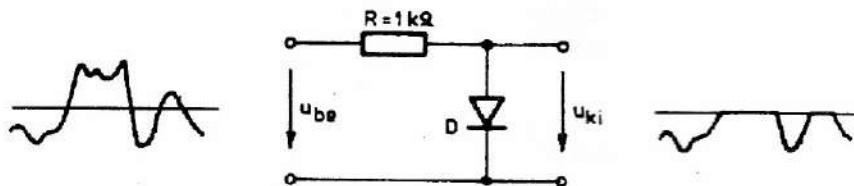
Jelen szakaszban először a diódás kapcsoló hálózatok sztatikus tulajdonságainak vizsgálatával foglalkozunk.

3.5.1. Diódás kapcsolók sztatikus viselkedése

Első példaként tekintsük a 3.36. ábrán látható hálózatot! Ez egy diódás vágó áramkör. Feladata a bemenetre jutó időfüggő jel pozitív felét "levágni", vagyis a következő függvénykapcsolatot realizálni:

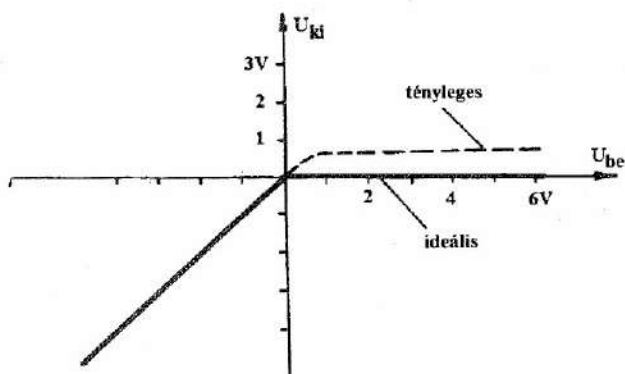
$$U_{ki}(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } U_{be}(t) \geq 0 \\ U_{be}(t) & \text{ha } U_{be}(t) < 0 \end{cases} \quad (3.92)$$

Ez az $U_{ki} = f(U_{be})$ függvény a 3.37. ábra vastag folytonos vonalának felel meg. Az $U_{ki} = f(U_{be})$ függvényt az áramkör *transzfer karakterisztikájának* nevezzük.



3.36. ábra. Diódás vágó áramkör

Nézzük most a 3.36. ábra áramkörének működését! Tegyük fel, hogy a ± 10 V tartományban mozgó bemeneti jelet feszültséggenerátor kényszeríti a bemenetre. Amíg a bemeneti feszültség negatív, a diódára zárófeszültség jut. Nanoamper nagyságrendű árama az 1 kΩ-os R ellenálláson μ V-os feszültségesést hoz létre. A kimenő feszültség tehát csupán μ V-okkal kisebb a bemeneténél, azzal gyakorlatilag azonosnak tekinthető. Ha a bemenő feszültség pozitív, akkor a D dióda nyit. Nyitóárama átfolyik az R ellenálláson, s azon feszültségesést hoz létre.



3.37. ábra. A vágóáramkör transzfer karakterisztikája

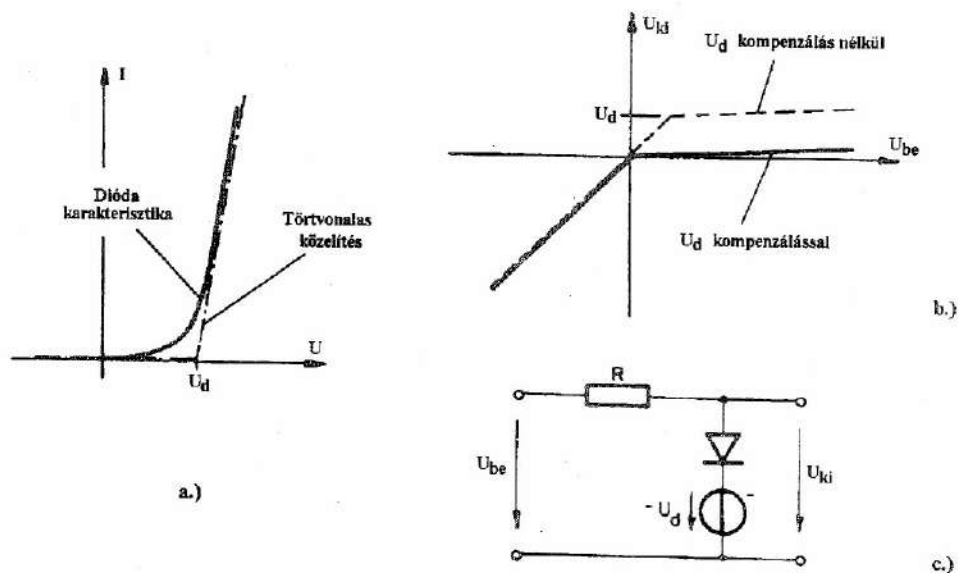
A teljes bemeneti feszültség úgy oszlik meg D és R között, hogy nagyobbik része az ellenállásra jut, és a diódán csak a jellegzetes nyitófeszültség értéknek ($0,6-0,7V$) megfelelő rész esik. Ez utóbbi feszültség jelenik meg a vágó áramkör kimenetén. Ha a dióda tökéletes kapcsoló volna, akkor nyitó irányban egyáltalán nem esne rajta feszültség, és a (3.92) egyenletnek elegendő módon $U_{ki} = 0$ volna. A valóságban a kimeneten a dióda nyitó irányú feszültségesése jelenik meg. Pozitív bemenő feszültségnél tehát észrevehető az eltérés a (3.92) egyenlettől.

A nemlineáris diódás hálózatok transzfer karakterisztikájának számításánál gyakran alkalmazzuk azt a közelítést, hogy a dióda görbült karakterisztikáját tört egyenes szakaszokból álló függvénnyel közelítjük. Ez a törtvonalas közelítés nagyon hasznos, mert segítségével gyorsan és elfogadható pontossággal számolható a diódás hálózat transzfer karakterisztikája.

A legegyszerűbb esetben mindössze két egyenes szakasszal közelítjük a dióda karakterisztikáját (3.38a. ábra). Két dolgot tudunk így figyelembe venni: a véges belső ellenállás és a véges nyitó irányú feszültségesés tényét.

Ha a dióda karakterisztikáját törtvonalal közelítjük, törtvonalas függvény adódik a vágó transzfer karakterisztikájára is. A függvényt kvalitatíve a 3.38b. ábrán látjuk (szaggatott vonal). Megállapítható, hogy ez nem tér el sokban a 3.37. ábrán pontos szerkesztésből adódó tényleges karakterisztikától.

A 3.38b. ábrát szemlélve, még egy dolog feltűnhet nekünk. A transzfer karakterisztika töréspontja $U_{ki} = U_d$ -nél van. Jó volna ezt valamilyen módon az origóba eltolni, ezzel a (3.92) egyenlet jobb közelítését kapnánk. Ez egy egyszerű áramköri fogással lehetséges: elegendő hozzá egy $-U_d$ feszültségű forrást sorbakapcsolni a diódával (3.38c. ábra). Ennek hatására már $0V$ körüli bemenő feszültségnél $+U_d$ feszültség jut a diódára, tehát ez már határozottan nyit. A transzfer karakterisztika a 3.38b. ábrán folytonos vonallal rajzolt lesz.



3.38. ábra. Diódás vágó U_d kompenzálással

3.5.2. Dióda tranziensek és kvalitatív magyarázatuk

A 3.36. ábra szerinti vágókapcsolás vizsgálatánál az eddigiekben hallgatólagosan feltételeztük, hogy a bemenő jel változásai lassúak a dióda saját tranzienseihez képest. Így a kimeneti jelformát a sztatikus $U_a = f(U_{be})$ függvény határozza meg, és a dióda dinamikus tulajdonságai nem befolyásolják. Ez a kHz nagyságrendű frekvenciákon feltétlenül így van. Ha viszont a bemenő feszültségnek MHz feletti összetevői is vannak, a dióda saját tranzienseit többnyire már figyelembe kell vennünk.

Tegyük fel, hogy a 3.36. ábra vágó áramkörére $U = \pm 10$ V amplitúdójú, 1 MHz-es szimmetrikus négyszögjelet kapcsolunk. A sztatikus transzfer karakterisztikából a 3.39. ábra szaggatott vonala szerinti kimenő feszültségre következtethetünk. Ugyanakkor a mérések a folytonos görbét adják. A kettő közti eltérést a dióda tranzienstulajdonságai okozzák. Ezek elemzése a soron következő vizsgálatunk tárgya.

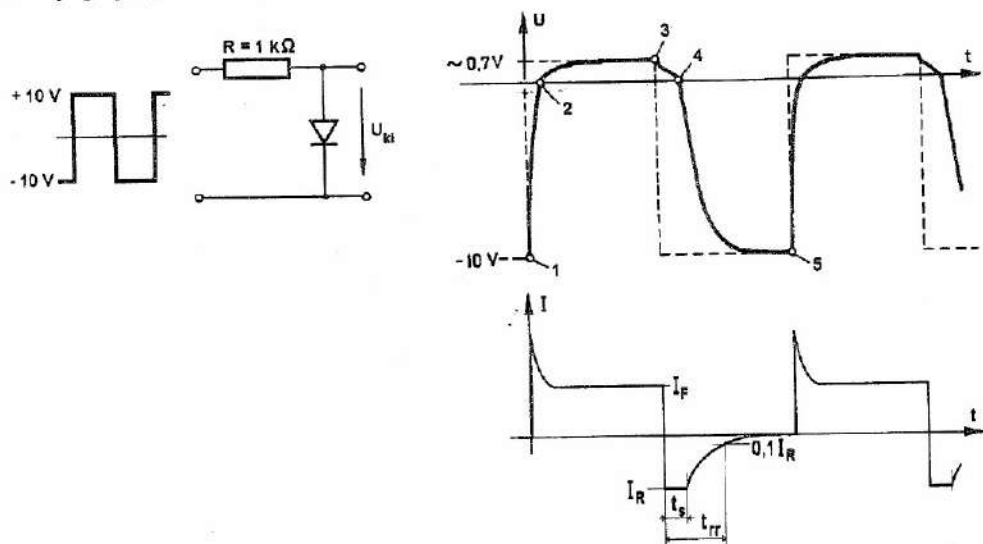
Bekapcsolási jelenség. A folyamat kezdetén a dióda zárótartomány-beli stacionárius állapotban van, a végén nyitótartomány-beli állandósult állapotban. Bekapcsolási jelenség zajlik le a 3.39. ábra vágó áramkörében, az ① és ③ pontok közötti időszakban.

A kezdeti időpillanatban a diódán az $U_R = -10$ V feszültség van, a bemenet most váltott $U_F = +10$ V-ra. A diódán, tekintve, hogy kapacitív tulajdonságú, nem fog végtelenül gyorsan megváltozni a feszültség, hanem véges sebességgel emelkedik a pozitív feszültségek felé. Amíg pozitívvá nem vált, a dióda nem vezet, és gyakorlatilag csak tértöltés-kapacitását mutatja. Az ① és ② közti szakasz tehát a tértöltés-kapacitás kisülése az R ellenálláson keresztül. A bekapcsolás e szakaszának idejét az RC_T

időállandó határozza meg. A tranziens nem pontosan exponenciális, mert C_T feszültségfüggő. Az áram értéke mindig

$$I = \frac{U_{be} - U_{ki}}{R} \quad (3.93)$$

vagyis ezen a szakaszon $(U_F + |U_R|)/R$ értékről indul, a ② pontban $I_F = U_F/R$ értékre csökken, és körülbelül ugyanannyi marad a ③ pont eléréséig ($0,7 \text{ V} \ll 10 \text{ V}$; elhanyagoljuk).



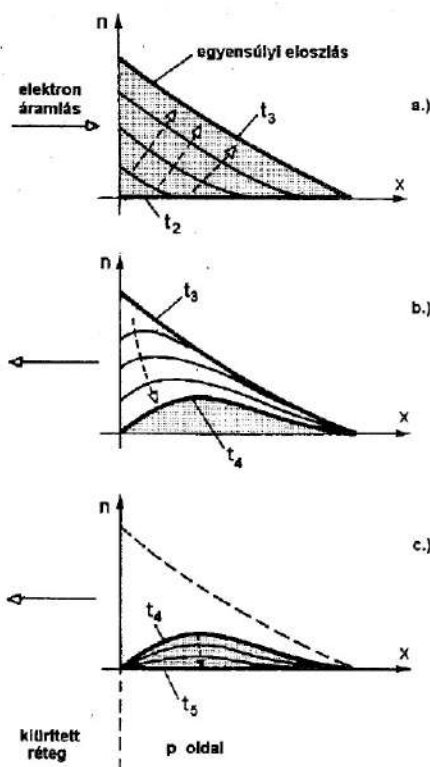
3.39. ábra. Diódás vágó áramkör viselkedése gyors négyszögjelekre

Amint a dióda feszültsége pozitívba fordul, megkezdődik a diffúziós töltés kialakulása. A p rétegbe injektált többlet elektronok mennyisége egyre növekszik, tart az egyensúlyi eloszláshoz. A 3.40a. ábrán tüntettük fel kvalitatíve az egyre növekvő diffúziós töltés eloszlását. E növekedés során a kiüritett réteg határán ($x = 0$) fellépő sűrűség, s ezzel a pn átmenet feszültsége is az egyensúlyi értékhez tart. A ② és a ③ közti szakasz tehát a diffúziós töltés felhalmozódásával kapcsolatos.

A kikapcsolási jelenség. A tranziens kezdetén a dióda vezet, nyitótartomány-beli állapotban van, a tranziens végén lezárt állapotba kerül. A 3.39. ábra hullámformáján a ③ és az ⑤ pont között látjuk a kikapcsolási jelenséget.

A kikapcsolási folyamatot teljes egészében a diffúziós töltés határozza meg, a tértöltés effektusoknak másodrendűen kicsiny a befolyása. Ahhoz, hogy a dióda stacionárius záró állapotba kerüljön, a teljes diffúziós töltést el kell távolítani. A töltés a rekombináció útján is csökken, lényegesebb azonban, hogy az áramkör a nyitóárammal ellenkező irányú áramot kényszerít a diódára, s ezzel mintegy "kiszívja" belőle a diffúziós töltést. Figyeljük meg: ha a vágó bemenetén a negatív U_R feszültség van, s közben a dióda kapocsfeszültsége még pozitív, az R ellenálláson kb. $I_R = U_R/R$ áram (esetünkben $10 \text{ V}/1 \text{ k}\Omega = 10 \text{ mA}$) visszafelé folyik. Ezt az áramot, amely a diffúziós töltés eltávolítását elősegíti, *kihúzó áramnak* nevezzük.

A diffúziós töltés eltűnése során két szakaszt különböztethetünk meg. Az elsőt az jellemzi, hogy a kiürített réteg határán a koncentráció – bár csökken – még fölötté van az egyensúlyi elektronsűrűségnek (3.40b. ábra). Ez azt is jelenti, hogy a pn átmeneten a feszültség még pozitív. A kikapcsolás ③–④ pontjai között tehát a diffúziós töltés egy része távozik, s az $x = 0$ helyen $n > n_p$. Eközben a kihúzóáram az állandó $I_R = U_R/R$ értéken van. E szakasz ideje a t_s *tárolási idő*.



3.40. ábra. Töltés eloszlás a dióda bázisrétegében a tranziensek alatt

A kisülés második szakaszát a 3.40c. ábrán láthatjuk. A ④–⑤ pontok időpillanatai között a diffúziós töltés maradványa is eltűnik. A töltés eloszlás gradiense az $x = 0$ helyen egyre kisebb, a kihúzóáram csökken és tart a dióda igen kicsiny záró áramához. Azt az időt, ami alatt a záró áram $-I_R$ -ről annak 10 %-áig esik, a kikapcsolási tranzien esési idejének nevezzük és t_f -fel jelöljük.

A félvezető diódák tranzien tulajdonságait általában a tárolási és az esési idő összegével szokták jellemezni:

$$t_{tr} = t_s + t_f \quad (3.94)$$

Ezt a mennyiséget nevezzük *záró irányú feleledési időnek* (reverse recovery time). A szemléletes elnevezés arra utal, hogy a dióda záró irányba kapcsolás után egy rövid ideig egyáltalán nem zár, hanem átengedi az áramot; idő kell ahhoz, hogy „magához

térjen", feléledjen. A t_{rr} feléledési idő nagyságrendje közönséges diódáknál 0,1-1 μ s, de különleges kapcsolódiodáknál 1 ns-ig is lemeget. Értéke erősen függ az I_F/I_R viszonytól.

3.5.3. A pn átmenet töltésegysenlete

A pn átmenet tulajdonságait mostanáig a

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_p}{\tau_n} \quad (3.95)$$

differenciálegyenlet alapján vizsgáltuk. Ennek megoldásaként kaptuk a p oldalra injektált kisebbségi elektronok $n(x,t)$ eloszlását, s ennek alapján a feszültséget és az áramot. A töltésegysenlet ehhez képest egyszerűsített (bár nem teljes pontosságú) számítási módot jelent. Alapgondolata a következő. A pn átmenet vezetési állapotát többé-kevésbé determinálja a felhalmozott diffúziós töltés mennyisége. A Q_D diffúziós töltésből számolható (nem teljes pontossággal, de jó közelítéssel) az átmenet árama és feszültsége. Ez az alapja a pn átmenetre vonatkozó *töltésvezérelt* (charge controlled) koncepciónak. Eszerint a működést meghatározó, elsődleges változó a Q_D diffúziós töltés. Így ez után a tranziensek Q_D időfüggésének számítására vezethetők vissza.

A diffúziós töltés tranzienseinek számítására szolgál a *töltésegysenlet*:

$$I(t) = \frac{Q_D}{\tau_{n(p)}} + \frac{dQ_D}{dt} \quad (3.96)$$

Ezt az összefüggést a (3.95) egyenlet $x = [0, \infty]$ tartományra vett integrálásával pontosan levezethetnénk. Nincs azonban erre szükségünk, mert a töltésegysenlet a pusztá szemlélet alapján is belátható. A dióda árama, tehát a p rétegbe injektált elektron mennyiség ugyanis részben a rekombináció miatt eltűnt elektronok pótlására fordítódik (a jobb oldal első tagja), részben a felhalmozott diffúziós töltést változtatja (a jobb oldal második tagja).

A töltésegysenlet segítségével jól számolható például a dióda kikapcsolási tranziensének telítési szakasza. Erre, a levezetés mellőzésével, az alábbi végeredményt adja:

$$t_s = \tau_n \ln \left(\frac{I_F}{I_R} + 1 \right) \quad (3.97)$$

3.6. A pn átmenet működésének hőmérsékletfüggése

A pn átmenet karakterisztikája, elektromos jellemzői erőteljes hőmérsékletfüggést mutatnak. Ezt vizsgáljuk meg az alábbiakban.

3.6.1. A záróáram hőmérsékletfüggése

A záróáram hőmérsékletfüggését általában a következő formában adjuk meg:

$$\alpha_T = \frac{1}{I_R} \frac{dI_R}{dT} \quad (3.98)$$

ahol I_R a dióda állandó feszültség mellett mért záróárama, α_T a záróáram hőmérsékleti együtthatója.

Vizsgáljuk meg, hogy a szilíciumdiódák esetén hogyan alakul a záróáram hőmérsékletfüggése, és ezzel α_T értéke!

A 3.3.3. pontban megállapítottuk, hogy a szilíciumdiódák záróáramát gyakorlatilag a generációs áram összetevő adja. Ezért a hőmérsékletfüggésre vonatkozó vizsgálatunk tárgya elsősorban a generációs áram. Vegyük szemügyre I_g (3.49) kifejezését, keressük meg benne a hőmérséklettől függő mennyiségeket! Azonnal megállapíthatjuk, hogy domináló az n_i intrinszc hordozókoncentráció hatása lesz. A τ élettartam ugyan szintén mutathat bizonyos hőmérsékletfüggést, de hatása messze eltörpül n_i exponenciális hőmérsékletfüggéséhez képest:

$$n_i = K \cdot T^{3/2} \exp(-qU_g / 2kT) \quad (3.99)$$

Az n_i hőmérsékletfüggésével a 2.1.10. pontban már foglalkoztunk. Az alábbi összefüggésre jutottunk:

$$\frac{d n_i}{n_i} = \left(1,5 + \frac{W_g}{2kT} \right) \frac{dT}{T} \quad (3.100)$$

Mivel az I_g generációs áram arányos n_i -vel, a generációs áram relatív hőmérsékletfüggése ugyanilyen mértékű. Tehát

$$\frac{d I_g}{I_g} = \left(1,5 + \frac{W_g}{2kT} \right) \frac{dT}{T} \quad \text{és} \quad \alpha_T = \frac{1}{I_g} \frac{d I_g}{dT} = \frac{1}{T} \left(1,5 + \frac{W_g}{2kT} \right). \quad (3.101)$$

Látható, hogy a hőmérsékletfüggést leíró α_T tényező kizárólag a félvezető anyag W_g tiltott sáv szélességétől és a T hőmérséklettől függ.

A kérdés elsőrendű fontossága miatt szilícium esetére határozzuk meg számszerűen is α_T értékét! $W_g=1,12$ eV-tal számolva, a 25°C-os szobahőmérsékleten

$$\alpha_T = \frac{1}{298} \left(1,5 + \frac{1,12}{2 \cdot 0,026} \right) \cong 0,077$$

adódik. A szilíciumdiódák záróárama tehát igen meredeken emelkedik a hőmérséklet növelésével: minden fok hőmérséklet-emelkedés 7,7% záróáram-növekedést okoz. Könnyen kiszámíthatjuk, hogy kb. 31 °C hőmérséklet-emelkedés megtízszerezi a záróáramot. Ebből sajnos az is következik, hogy a szilíciumeszközökre megengedett maximális működési hőmérséklet (150-175 °C) környékén a záróáram három-négy nagyságrenddel nagyobb a szobahőmérsékletre megadottnál, s még egy kis teljesítményű diódánál is elérheti a 10-100 μ A nagyságrendet.

Számpélda. Egy szilíciumdióda záróárama $U_R=25\text{ V}$ zárófeszültség mellett szobahőmérsékleten (25°C) 5 nA . Körülbelül mekkora záróáramra számíthatunk ugyanezen feszültség mellett 100°C hőmérsékleten?

Megoldás: közelítő számításunkban az α_T értéket állandónak tekintjük: $\alpha_T = 0,077$. Vagyis a záróáram minden fok hőmérséklet emelkedés hatására 7,7 százalékkal, tehát 1,077-szeresére emelkedik. Ezzel

$$I_R|_{100^\circ\text{C}} \equiv I_R|_{25^\circ\text{C}} \cdot 1,077^{100-25} = 1,304\text{ }\mu\text{A}$$

3.6.2. A nyitófeszültség hőmérsékletfüggése

A pn átmenet záró karakterisztikájának vizsgálatánál kényszerített feszültségű beállítást feltételeztünk, s az áram hőmérsékletfüggését határoztuk meg. A nyitó karakterisztikánál éppen a fordított eljárást követjük: kényszerített áramnál vizsgáljuk az átmenet nyitó feszültségének változását. Ez azért célszerűbb így, mert a nyitott pn átmenetek munkapont-beállítása a legtöbbször áramgenerátoros, vagy ahhoz közel álló.

Induljunk ki az ideális pn átmenet karakterisztika egyenletéből, ami a közepes áramok széles tartományában helyesen írja le az eszköz működését. A (3.36) egyenlet, a nyitó tartományban megengedhető elhanyagolással

$$U = U_T \ln \frac{I}{I_0} = \frac{kT}{q} \ln \frac{I}{I_0(T)} \quad (3.102)$$

A kifejezésben mind U_T , mind I_0 hőmérsékletfüggő. Az I munkaponti áramot állandónak tekintjük, ez felel meg a kényszerített áramú beállításnak. Elvégezve a T szerinti differenciálást

$$\frac{dU}{dT} = \frac{U}{T} + U_T \frac{I_0}{I} \left(\frac{-1}{I_0^2} \right) \frac{dI_0}{dT} = \frac{U}{T} - U_T \frac{1}{I_0} \frac{dI_0}{dT} \quad (3.103)$$

Tudjuk, hogy az I_0 telítési áram arányos n_i^2 -tel, továbbá (2.18)-ból ismerjük n_i^2 hőmérséklet függését. Ezek alapján

$$\frac{dI_0}{I_0} = \frac{d n_i^2}{n_i^2} = \left(3 + \frac{W_g}{kT} \right) \frac{dT}{T} \quad (3.104)$$

Ezt (3.103)-ban felhasználva

$$\frac{dU}{dT} = \frac{U}{T} - U_T \left(3 + \frac{W_g}{kT} \right) \frac{1}{T} = \frac{U - 3U_T - W_g/q}{T} \quad (3.105)$$

Ezzel eljutottunk a nyitófeszültség hőmérsékletfüggését szolgáltató összefüggéshez.

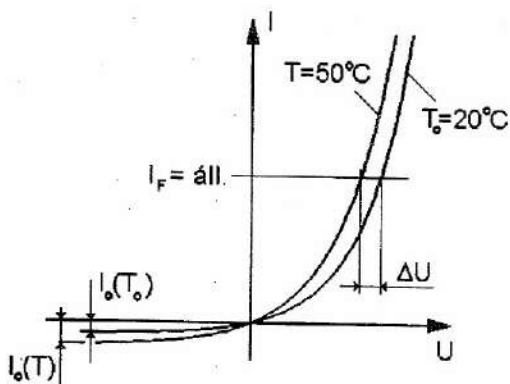
Számoljuk most ki, hogy hozzávetőleg milyen mértékű feszültség-változásokra számíthatunk! Szilíciumdiódát vegyünk példának: $U_g = 1,12\text{ V}$ és az U munkaponti

nyitó feszültség tipikusan 0,7 V körüli. Ezeket az adatokat és $T = 298 \text{ K}$ -t helyettesítve a fenti összefüggésbe

$$\left. \frac{dU}{dT} \right|_{Si} = \frac{0,7 - 0,078 - 1,12}{298} = -1,67 \cdot 10^{-3} \text{ V} \quad (3.106)$$

A nyitófeszültség tehát ez esetben fokenként kb. $-1,7 \text{ mV}$ -tal változik. A negatív előjel azt jelzi, hogy *növekvő hőmérséklettel a dióda nyitó feszültsége csökken*. A hőmérsékletfüggés mértéke a munkaponti áramtól függ; általában $-1,5 \text{ mV}$ és -2 mV közötti értékű.

Összefoglalásképpen a 3.41. ábrán bemutatjuk a hőmérséklet megváltozásának hatását a dióda karakterisztikájára. *Növekvő hőmérséklettel a záróáram növekszik, a nyitóirányú feszültség pedig csökken.*



3.41. ábra A dióda karakterisztika megváltozása a hőmérséklet növekedésére

4. A DIÓDA

A dióda egyetlen pn átmenetből áll. A pn átmenet működésének elméletét az előző fejezetben megismertük. Azért szánunk mégis egy újabb fejezetet a diódának (elsősorban a külön tokban forgalmazott, ún. diszkrét kivitelnek), mert egy sor, az eszközzel kapcsolatos gyakorlati tudnivaló még tisztázásra vár. Vázolnunk kell a tokozás módjait, különös tekintettel a keletkező hő elvezetésére. Célszerű, ha szemügyre veszünk egy gyári dióda adatlapot és megismerkedünk az azon közölt adatokkal, karakterisztikákkal. Röviden foglalkozunk azokkal a különleges dióda típusokkal is, amelyek alapelvüket nézve ugyan semmiben nem különböznek a közönséges pn átmenettől, de paramétereiket egy speciális felhasználás igénye szerint optimalizálják. Ilyen például a változó kapacitású dióda és a feszültség referencia (Zener) dióda. Végül a félvezető diódák számítógépi modellezésének kérdését is érintjük.

4.1. Tokozás, termikus jellemzők

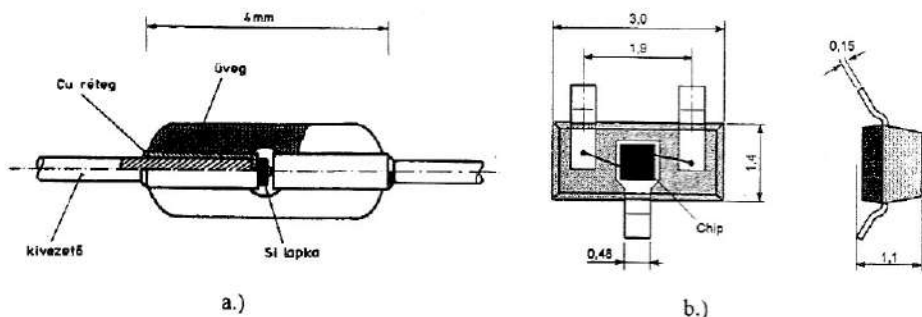
4.1.1. A dióda tokozása

A diódák tokozásának megválasztásánál az alábbi szempontokat veszik figyelembe:

A toknak alkalmasnak kell lenni arra, hogy a dióda aktív zónájában hővé alakuló elektromos teljesítményt (disszipációt) a környezet felé elvezesse. Ez néhány mW disszipációnál semmi gondot nem jelent; a 10-100 W tartományban annál többet. Ezért azután a kis- és nagyteljesítményű diódák kivitele között igen nagy különbségeket tapasztalunk.

A toknak illeszkednie kell ahhoz a szereléstekológiához, amelyhez a dióda készül. Más kivelt igényel pl. a furatba szerelt, a felület-szerelt nyomtatott áramköri és más a hibrid áramköri technológia. A toknak egyes esetekben az alkalmazás egyedi elektromos szempontjainak is eleget kell tennie. Ez elsősorban az igen nagy frekvenciás eszközökre jellemző, ahol azért kell különleges kivelt alkalmaznunk, mert a konvencionális tokozás kivezető huzaldarabjai megengedhetetlenül nagy, az eszközzel sorban jelentkező szórt induktivitást jelentenének.

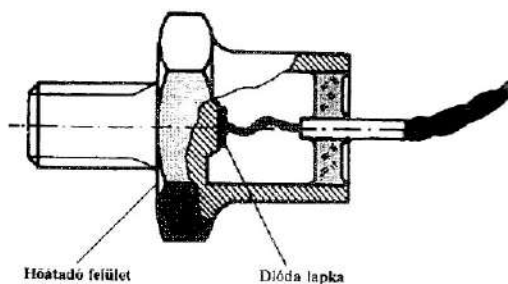
A 4.1. ábrán a kisteljesítményű diódák két konstrukcióját mutatjuk be. Az a) ábrán az ún. üvegházás diódát látjuk. A diódát 2-3 mm átmérőjű, 4-6 mm hosszúságú hengeres üvegső foglalja magába. A két kivezető drótszálat az üvegső két végébe forrasztják. A diódát alkotó szilícium lapka az egyik kivezető drótszál belső végére van felforrasztva. A lapka tetején levő, megvastagított kontaktus fémezést a másik kivezető dróthoz forrasztják. A hőelvezetés a diódától a házig zömmel a kivezető drótdarabokon keresztül történik. Ha a dióda kivezetéseit néhány mm közelségben pl. nyomtatott panelhoz forrasztjuk, a környezet felé is e drótdarabokon távozik a keletkező hő nagy része.



4.1. ábra. Kisteljesítményű félvezető diódák

Az üvegházaz tokozás az általános rendeltetésű félvezető diódák egyik szokásos kiviteli formája. Nyomatott panelokon, vagy egyéb, hagyományos szerelési technológiával készült áramkörökben jól alkalmazható. A felület-szerelt technológia céljára viszont ez a tokozás nem célszerű. E területen alkalmazzák elterjedten a SOT-23 tokozást (4.1b. ábra). A rajzon egy közös katódú, kettős diódát látunk. A két dióda közös Si lapkáját a tok középső fémlemezkéjére forrasztják fel; az anódok a két szélső kivezetéshez csatlakoznak. A felforrasztás és a csatlakozások elkészítése után a lapkát és a kivezetéseket műanyaggal öntik ki, ez alkotja a tulajdonképpeni tokot. A téglalast alakú műanyag tokból a három kivezető fémlemezkének csak a vége áll ki. A hőelvezetés zöme a középső kivezetés-lábon keresztül történik.

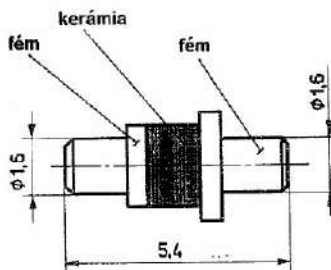
Közepes- és nagyteljesítményű diódák tokozására alkalmas kiviteli formát látunk a 4.2. ábrán. A ház általában vörösrézről készül, annak jó hővezetési tényezője miatt. A szilícium lapkát a ház belsejébe forrasztják. A ház külső kiképzése olyan, hogy a dióda hűtőszerelvényre, hűtőbordára szerelhető legyen. Ezt szolgálja a tokon kiképzett csavarment és az ábrán is bejelölt sík hőátadó felület.



4.2. ábra. Nagyteljesítményű dióda

Igen nagy frekvenciás, mikrohullámú dióda kiképzésére példa a 4.3. ábra. Ennek a toknak nincsen drótszál kivezetése, mert a GHz fölötti frekvenciatartományban néhány mm hosszúságú drótszál is megengedhetetlen induktivitást jelent. A tokozás hengersizmetrikus (ún. koaxiális) jellegű. Ilyen formájában alkalmas arra, hogy egy mikrohullámú koaxiális rezonátor középvezetőjébe minimális diszkontinuitást okozva beépítsük. Négyszögletes csőtápvonalba ugyanez a dióda a hosszabbik oldalra merőlegesen hengeres rúdca építve szerelhető. A nagyfrekvenciás célokra készült diódák

másik jellegzetes kialakítása a szalagkivezetős. Ez az ún. strip-line (szalag-tápvonalas) áramkörökhöz illeszkedik.



4.3. ábra. Mikrohullámú dióda tokozás

4.1.2. Hőelvezetés, hővezetési ellenállás

A hőelvezetés kérdéseit két ok miatt kell a diódáknál (és általában a félvezető eszközöknél) figyelemmel kísérnünk. Az egyik a túlmelegedés veszélye. Ha a dióda belső hőmérséklete meghalad egy megengedhető maximumot (szilíciumnál ez 125-150 °C körül van), az eszközben maradandó károsodást okozó degradációs folyamatok indulnak meg. Ennek következtében az eszköz élettartamának csökkenése, nagyobb túlmelegedésnél azonnali tönkremenetel áll elő. Olyan határok között kell tehát tartani az eszközön disszipálódó hőteljesítményt és úgy kell annak elvezetéséről gondoskodni, hogy túlmelegedés még pillanatszerűen se következhessek be. A termikus hatások vizsgálatának másik indoka a paraméter-változások kérdése. A diódák és egyéb félvezető eszközök elektromos tulajdonságai hőmérsékletfüggőek. Ez az áramköri alkalmazás során gyakran okoz nehézségeket. A hőelvezetési és ezzel a melegedési viszonyok kézben tartása ezért sok esetben az elektromos működés megfelelő stabilitása szempontjából is kulcskérdés.

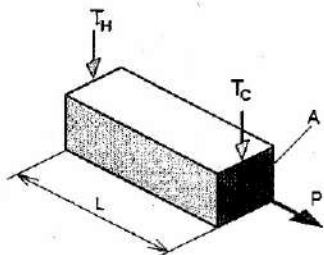
Egy félvezető eszköz és a környezete közti hőátadás jósága mindig két tényezőn múlik. Az első az eszköz aktív, hőtermelő zónája és az eszköztok közötti belső hőátadás. Ennek milyenségét az eszközkonstrukció egyértelműen meghatározza, a kész eszköz felhasználója azt nem tudja befolyásolni. A másik tényező az eszköztok és a környezet közötti hőátadás. Ennek kialakítása viszont a felhasználó kezében van. A hőátadás javítása érdekében az eszközt hűtőszerelvényre rögzítheti, a hűtőszerelvény méretével, felületének minőségével és nagyságával (bordázattal), esetleges forszírozott légáramlással a tok és a környezet közti hőátadást nagymértékben befolyásolhatja.

Félvezető eszközeinknél a belső hőátadás szinte kizárólag hővezetés útján történik. A külső (tehát a tok és a környezet közti) hőátadás már változó lehet. A szabadon szerelt, kisteljesítményű eszköz tokját zömmel a légáramlás, konvekció hűti. A hűtőszerelvényen levő, nagyméretű dióda a hűtőbordának vezetéssel adja át a hőt, az pedig konvekcióval (esetleg részben sugárzással) a környezetnek.

A vezetéssel történő hőátadás jellemzésére gyakran használjuk a hővezetési ellenállás fogalmát. A fogalom megértéséhez tudnunk kell, hogy a vezetéssel átadott hő arányos a

hővezető közeg meleg és hideg vége közti hőmérséklet-különbséggel. Ha például a 4.4. ábrán látható, A keresztmetszetű, L hosszúságú hővezető rudat tekintjük, amelynek egyik oldalán T_H , másik végén T_C a hőmérséklet, akkor az átáramló hőteljesítmény

$$P = \text{const} \cdot (T_H - T_C) \quad (4.1)$$



4.4. ábra. A hővezetési ellenállás magyarázatához

Kézenfekvő az analógia az elektromos áramlással. A hőmérséklet-különbséggel feszültségkülönbséget, a hőárammal elektromos áramot hozhatunk analógiába. Ezzel az elektromos ellenálláshoz hasonlóan definiálhatjuk a *hővezetési ellenállást*:

$$R_{th} = \frac{T_H - T_C}{P} \quad (4.2)$$

A hővezetési ellenállás mértékegysége $^{\circ}\text{C}/\text{W}$. Kiszámításának módja a 4.4. ábra egyszerű, hasáb alakú struktúrájára

$$R_{th} = \frac{1}{\lambda} \frac{L}{A} \quad (4.3)$$

ahol λ [$\text{W}/\text{m}^{\circ}\text{C}$] az anyag *hővezetési együtthatója*.

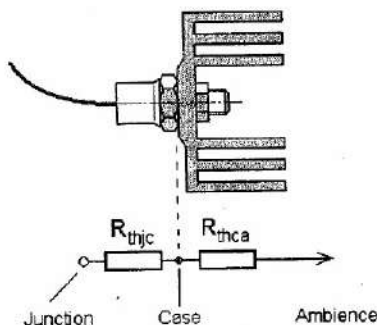
A félvezető eszközök, IC-k adatlapján a gyártó cégek mindig közölnek a hőelvezetési viszonyokra vonatkozó adatokat is. Általános a belső (tehát az aktív zóna és a tok közötti) hővezetési ellenállás megadása. Ennek szokásos jele R_{thjc} (j = junction = aktív zóna, c = case = tok).

A külső hővezetési ellenállást (R_{thca} , a = ambience = környezet) az eszköz beépítője a hűtőszervények megfelelő méretezésével befolyásolni tudja. Az eszköz teljes melegedését, belső T_j hőmérsékletét végül is a két hőellenállás összege határozza meg (lásd a 4.5. ábrát is):

$$T_j = T_a + P(R_{thjc} + R_{thca}) \quad (4.4)$$

– ahol T_a a környezeti hőmérséklet. A maximális megengedett réteghőmérséklet, T_{jmax} ismeretében e képlet alapján határozhatjuk meg tehát, hogy egy adott környezeti hőmérséklet mellett mekkora a megengedhető disszipáció.

Kisteljesítményű eszközöknél szokásos az aktív zóna és a környezet közötti $R_{thja} = R_{thjc} + R_{thca}$ teljes hővezetési ellenállás megadása. Ilyen esetben az adatlap rögzíti a külső hőátadás körülményeit: pl. hűtőszervény nélkül beépített eszközön, nyugvó levegőben mérve stb.



4.5. ábra. A belső és a külső hőellenállás

A hővezetési ellenállás ismerete csak stacionárius disszipáció esetén elegendő a melegedés számításához. Rövid, impulzusszerű terhelésnél az eszközre sokkal nagyobb disszipáció megengedhető, mint stacionárius esetben. Erre az ad lehetőséget, hogy az eszköz véges hőkapacitása miatt a felmelegedés nem követi azonnal a hőtermelést. Ha a terhelés rövid idejű a felmelegedés időállandójához képest, az eszközhőmérséklet nem szalad a megengedhető fölé még a stacionáriusan megengedett disszipáció sokszorosánál sem.

Ha eltekintünk a λ hővezetési együttható hőmérsékletfüggésétől, az eszköz termikus tranziens tulajdonságait egyértelműen megadja az egységugrás gerjesztésre adott $a(t)$ válaszfüggvény (a termikus rendszer átmeneti függvénye). Az egységugrás gerjesztés a $t = 0$ időpillanatban bekapcsolódó 1 W disszipációt jelenti; hatására a belső hőmérséklet aszimptotikusan közelíti a $T_a + R_{th} \cdot 1$ W értéket (4.6. ábra). Ha a disszipáció t_p idő múlva megszűnik (tehát egyetlen, t_p hosszúságú, P_{imp} intenzitású impulzus volt a terhelés), akkor az eszközhőmérséklet a

$$T_{max} = T_a + a(t_p) P_{imp} \quad (4.5)$$

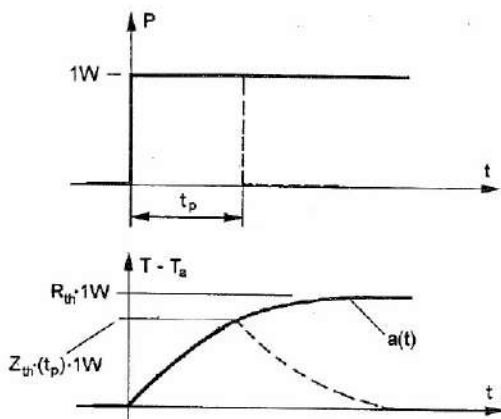
maximális értékig szalad fel. Az $a(t)$ függvény ismeretében tehát az ismert tartamú, egyszeri terhelő impulzus esetére megállapítható a disszipáció megengedett maximuma. A félvezető katalógusok általában a

$$Z_{th}(t_p) = \frac{T_{max} - T_a}{P_{imp}} \quad (4.6)$$

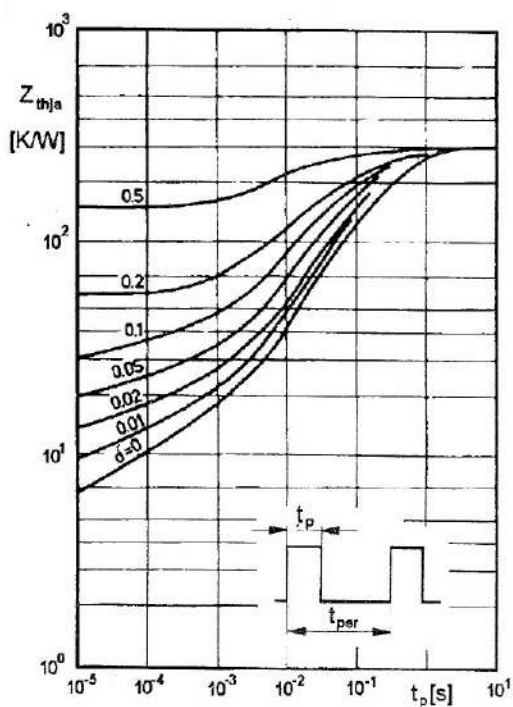
függvényt közlik diagram formájában, ahol T_{max} a tranziens során előálló maximális junction hőmérséklet (4.7. ábra, $\delta = 0$ görbe). Az így bevezetett Z_{th} mennyiséget impulzus terhelésre vonatkozó hővezetési ellenállásnak nevezzük. Ennek szorzata a disszipációval kiadja az adott impulzusszélességnél fellépő maximális hőmérséklet-emelkedést.

Gyakori eset, hogy a terhelést periodikusan ismétlődő disszipáció impulzusok szolgáltatják (4.7. ábra). Az átmeneti függvény ismeretében erre az esetre is meghatározható az impulzus hővezetési ellenállás. Legyen az impulzussorozat periódusideje t_{per} , s jelöljük egy impulzus tartamát továbbra is t_p -vel. Ezekkel a periodikus terhelés esetére

$$Z_{th}(t_p, t_{per}) = \sum_{i=0}^{\infty} (a(t_p + i \cdot t_{per}) - a(i \cdot t_{per})) \quad (4.7)$$



4.6. ábra. A termikus rendszer átmeneti függvénye



4.7. ábra. Impulzus terhelésű hővezetési ellenállás

A gyakorlatban a fenti szummázást általában nem kell elvégezni, mert a félvezető katalógusok a periodikus terhelésre is érvényes diagramok formájában közlik az impulzus hővezetési ellenállást. Z_{th} ekkor kétváltozós függvény: változói t_p és a $\delta = t_p/t_{per}$ kitöltési tényező. Ilyen diagramot látunk a 4.7. ábrán.

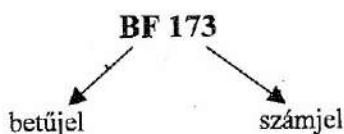
4.2. A félvezető diódák adatlapja

Az áramkörtervezői munkához elkerülhetetlenül szükséges a felhasznált félvezető eszköztípusok pontos, és a gyártó cég által garantált jellemzőinek ismerete. Ezek forrása a gyártó által kibocsátott *adatlap*, *katalógus*. Tekintettel arra, hogy a tervező számára alapvető fontosságú az eligazodás a katalógusok adatai között, az alábbiakban részletesen megvizsgáljuk az adatlapokon található tipikus információkat és értelmezésüket.

4.2.1. A félvezető eszközök szokványos jelölésrendszere

Mielőtt szemügyre vennénk egy tényleges diódatípus adatlapját, szóljunk néhány szót az egyes eszköztípusok szokásos jelöléséről.

Részletesebben az Európában használatos jelölésrendszert ismertetjük. Eszerint egy félvezető eszköz típusjele két részből áll:



A betűjel két vagy három betűből áll; a számjel 2-4 jegyű egész szám. Ilyen típusjelek pl. BA 159, BFY 33 stb. A betűk egyedi jelentéssel bírnak, az alábbiak szerint.

Első betű: A = germánium eszköz
B = szilícium eszköz
C = intermetallikus félvezető eszköz, $U_g > 1,3V$ (pl. GaAs)

Második betű: A = dióda (jelfeldolgozó)
B = dióda (varicap)
C = általános rendeltetésű tranzisztor (kisteljesítményű)
D = kisfrekvenciás, nagyteljesítményű tranzisztor
E = Tunnel (Esaki) dióda
F = nagyfrekvenciás tranzisztor (kisteljesítményű)
P = sugárzásra érzékeny eszköz (pl. fotodióda)
Q = sugárzást kibocsátó eszköz (pl. LED)
S = kapcsolótranzisztor
U = nagyteljesítményű kapcsoló tranzisztor
Y = egyenirányító dióda
Z = Zener dióda

Harmadik betű csak az ún. ipari típusoknál szerepel, a kommersz eszközöknél elmarad. A használatos betűjel: X, Y, Z, V, W. Közelebbi jelentés nem fűződik hozzájuk. A számjel nem hordoz kódolt információt; azt a cégek tetszőlegesen választják meg az egyes típusoknak a betűjel szerinti kategóriákon belüli elkülönítésére.

A fentiek szerint a BA 159 típusjelet így értelmezhetjük: szilíciumból készült diódáról van szó, a típus kommersz használatra készült. A BFY 46 eszköz nagyfrekvenciás, ipari kivitelű szilícium tranzisztor.

Megjegyzendő, hogy a most bemutatott, s Európában általánosan használt jelölésrendszer mellett egyéb jelölésekkel is találkozunk. Egyedi jelölések is előfordulnak. Röviden bemutatjuk még az Amerikában és Japánban használatos jelölésrendszert. Eszerint a diódák típusjele mindig így kezdődik: 1N..., a tranzistoroké: 2N.... Az 1N 914 típus tehát dióda, a 2N 1613 tranzisztor. Gyakori, hogy a gyártó cégek egy-egy eszközre vonatkozóan mind az európai, mind az amerikai típusjelölést megadják katalógusukban.

4.2.2. Egy adatlap részletes ismertetése

A következő néhány oldalon egy tényleges diódatípus, a BAY 94 ill. BAY 95 diódák gyári adatlapjának másolatát találjuk (4.8. ábra). Szándékosan közzétettük kétszer, a katalógus német és angol nyelvű változata alapján is. E két nyelven írott katalógussal találkozunk ugyanis a legtöbbször az áramkörtervező mérnök; az előforduló fontosabb kifejezések magyarázatát tehát célszerűnek látjuk megadni mindkét nyelvre vonatkozóan.

Az adatlap fejlécéből rögtön megállapíthatjuk, hogy az adott diódák mind európai, mind amerikai típusjellel forgalomban vannak.

A típusjelet követően a katalógus néhány szóban mindig utal a típus legfontosabb technológiai, ill. alkalmazási jellemzőire. Esetünkben az alapanyagra és a technológiára találunk megjegyzést (szilícium planár-epitaxiális dióda), majd a legfontosabb elektromos tulajdonságára és az ahhoz fűződő alkalmazási ajánlásra: "low-capacitance diodes for very fast switching applications" = "Dioden mit sehr kleiner Kapazität für sehr schnelle Schalteranwendungen" = kis kapacitású dióda az igen gyors kapcsoló alkalmazások céljára. Ezt az eszköz rajza, fizikai méretei követik.

Határadatok (absolute maximum ratings, Grenzzdaten). Ez a következő lényeges információcsoport. E cím alatt adják meg a katalógusok azokat az áram, feszültség, disszipáció határokat, ameddig az eszköz károsodás nélkül terhelhető.

Rövid szótár az értelmezéshez:

Voltage	=	Spannung	=	feszültség
Current	=	Strom	=	áram
reverse	=	Sperr-	=	záró-
forward	=	Durchlaß-	=	nyitó-
peak	=	Spitzen-	=	csúcs-
junction	=	Sperrschicht	=	(pn) átmenet
storage	=	Lagerung	=	tárolás
power dissipation	=	Verlust-leistung	=	teljesítmény-disszipáció
rectified	=	Richt-	=	egyenirányított

Tipikus, hogy mind feszültségben, mind áramban nagyobb érték engedhető meg az eszközre pillanatszerű terhelés esetében (U_{RM} , I_{FM}), mint stacionáriusan (U_R , I_F). A megengedett disszipációra két adatot is találunk; lábjegyzet rögzíti az eltérő külső körülményeket.

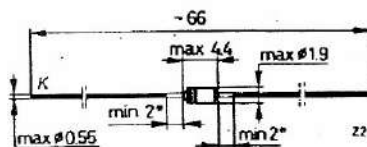
1N 4151 (BAY 95), 1N 4154 (BAY 94)

Silicon Epitaxial Planar Low-Capacitance Diodes

for very fast switching applications.

Dimensions in mm

Band: cathode



* not tinned

Case: DO-35

Mass: approx. 0.15 g

Absolute maximum ratings

Absolute maximum ratings		1N 4151	1N 4154	
Reverse voltage	V_R	50	25	V
Peak reverse voltage	V_{RM}	75	35	V
Rectified current ¹	I_o	150		mA
Forward current	I_F	200		mA
Peak forward current	I_{FM}	450		mA
Surge peak forward current ²	I_{FSM}	2		A
Junction temperature	T_j	200		°C
Storage temperature	T_s	-65 ... + 200		°C
Total power dissipation	P_{Tot}^*	440		mW
	P_{Tot}^5	500		mW

Thermal resistance³

junction to ambient	R_{thja}	= 350	K/W
---------------------	------------	-------	-----

Static characteristics

$T_{amb} = 25^\circ\text{C}$

Forward voltage

$I_F = 30\text{ mA}$	V_F^5	—	0.88 (≤ 1)	V
$I_F = 50\text{ mA}$	V_F^6	0.88 (≤ 1)	—	V

Reverse current

$V_R = 25\text{ V}$	I_R^5	—	9 (≤ 100)	nA
$V_R = 50\text{ V}$	I_R^6	14 (≤ 50)	—	nA
$V_R = 25\text{ V}, T_{amb} = 150^\circ\text{C}$	I_R	—	≤ 100	μA
$V_R = 50\text{ V}, T_{amb} = 150^\circ\text{C}$	I_R	≤ 50	—	μA

Breakdown voltage⁵

$I_R = 5\text{ }\mu\text{A}$	$V_{(BR)}$	≥ 75	≥ 35	V
------------------------------	------------	-----------	-----------	---

¹ $V_R = 0\text{ V}$

² $t_f = 1\text{ }\mu\text{s}, \delta = 0.2$

³ $T_L = \text{const.}, L = 4\text{ mm}$

⁴ $T_{amb} \leq 45^\circ\text{C}$

⁵ $T_{amb} \leq 25^\circ\text{C}$

⁶ AQL = 1%

4.8a. ábra. Félvezető dióda adatlapja

Dynamic characteristics

$T_{amb} = 25^{\circ}\text{C}$

Diode capacitance

$V_R = 0\text{ V}$, $f = 1\text{ MHz}$, $V_{HF} = 50\text{ mV}$

Reverse recovery time

Rectification efficiency²

$f = 100\text{ MHz}$, $V_{HF} = 2\text{ V}$,

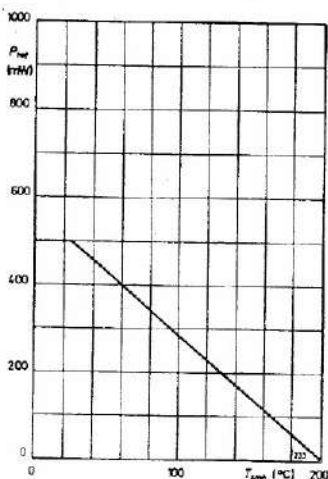
$R_L = 5\text{ k}\Omega$, $C_L = 2\text{ nF}$

1N 4151

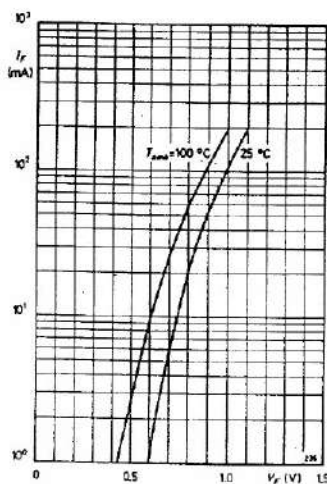
1N 4154

C_D	1.7 (≤ 2)	≤ 4	pF
t_{rr}^1	≤ 4	≤ 4	ns
t_{rr}^2	≤ 2	≤ 2	ns
η	≥ 45	≥ 45	%

Permissible total power dissipation versus ambient temperature $P_{tot} = f(T_{amb})$



Forward characteristics $I_F = f(V_F)$



¹ measured at switching from $I_F = 10\text{ mA}$ through $I_R = 10\text{ mA}$ to $I_R = 1\text{ mA}$

² measured at switching from $I_F = 10\text{ mA}$ through $V_R = 6\text{ V}$ to $I_R = 1\text{ mA}$, $R_L = 100\ \Omega$

³ ratio of the peak input voltage and the average rectified output voltage

4.8b. ábra. Félvezető dióda adatlapja (folytatás)

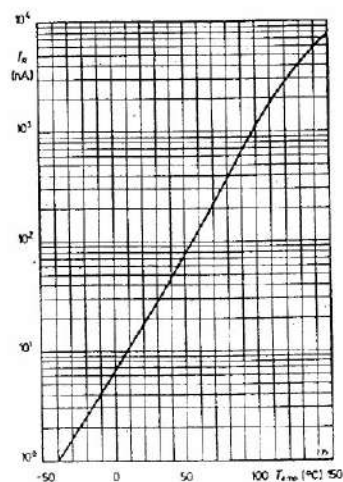
1N 4151 (BAY 95), 1N 4154 (BAY 94)

Reverse current versus ambient temperature

$$I_R = f(T_{amb})$$

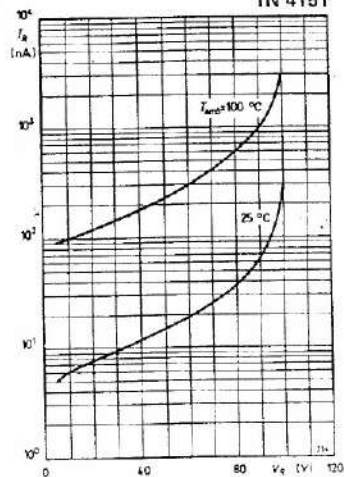
$$V_R = 50 \text{ V: 1N 4151}$$

$$V_R = 25 \text{ V: 1N 4154}$$



Reverse characteristics

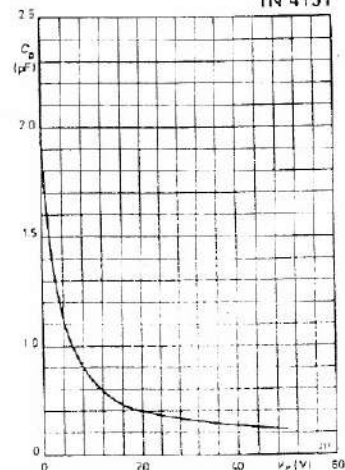
1N 4151



Diode capacitance versus reverse voltage

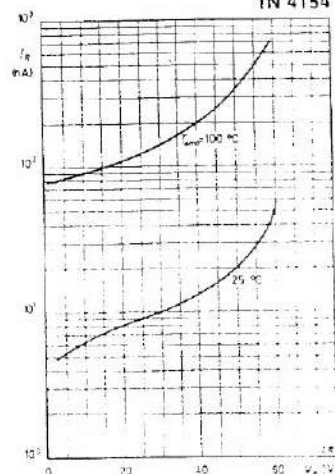
$$C_D = f(V_R), f = 1 \text{ MHz}$$

1N 4151



Reverse characteristics $I_R = f(V_R)$

1N 4154



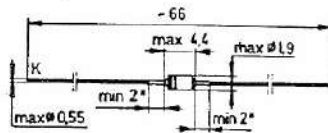
4.8c. ábra. Félvezető dióda adatlapja (folytatás)

Silizium-Planardioden

mit sehr kleiner Kapazität für sehr schnelle Schalteranwendungen, im Glasgehäuse DO-35.

Abmessungen, mm

Schwarzer Ring: Kathode



Zum Einlöten nicht verwendbar

Gewicht etwa 0,15 g

Grenzdaten

	1N 4151	1N 4154	
Sperrspannung	U_R 50	25	V
Spitzensperrspannung	U_{RM} 75	35	V
Richtstrom ¹	I_o 150	150	mA
Durchlaßstrom	I_F 200	200	mA
Spitzendurchlaßstrom	I_{FM} 450	450	mA
Stoßdurchlaßstrom ²	I_{FSM} 2	2	A
Sperrschichttemperatur	T_j 200	200	°C
Lagerungstemperatur	T_s - 65 ... + 200	- 65 ... + 200	°C
Verlustleistung	P_{tot}^4 440	440	mW
	P_{tot} 500	500	mW

Wärmewiderstand³

Sperrschicht-Umgebung	$R_{tj,sa} = 350$	350	°C/W
-----------------------	-------------------	-----	------

Statische Kenndaten

$T_{amb} = 25$ °C

Durchlaßspannung

$I_F = 30$ mA	$U_F^5 =$	0.88 (< 1)	V
$I_F = 50$ mA	$U_F^5 = 0.88$ (< 1)	—	V
Sperrstrom			
$U_R = 25$ V	$I_R^6 =$	9 (< 100)	nA
$U_R = 50$ V	$I_R^6 = 14$ (< 50)	—	nA
$U_R = 25$ V, $T_{amb} = 150$ °C	$I_R^6 <$	100	µA
$U_R = 50$ V, $T_{amb} = 150$ °C	$I_R^6 < 50$	—	µA
Durchbruchsspannung ⁶			
$I_R = 5$ µA	$U_{(BR)R} > 75$	35	V

¹ bei $U_o = 0$ V

² bei $t_r = 1$ µs und $\alpha = 0.2$

³ bei $f_c = \text{const.}$, $L = 4$ mm

⁴ bei $T_{amb} < 45$ °C

⁵ bei $T_{amb} < 25$ °C

⁶ AOL = 1 %

4.8d. ábra. Félvezető dióda adatlapja (folytatás)

Hővezetési ellenállás (thermal resistance, Wärmewiderstand). Ez alatt az alcím alatt az adott eszköznél csak egy adat szerepel: az R_{thja} érték.

Sztatikus jellemzők (static characteristics, Statische Kenndaten). E rovatban az egyenáramú eszközkarakterisztika néhány számszerű jellemzőjét adják meg. Például az első sor szerint az 1N 4154 (BAY 94) dióda nyitó feszültsége 30 mA kényszerített áram mellett tipikusan 0,88 V, de semmiképpen sem nagyobb 1 V-nál. A záróáram rovat első sora szerint ugyanezen dióda záróárama 25 V zárófeszültség és 25°C környezeti hőmérséklet mellett tipikusan 9 nA, de nem több, mint 100 nA. Figyeljük meg: a "sztatikus jellemzők" alcím alatt ott áll egy környezeti hőmérséklet érték! Ez a rovat minden adatára érvényes — kivéve ha az illető adatra vonatkozóan kifejezetten fel nem tüntetik az eltérő hőmérsékletet. Utóbbira is látunk példát a közölt adatlapon. A sztatikus jellemzők közül az utolsó a letörési feszültség (breakdown voltage, Durchbruchspannung).

Dinamikus jellemzők (dynamic characteristics, dynamische Kenndaten). E rovatban kapacitásra, kapcsolási időre vonatkozó adatokat szoktak közölni. Jelen esetben az adat a tértöltési kapacitás. A katalógus rögzíti a mérés körülményeit; 0 V egyenfeszültség, 1 MHz mérőfrekvencia, a nagyfrekvenciás mérőfeszültség 50 mV-os. Utóbbit lényeges külön hangsúlyozni: a dióda, bár a jel pozitív félperiódusában tulajdonképpen a nyitó tartományban dolgozik, ilyen kis nyitó feszültség mellett még csak tértöltés-kapacitást mutat. A második dinamikus adat:

reverse recovery time = Sperrverzögerungzeit = záró irányú feléledési idő

rögzíti a mérés körülményeit. Ez igen lényeges, hiszen a t_{rr} feléledési idő erősen függ az I_F/I_R viszonytól.

A harmadik közölt dinamikus adat az úgynevezett egyenirányítási hatásfok. Ez pontosan rögzített egyenirányító kapcsolásban és meglehetősen nagy mérőfrekvencián a kimenő egyenfeszültség és a bemenő nagyfrekvenciás jel csúcsertékekének a viszonya (ahogyan azt a lábjegyzet külön is rögzíti).

A számszerű adatok után a *karakterisztikák* következnek. Az első ezek között a *megengedett disszipáció* görbéje a hőmérséklet függvényében (permissible = megengedett). Ez a diagram tulajdonképpen nem mond sok újat. A ferde egyenes ugyanis a

$$P_{d\max} = \frac{T_j - T_a}{R_{thja}} \quad (4.8)$$

egyenletnek felel meg, aminek mind a T_j , mind az R_{thja} paraméterét a számszerű adatok között már láttuk.

A következő diagram a *nyitó karakterisztika*. Általános az áramban logaritmikus koordináta-rendszer használata. A karakterisztikát általában több hőmérsékletre is megadják. Előfordul a tűréshatárok feltüntetése is. Lényeges észrevenni, hogy az ábrán a T_a környezeti hőmérséklet a paraméter! — ennél a *pn* átmenet hőmérséklete a disszipációval arányosan nagyobb, s a görbe mentén változó értékű.

A harmadik diagram a záróáramot adja egy kötött zárófeszültségnél, a hőmérséklet függvényében. Nem szerepel az ábrán, de a sztatikus adatokkal összevetve megállapítható, hogy a záróáram átlagértékéről van szó. Megjegyzendő, hogy a görbe meredeksége a (3.98) által definiált α_T értékkel arányos, hiszen

$$\alpha_T = \frac{d}{dT} \ln I_R \quad (4.9)$$

A negyedik ábra a dióda záró karakterisztikáját adja, két különböző hőmérsékletre vonatkozóan. A záróáram megintcsak átlagérték.

A ötödik diagram a tértöltés-kapacitás görbéje a záró feszültség függvényében. A továbbiak ugyanezen diagramok az adatlap másik dióda típusára vonatkozóan; nem igényelnek újabb magyarázatot.

4.3. Különleges diódák

4.3.1. Változó kapacitású diódák

A "változó kapacitás" alatt tulajdonképpen munkapontfüggő kapacitást értünk, ilyen értelemben tehát minden félvezető diódát változó kapacitásúnak nevezhetnénk. Az elnevezést mégis akkor használjuk csak, amikor kifejezetten a munkapontfüggő kapacitást használjuk ki a diódát befogadó áramkörben; az adott esetben ez tehát az eszköz legfontosabb tulajdonsága.

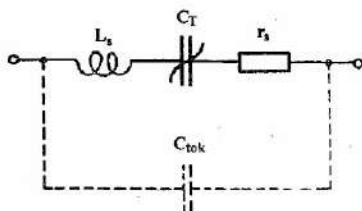
Jellegzetes alkalmazási területek a következők.

a) Rádió- és tv-vevőkészülékek bemeneti fokozataiban a hangolt körök kapacitását ilyen diódákkal alakítják ki. Ilyen módon ezek a rezgőkörök feszültséggel, tehát elektronikusan hangolhatók; kiküszöbölhetők a korábban alkalmazott forgókondenzátorok vagy egyéb mechanikus hangoló elemek. Az ilyen célra konstruált diódák kereskedelmi neve *varicap* (variable capacitance) dióda vagy *hangolódíóda*.

b) A feszültséggel változó kapacitás (reaktancia) lehetőséget ad a frekvencia sokszorozásra és az erősítésre is. A megfelelően kialakított passzív rezonáns hálózatban dolgozó dióda néhány dB veszteséggel képes konvertálni a bevezetett teljesítményt, valamely többszörös frekvenciájú teljesítménnyé. Ez a frekvenciasokszorozás. Erősítés az ún. parametrikus elven történhet. Ennek fő jellegzetessége, hogy az erősítéshez szükséges teljesítmény forrása nem egyenfeszültség, hanem egy nagyfrekvenciás jel ("pumpáló" frekvencia) és hogy az erősítés mindig az erősített jel frekvenciájának transzponálásával jár. A diódás frekvenciasokszorozás és parametrikus erősítés kizárólag a mikrohullámú tartományban használatos; az e célra forgalmazott eszközöket *varactor* (variable reactor) diódának nevezik.

Változó kapacitásként kizárólag a tértöltés kapacitást használjuk ki. Ezek a diódák tehát mindig záró tartományban dolgoznak. Az eszköz tervezése során a nyitó karakterisztika szempontjaira nem is figyelnek. Többnyire az eszközkatalógus sem adja meg a nyitó karakterisztikát.

Lényeges, hogy a tértöltés-kapacitás minél "tisztább", veszteségmentesebb legyen. A lehetőségek határáig le kell szorítani tehát a soros ellenállást és induktivitást. A soros ellenállás csökkentése végett a struktúra majdnem mindig epitaxiális, az adalékprofilt sokszor ionimplantációval alakítják ki. A változó kapacitású dióda egyszerű helyettesítőképét a 4.9. ábrán látjuk. C_T a feszültségfüggő tértöltés-kapacitás, r_s a soros ellenállás, L_s a kivezetések soros induktivitása. Egészen nagy frekvenciákon a képet ki kell még egészítenünk a tokozás szórt kapacitásával is; ezt az ábrán szaggatottan jelöltük.



4.9. ábra. Varicap dióda helyettesítőképe

A helyettesítőkép alapján definiáljuk a különböző határfrekvenciákat. A *levágási frekvenciát* (cut-off frequency) definíciószerűen a rétegek kapacitása és a soros ellenállás adja:

$$f_c = \frac{1}{2\pi r_s C_T} \quad (4.10)$$

A soros rezonancia-frekvencia a rétegek kapacitásból és a soros induktivitásból számolható:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_s C_T}} \quad (4.11)$$

A jósági tényezőt a rétegek kapacitása és a soros ellenállás határozza meg:

$$Q = \frac{1}{2\pi f r_s C_T} = \frac{f_c}{f} \quad (4.12)$$

Látható, hogy a levágási frekvencián a dióda egységnyi jósági tényezőjű kapacitásként viselkedik.

A változó kapacitású diódáknál a két legfontosabb konstrukciós szempont:

- a nagy kapacitás-átfogás,
- a megfelelő jósági tényező biztosítása.

E követelmények csak kompromisszumok árán elégíthetők ki.

Nézzük a problémákat!

Az epitaxia adalékolása: ha növeljük az adalékkoncentrációt, ezzel csökken a soros ellenállás, és növekszik a jósági tényező. Lecsökken ugyanakkor a letörési feszültség, ezzel a záró feszültség megengedett tartománya és a kapacitás átfogás.

Az epitaxia vastagsága: ha csökkentjük a vastagságát, csökken a soros ellenállás. Elérhetünk azonban egy olyan kis vastagsághoz, amelynél a legnagyobb zárófeszültség esetén a kiürített réteg a teljes epitaxiára kiterjed. (Ez az ún. *kisüprési feszültség*). Ez alá menni már nem érdemes az epitaxia vastagságával, mert amint a réteg kisüprése bekövetkezik, a kapacitás többé nem változik, hiszen a kiürített réteg tovább nem (vagy csak elenyészően kis mértékben) szélesedik.

Megjegyzendő, hogy az epitaxia ki nem őrített részének, tehát a soros ellenállást képviselő zónának a vastagsága is változik a kiürített réteg változásával. Ezek szerint r_s is munkapont függő. Ez különösen a levágási frekvenciában érezteti a hatását: a zárófeszültség növekedtével ugyanis mind r_s , mind C_T csökken, f_c ezért meredeken nő. A legnagyobb megengedett feszültség környékén tehát általában nagyságrenddel jobb a Q , mint 0 V körül. Nem véletlen, hogy a félvezető katalógusok szívesebben adják meg az U_{max} -ra, vagy legalábbis egy közepes kapacitású munkapontra vonatkozó Q értéket: jobban hangzó adatot tudnak így közölni.

A varicap diódnál igen lényeges, hogy nagy legyen a

$$\frac{C_T(U_{Rmin})}{C_T(U_{Rmax})} \quad (4.13)$$

formában definiált *kapacitásátfogás* – így biztosítható a megfelelően széles frekvenciasáv áthangolása. Ezt általában hiperabrupt profil alkalmazásával érik el. Az alkalmazás frekvenciatartománya GHz alatti, így a konvencionális tokozás általában megfelelő. Speciális alkalmazói igény, hogy az egy-egy készülékben felhasznált 3 vagy 4 dióda $C_T(U_R)$ függvénye 1-2% pontossággal meg kell egyezzek: így érhető el, hogy ugyanazon U_R feszültséggel együttfutó módon hangoljanak több rezgőkört. Az együttfutó hármasokat-négyeseket válogatással biztosítja a gyártó.

A varaktordiódnál a tokozás mindenképpen koaxiális, kisinduktivitású (4.3. ábra), tekintettel a mikrohullámú alkalmazási területre. Az alapanyag általában GaAs; ez jobb paramétereket biztosít a szilíciumnál. A magasabb ár itt elviselhető, mert az eszközt általában professzionális berendezésekben használják. A mikrohullámú célokra készült, epitaxiális GaAs varaktorok levágási frekvenciája sok száz GHz-ig terjedhet.

4.3.2. Zener diódák

A Zener dióda felépítését, működését tekintve egy közösleges *pn* átmenet. Ami elkülöníti az általános használatra készült diódáktól az, hogy az eszköz kihasznált karakterisztika szakasza a letörési tartomány.

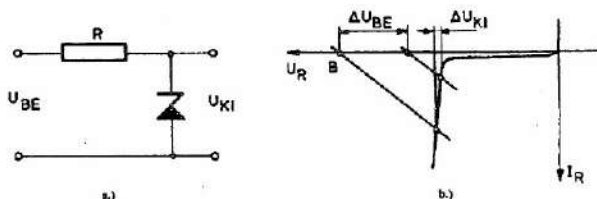
Nézzük, mire hasznosítható ez a letörési karakterisztika szakasz. A 4.10. ábrán a legfontosabb alkalmazást látjuk: a feszültségreferenciakénti használatot. (Megismerkedünk az eszköz szimbólumával is¹: a Z betűvé kiegészített dióda jelöléssel.)

Az áramkör néhány ezrelékre stabil egyenfeszültséget állít elő a bemenetre jutó, széles határok (20-50%) között változó egyenfeszültségből. A működést a 4.10b. ábrán látható munkaegyenest szerkesztéssel szemléltethetjük könnyen. Látható, hogy a bemenő feszültség változása a B pont elmozdulását és ezzel a munkaegyenest önmagával párhuzamos elcsúszását jelenti. A letörési karakterisztikával való metszéspont feszültség-vetülete, tehát a kimenő feszültség alig-alig változik: annál kevésbé, minél meredekebb a letörési karakterisztika. Kis változásokra az alábbi összefüggést vezethetjük le:

$$\frac{\Delta U_{ki}}{U_{ki}} = \frac{r_{dl}}{R + r_{dl}} \cdot \frac{U_{be}}{U_{ki}} \cdot \frac{\Delta U_{be}}{U_{be}} \quad (4.14)$$

¹ A szabványos jelölés a B függelékben található.

ahol r_{dl} a dióda differenciális ellenállása a letörési karakterisztikán levő munkapontban. Látható, hogy a stabilizáló hatás annál jobb, minél kisebb az r_{dl} érték (minél meredekebb a letörési karakterisztika).



4.10. ábra. Zener dióda mint feszültség-referencia

Az áramkört egészen kicsi terhelések esetén közvetlenül is felhasználhatjuk stabilizátorként (a terhelő áram felső határa a minimális bemenő feszültség és terheletlen kimenet esetén folyó diódaáram). Nagyobb terhelésű feszültségstabilizátorokban a kapcsolás csak a referenciafeszültséget szolgáltatja. A fenti célra konstruált diódákat nevezzük Zener- vagy feszültségreferencia diódának (függetlenül attól, hogy Zener- vagy lavinaátütés következik-e be bennük). A Zener-diódákkal szembeni konstrukciós követelmények az alábbiak:

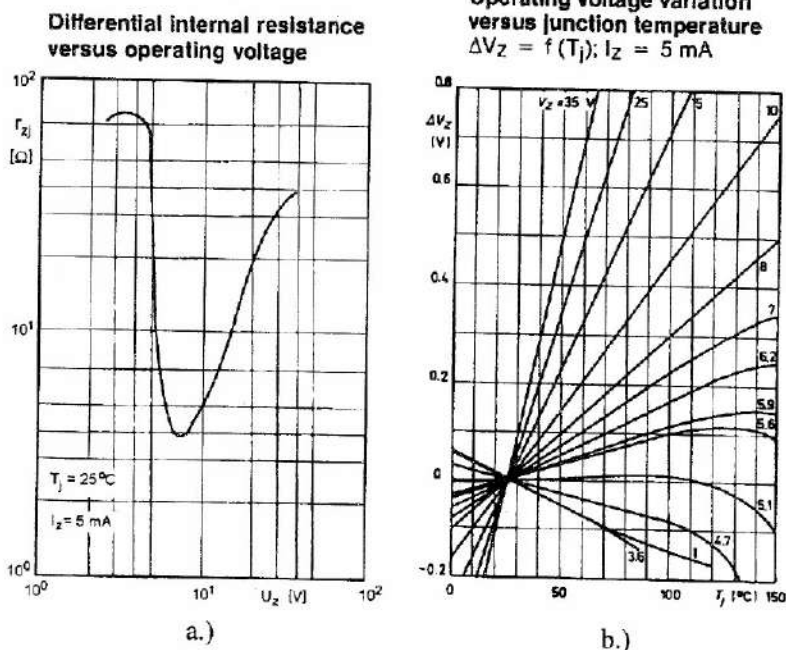
- Letörési feszültségüket pontosan az előírt értéken kell tartani a gyártás során (mint tudjuk, a közönséges diódák gyártásánál csak az követelmény, hogy a letörés egy előírt érték fölé essék).
- A letörési karakterisztika minél meredekebb (tehát minél kisebb differenciális ellenállású) legyen.
- A letörési feszültség a lehető minimális hőmérsékletfüggést mutassa.

A nyitó karakterisztikára ugyanakkor nem fordítanak túl sok gondot – bár a katalógusok megadják, mert egyes vágó áramkörökben azt is kihasználják.

Az áramkör tervezők természetesen igénylik, hogy különböző letörési feszültségű diódákat használhassanak. Ezért a félvezető gyártó cégek letörési feszültség szerinti értéksorozatokban hozzák forgalomba a Zener-diódákat. Ezek általában a szabványos 5%-os vagy 10%-os sorozatnak megfelelők. A hozzáférhető értéktartomány kb. a 2,5 V és 40 V közötti; ezen kívül esőt azért nem gyártanak, mert paramétereik (hőmérsékletfüggés, differenciális ellenállás) nem állíthatók be elfogadható értékre.

A 4.11. ábrán a ZPD Zener-dióda sorozat néhány, adatlapon közölt jellemzőjét látjuk. A sorozat 5%-os, értékei 2,7 V és 33 V közöttiek. Az a) ábrán a differenciális ellenállást közöljük, egy adott áramú (5 mA) munkapontra vonatkozóan. Látható, hogy ebből a szempontból a 7-8 V körüli letörési feszültségű diódák a legjobbak. A b) ábrán a letörési feszültség hőmérsékletfüggését látjuk, szintén az 5 mA-es munkapontban. 5 V alatti letörési feszültségnél a Zener-mechanizmus dominál, ennek hőfoktényezője negatív. Efölött a lavinamechanizmus lép be; a hőfoktényező pozitív, méghozzá meglehetősen nagy értékű. A hőmérsékletfüggés szempontjából tehát az 5 V-os Zener dióda az optimális. Ez szerencsére nem esik túl messze a differenciális ellenállás

szerinti optimumtól. Általánosan azt mondhatjuk, hogy a legcélszerűbb (ha áramkörileg lehetséges) 5-6 V körüli Zener diódákat használni.



4.11. ábra. Egy Zener dióda típus adatlapjának részlete

Megjegyzendő, hogy egyes esetekben célszerű lehet több dióda kombinációját alkalmazni. Két, sorba kötött 8 V-os dióda minden szempontból jobb, mint egy 16 V-os. Egy 4,7 és egy 5,6 V-os dióda soros kapcsolásával úgyszólván hőmérsékletfüggetlen 10,3 V-os referenciafeszültséghez jutunk.

Melegedési viszonyok. Tudnunk kell, hogy a dióda letörési karakterisztikán való igénybevétele önmagában semmiféle károsodást nem okoz (a letörés reverzibilis folyamat). Túlmelegedés folytán ugyanakkor igen könnyen tönkremehet a Zener dióda, hiszen a diódán eső meglehetősen nagy feszültség miatt már kis munkaponti áramok a megengedhető fölé emelik a réteghőmérsékletet. Ezért a Zener diódáknál nagy gondot kell fordítani a megengedett disszipáció kérdésére.

Termikus eredetű paraméter-változás. A félvezető eszközök jellegzetes tulajdonsága, hogy működésük nemcsak az elektromos vezérléstől, hanem a hőmérséklettől is függ. Az elektromos vezérlés viszont a disszipációt és ezen keresztül a hőmérsékletet is vezérli, tehát – termikus közvetítéssel – járulékos hatást is kifejt a működésre. Így az eszközök differenciális jellemzőiben, például a dióda differenciális ellenállásában a termikus jelenségek következtében egy járulékos tag jelenhet meg.

A Zener diódáknál különös súllyal jelentkezik ez a jelenség. Az áramváltozás disszipációváltozást, melegedést okoz, s ez megváltoztatja a letörési feszültséget.

Következmény: a letörési karakterisztika differenciális ellenállása járulékos, termikus eredetű taggal egészül ki.

Számoljuk ki ezt a járulékos ellenállást! A letörési karakterisztikán a feszültség két dologtól függ: az áramtól és a hőmérséklettől: $U(I, T)$. A feszültség változása tehát

$$\Delta U = \frac{\partial U}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial U}{\partial T} \Delta T \quad (4.15)$$

A ΔI áramváltozás $\Delta P = U \Delta I$ disszipáció változást okoz², az pedig $\Delta T = R_{th} \Delta P$ hőmérséklet változást. Mindezeket az előző egyenletbe helyettesítve

$$\Delta U = \frac{\partial U}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial U}{\partial T} R_{th} U \Delta I \quad (4.16)$$

A teljes differenciális ellenállást $r_{dL} = \Delta U / \Delta I$ formában számolva, az alábbi összefüggést kapjuk:

$$r_{dL} = \frac{\partial U}{\partial I} + \frac{\partial U}{\partial T} R_{th} U \quad (4.17)$$

Az első tag a karakterisztika deriváltként számolt elektronikus ellenállása, a második a járulékos, termikus eredetű ellenállás. Utóbbi láthatóan annál nagyobb, minél nagyobb a dióda R_{th} hőellenállása.

A járulékos termikus ellenállás esetenként sokszorosan meghaladhatja a dióda elektronikus differenciális ellenállását. Ezért a Zener diódás stabilizátornál komoly gondot kell fordítani a dióda megfelelő hűtésére, a hőellenállás csökkentésére. Ezzel ugyanis a járulékos differenciális ellenállás csökkenthető, a stabilizáló hatás növelhető. Ezért, még ha a disszipáció nem is teszi szükségessé, néha indokolt nagyobb teljesítményű, tehát kisebb hőellenállású típust alkalmazni. Érthetővé válik az az első hallásra különösen hangzó megállapítás, ami szerint a hűtőlemezre szerelt Zener dióda feszültségstabilizáló hatása nagyobb.

4.4. A dióda számítógépi modellezése

Az áramkörtervezés mai gyakorlatában általános módszer a számítógépi szimulációs programok használata. Ezek a programok meglehetősen nagy (több-száz csomópontot, ezer ágat tartalmazó) áramkörökre vonatkozóan is képesek a hálózategyenletek gyors megoldására, mind statikus, mind időben változó esetre vonatkozóan.

A szimulációs programok, belső felépítésüket tekintve, két kulcsfontosságú egységet kell mindenképpen tartalmazzanak. Ezek:

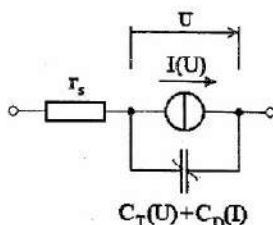
- a megoldó algoritmus,
- az alkatrész modellek.

A megoldó algoritmus végzi a (többnyire csomóponti potenciál módszerrel felírt) hálózategyenletek megoldását. A megoldáshoz azonban szükség van a hálózat egyes ágai viselkedésének leírására. Egy-egy alkatrészt egy vagy néhány ágból álló helyettesítőkép ír le, ezeket nevezzük *alkatrész modelleknek*. A modellek megalkotása nehéz feladat, ami sok ellentétes szempont összeegyeztetését igényli. Nyilvánvaló, hogy a teljes áramkör-szimuláció csak annyira lehet pontos, amennyire a programban

² U-t első közelítésben állandónak vettük, ami a letörési karakterisztika szakaszon indokolt.

alkalmazott modellek pontosak. E szempont azt diktálja, hogy minél összetettebb, a másodlagos jelenségek sorát is tükröző modelleket használjunk. A gyors szimulációhoz viszont ellentétes igényt kell érvényesíteni: a modellek lehetőleg minél egyszerűbbek legyenek. Sok szimulációs program ezért pontosság és bonyolultság dolgában eltérő modellek választékát kínálja a felhasználónak.

Az alábbiakban bemutatjuk a félvezető dióda egyszerű, de gyakorlati használatra már alkalmas modelljét. A modell topológiáját a 4.12. ábrán látjuk. Az r_s soros ellenállás állandó értékű. A dióda egyenáramú karakterisztikáját a nemlineáris $I(U)$ áramgenerátor adja. A C_T tértöltési és C_D diffúziós kapacitás munkapontfüggő.



4.12. ábra. Félvezető dióda nemlineáris (nagyjelű) modellje

A modellt csak akkor definiáltuk teljes egészében, ha ezeket a nemlinearitásokat és munkapont függéseket is megadtuk. Jelen esetben ez például az alábbi lehet:

$$I = I_0 (\exp(U/mU_T) - 1) \quad , \quad C_T = C_{T0} \left(\frac{U_D}{U_D - U} \right)^n \quad , \quad C_D = I \frac{\tau}{U_T} \quad . \quad (4.18)$$

Ezek az összefüggések a *modell egyenletek*. Egy alkatrész modell hiánytalan definiálásához tehát mind a modell topológiát, mind a modell egyenleteket meg kell adnunk. Ezek általában be vannak építve a szimulációs program kódjába.

Ahhoz, hogy a program számolni tudjon a modellel, még további adatokra van szüksége. Ismernie kell azon állandók számszerű értékét, amelyek a modell egyenletekben megjelennek. A fenti diódamodell esetén ezek a következők:

I_0	a dióda telítési árama
m	idealitási tényező ³
C_{T0}	tértöltési kapacitás $U = 0$ V mellett
n	C_T feszültség-függésének hatványkitevője
τ	töltéshordozó élettartam
r_s	soros ellenállás

Ezeket nevezzük *modellparamétereknek*.

³ Értéke 1 és 2 közötti; segítségével vesszük figyelembe, ha a karakterisztika meredeksége kisebb, mint az ideális.

A szimulációs program ugyanazon dióda modellje a legkülönbözőbb dióda típusok leírására alkalmas, feltéve, hogy az adott típusra jellemző modellparamétereket ismerjük. A szimulációs program az úgynevezett *katalógus file*-ből olvassa be ezeket a modellparamétereket. Ha egy újabb dióda-fajtával akarjuk bővíteni a programunkat, ezt a katalógus file-t kell kiegészítenünk az újabb dióda típus nevével és a hozzá tartozó adatsorral.

Jellegzetes feladat a modellparaméterek megállapítása. Ezt akár a dióda típus gyári adatlapja, akár mérési eredmények alapján végezhetjük. E feladatot itt nem tárgyaljuk; áramkör szimulációval foglalkozó könyvünk⁴ külön fejezetben ismerteti az alkalmas módszereket.

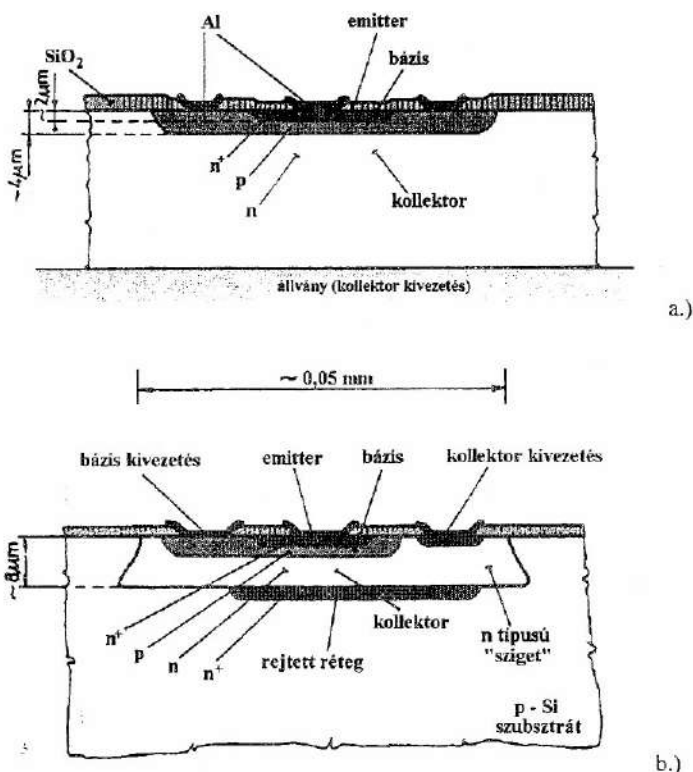
⁴ Székely V., Poppe A.: Áramkörszimuláció a PC-n, ComputerBooks, Budapest, 1996

5. A BIPOLÁRIS TRANZISZTOR

5.1. A bipoláris tranzisztor struktúrája

A bipoláris tranzisztor két pn átmenetből álló félvezető szerkezet. A két átmenet egymáshoz igen közel helyezkedik el, távolságuk legfeljebb néhány mikron. Ennek következtében a pn átmenetek működése nem független. Befolyásolják egymás áramát, vezérelni képesek egymást.

A bipoláris tranzisztor felépítését a két leggyakoribb, jellegzetes kiviteli formán mutatjuk be. Az első a planáris tranzisztor struktúra (5.1a. ábra). A második szintén planáris szerkezet: az integrált áramkörökben használt tipikus kiviteli forma (5.1b. ábra).



5.1. ábra. Planáris és IC tranzisztor keresztmetszete

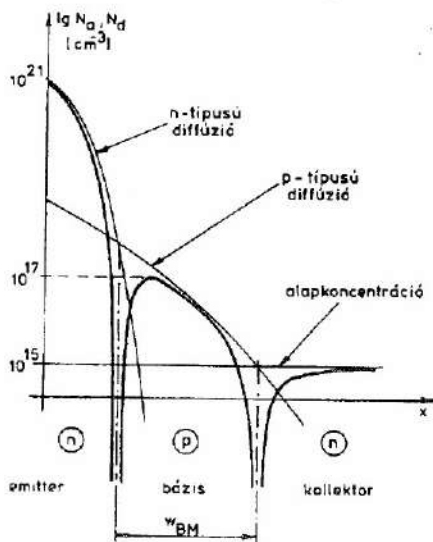
Az 5.1a. ábra planár tranzisztorát kettős diffúzióval állítják elő. Az alaplemez homogén, n adalékolású szilícium. Ebbe először p típusú adalékot diffundáltatunk. A diffúzió azon a területen történik meg, ahol a felületet borító SiO_2 rétegen ebből a célból ablakot

nyitottunk, ahogyan ezt már az egyszerű pn átmenet létrehozásánál láttuk. Ezzel kialakult az egyik (a mélyebben fekvő) pn átmenet. Ezután újabb diffúzió következik, most n típusú adalékkal. Ennek mélysége kisebb, mint az első diffúzióé. Az oxidrétegen ezúttal kisebb ablakot nyitottunk, az n diffúzió tehát kisebb felületen érvényesül. Az újabb diffúzióval kialakítottuk a második pn átmenetet is.

A létrehozott struktúra három félvezető rétegből áll: n , p és ismét n rétegből. Ezért az így készített tranzisztort nnp típusúnak nevezzük. P típusú alaplemezben, előbb n , majd p diffúziót alkalmazva, kialakítható a fordított struktúra is: ez a pnp tranzisztor.

A leírt módon valóban olyan eszközt hoztunk létre, amelyben két pn átmenet szoros közelségben helyezkedik el. Távolságuk a mai tranzisztoroknál $1\ \mu\text{m}$ körüli.

Láttuk a pn átmenet tárgyalásánál, hogy az eszköz fontos jellemzője az adalékeloszlás mélységi függvénye, az *adalékprofil*. Ennek ismerete nem kevésbé fontos a bipoláris tranzisztornál sem. Az adalékprofil és a felületi geometria ismeretében számolható a bipoláris tranzisztor minden elektromos tulajdonsága. Az 5.1a. ábra planár tranzisztorának adalékprofilját az 5.2. ábrán mutatjuk be. Az n típusú alaplemez homogén módon, gyengén adalékolt (az adalék sűrűség $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$ nagyságrendű). Az első, p típusú diffúzió viszonylag mélyre hatol ($3\text{--}4\ \mu\text{m}$) és közepes koncentrációt hoz létre. A második, n típusú diffúzió jóval sekélyebb, koncentrációja viszont igen nagy.

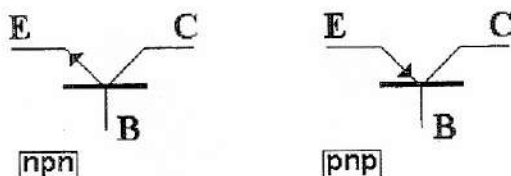


5.2. ábra. A planáris tranzisztor adalékprofilja

A tranzisztor egyes rétegeinek megjelölésére az *emitter* - *bázis* - *kollektor* elnevezések használatosak. Planáris struktúrában a felülethez legközelebb eső réteg az emitter, a két pn átmenet közti zóna a bázis, és az alaplemez a kollektor.

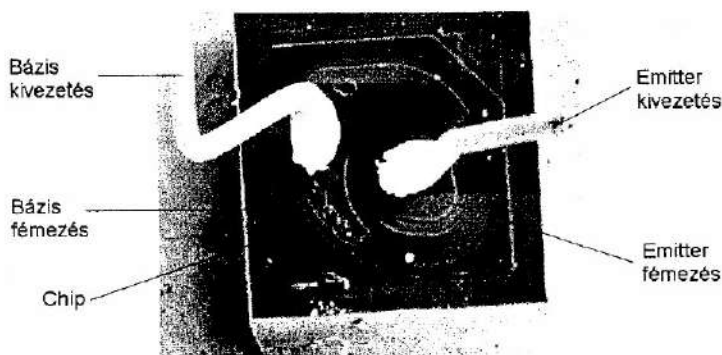
A tranzisztor szimbólumát az 5.3. ábrán látjuk. Az emitter a nyíllal ellátott kivezetés. A nyíl nnp tranzisztornál kifelé, pnp tranzisztornál befelé mutat. Figyeljük meg: ez teljes

összhangban van a diódánál rögzített megállapodással, ami szerint a szimbólum nyíl a p rétegtől az n réteg felé mutat.



5.3. ábra. A bipoláris tranzisztor rajzele

Kivezetésekkel természetesen mindhárom réteget el kell látni. Az 5.4. ábrán láthatjuk ennek módját. Az emittert és a bázist a tranzisztorlapka felső felületén vezetjük ki Al fémzéssel. A kollektor elektromos kivezetése a lapkának a tranzisztor tokra, "állványra" való felforrasztásával történik.



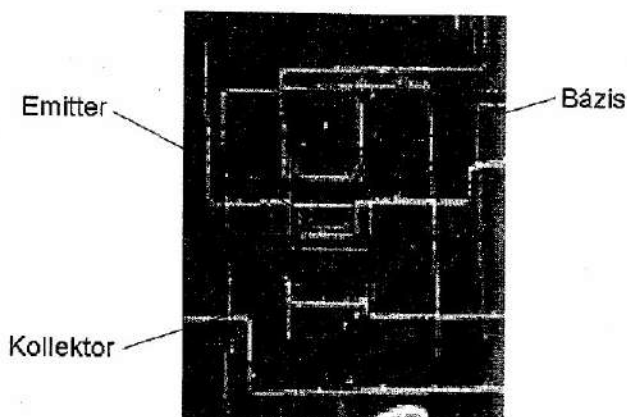
5.4. ábra. Tranzisztor chip elektron-mikroszkópos képe

Az integrált áramkörökben is planáris tranzisztor struktúrát alkalmazunk. A kiviteli formát azonban néhány vonásában módosítani kellett. A tranzisztor kollektora nem lehet azonos a hordozóval, különben az ugyanazon integrált áramkörben kialakított tranzisztorok kollektora elektromosan összeköttetésben volna. Ugyanezen ok miatt a kollektor kivezetése nem történhet lefelé, a szubsztrát felé. Az emitterhez és a bázishoz hasonlóan, a felületen kell a kollektort is kivezetnünk.

Az így módosított szerkezetet az 5.1b. ábrán láthatjuk. A szubsztrát most p típusú. A tranzisztor helyén egy elkülönülő, homogén n adalékolású területet, "szigetet" alakítunk ki. Ebben hozzuk létre a kettős diffúzió technikájával az npn tranzisztor. A sziget, tehát a tranzisztor kollektora és a hordozókristály között egy újabb pn átmenet helyezkedik el. Ha a szubsztrát és a kollektor közé záró irányú feszültség jut, a kollektor és a szubsztrát között áramvezetés gyakorlatilag nincs. A kialakított tranzisztor tehát szigetelve van az alaplemeztől. Integrált áramköri tranzisztor mikroszkópi képét látjuk az 5.5. ábrán.

A kollektor kivezetés az ábrán vázolt módon, a felületen történik. Tekintettel arra, hogy a kollektorzóna gyengén adalékolt és a kivezetés áramútja hosszú, a kivezetés kellemetlenül nagy soros ellenállást mutatna. Ezért egészítjük még ki a struktúrát az

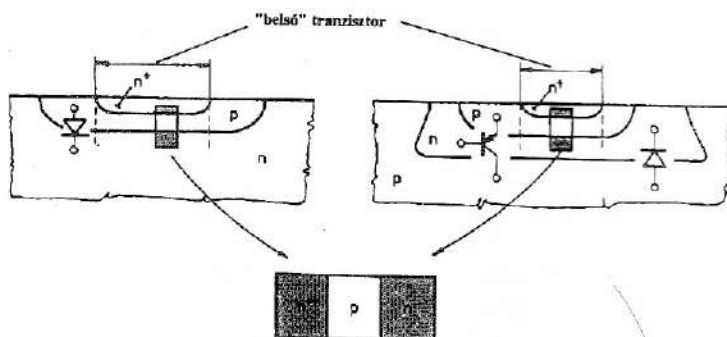
úgynevezett *eltemetett vagy rejtett réteggel* (5.1b. ábra). Ez az erős n adalékolású zóna erőteljesen csökkenti a kollektor áram oldalirányú útjába eső ellenállást.



5.5. ábra. Integrált áramköri tranzisztor képe

Az integrált áramkörökben, ahol sok alkatrészt kell a félvezető lapka felületén jó helykihasználással egymás mellett elhelyezni, általában négyszögletes tranzisztor geometriát használunk. A diszkrét tranzisztoroknál viszont sokszor használatos a kb. hengerszimmetrikus geometria: az 5.4. ábrán is ilyen mutattunk be.

Tranzisztorainkban az a tulajdonképpen hasznos, aktív térrész, ahol szemben áll egymással a két pn átmenet: az emitter és bázis közti, valamint a bázis és a kollektor közti. Az 5.6. ábrán mind a diszkrét, mind az IC tranzisztor vázlatán bejelöltük ezt a hasznos területet. Ezt a zónát nevezzük *intrinsic*, *belső tranzisztornak*. Számításainkat az ebből kihasított hasábon fogjuk végezni, ugyanúgy, mint a pn átmenetnél. Számítanunk kell ugyanakkor arra, hogy a struktúrában elkerülhetetlenül jelen van még néhány további félvezető zóna. Ezek az *intrinsic* tranzisztorhoz csatlakozó parazita áramköri elemekként foghatók fel. A valóságos tranzisztor tehát az *intrinsic* tranzisztor és a chipen belüli paraziták együttese. (Diszkrét tranzisztornál ehhez további parazita elemek járulnak: a kivezetés és a tok parazitái.)



5.6. ábra. A "belső" tranzisztor és a parazita elemek

Az 5.6. ábrán bejelöltünk néhány fontos parazita elemet. A kollektor-bázis átmenetnek csak egy része áll szemben az emitter-bázis átmenettel. Felületének többi része a tranzisztor működése szempontjából közömbös; csak mint a kollektor és a bázis közötti parazita dióda van jelen. Ez a parazita mind az egyszerű planár, mind az IC tranzisztor struktúrájánál fellép. Utóbbinál további paraziták forrása a kollektorsziget és az alaplemez közti szigetelést biztosító pn átmenet. Ez – ha lezárt állapotban van is – tértöltés-kapacitásával csatolást hoz létre a kollektor és a szubsztrát között. Sőt, ha jobban meggondoljuk, a p típusú hordozó jelenléte egy pnp parazita tranzisztor jelenlétére vezet, ahogyan ezt az 5.6. ábrán is feltüntettük. További, lapkán belüli paraziták a már többször említett soros ellenállások.

Felmerül a kérdés: min múlik az, hogy két, szomszédosan létrehozott pn átmenet csatolásban van egymással, vagy függetlennek tekinthető? Milyen feltételeknek kell teljesülni ahhoz, hogy a két pn átmenetes struktúránk valóban tranzisztorként működjön?

A tranzisztorműködés feltételei tömören a következők:

- Legalább az egyik szélső réteg (az emitter) nagyságrendekkel erősebben adalékolts legyen, mint a középső.
- A középső réteg (bázis) sokkal vékonyabb legyen, mint a kisebbségi töltéshordozóinak diffúziós hosszúsága.

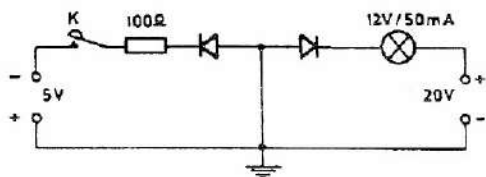
A vázolt planáris és IC tranzisztor szerkezetet tekintve megállapíthatjuk, hogy azok mindkét előírásnak megfelelnek. Azt, hogy ezek az előírások miért előfeltételei a tranzisztor működésének, a következő szakaszban részletezzük.

5.2. A bipoláris tranzisztor működése

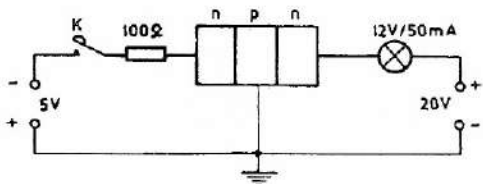
5.2.1. A tranzisztorhatás

A tranzisztor – mint láttuk – egymás közvetlen közelségében létrehozott két pn átmenetből áll. E két átmenetet külön-külön vizsgálva, a tőlük elvárható sajátosságokat tapasztaljuk: nyitó irányban kis feszültségesés mellett nagy áramot vezetnek, záró tartományban meglehetősen nagy feszültségekig egészen csekély záróáram folyik rajtuk. A tranzisztor azonban több, mint két dióda egyszerű együttese. Azt, hogy mi ez a többlet, egy könnyen elvégezhető kísérlet segítségével világítjuk meg.

Az 5.7a. ábrán látható áramkör két, független félvezető diódát tartalmaz. A bal oldali dióda körében a K kapcsoló egyelőre nyitva van, a bal oldali körben tehát áram nem folyik. A jobb oldali diódát a +20 V-os feszültség lezárva tartja. A körben a dióda záróárama folyik (Si diódára gondolva, ez nA nagyságrendű áram). Az izzólámpa természetesen nem világít. Zárva a K kapcsolót, a bal oldali körben áram indul. Az áram értéke kb. 50 mA (5 V/0,1 kΩ; a dióda feszültségesését elhanyagoltuk). Ez az áram a jobb oldali körben semmi változást nem idéz elő, lévén a két hálózatrész független. Az izzólámpa továbbra is sötét marad.



a.)



b.)

5.7. ábra. A tranzistorhatás magyarázatához

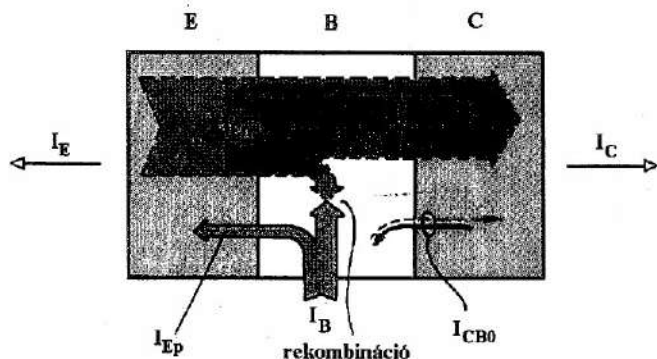
Végezzük most úgy az előbbi kísérletet, hogy a két önálló félvezető dióda helyett egy tranzisztor két pn átmenetét használjuk az áramkörben (5.7b. ábra). Amíg a K kapcsoló nyitva van, nem tapasztalunk különbséget. A bal oldali áramkörben egyáltalán nem folyik áram, a jobb oldaliban pedig csak a jobbra eső pn átmenet záróárama folyik. Most viszont, ha zárjuk a K kapcsolót, azt tapasztaljuk, hogy az izzólámpa kigyullad, s teljes fénnel világít. Vagyis – meglepő módon – a bal oldali pn átmenet árama megjelent a jobb oldali körben is.

Keressük meg a jelenség fizikai magyarázatát! Nézzük először a jobb oldali pn átmenetet. Ennek záróáramát a p és az n oldal kisebbségi töltéshordozói alkotják. Az átmenethez közel (diffúziós hosszánál közelebb) keletkezett kisebbségi hordozók eljutnak, diffundálnak az átmenetig, s az ott jelenlevő télerősség átsodorja őket a túlsó oldalra. A jobb oldali átmenet megnövekedett áramát magyarázhatja tehát az, ha a kisebbségi hordozók sűrűsége bármilyen okból megnövekszik az átmenet szomszédságában.

Okozhatja-e a kisebbségi hordozók megszorodását a bal oldali pn átmenet? Amíg áram nem folyik át rajta, nem. Amint viszont nyitó áram folyik át a bal oldali átmeneten, fellép ilyen hatás. A nyitó áramot az átmenet két oldalának többségi hordozói alkotják, melyek átdiffundálnak az átmeneten. Amint átjutottak, a túloldalon a kisebbségi hordozók számát növelik! A bal oldali n réteg elektronjai tehát, ha nyitó áram folyik, átdiffundálnak a középső p rétegbe. Emiatt ott megszorodnak a kisebbségi hordozók. A középső p réteg viszont közös a két pn átmenetre nézve. Megnőtt tehát a jobb oldali átmenet szomszédságában a kisebbségi hordozók sűrűsége, s ezzel a jobb oldali átmenet záróárama. Ez az a mechanizmus, melynek útján a bal oldali pn átmenet nyitó árama befolyásolni tudja a jobb oldali átmenet záróáramát. Ezt a jelenséget nevezzük *tranzistorhatásnak*. (Az elnevezés onnan ered, hogy a középső rétegben a kisebbségi hordozók átmenő forgalmat bonyolítanak le az egyik átmenet "hatásköréből" a másikéba; tranzit = átmenő.)

Az elektronok "átmenő forgalmát" az 5.8. ábrán szemléltetjük. A bal oldali pn átmenet nyitó feszültség esetén elektronáramot injektál a középső rétegbe. Az elektronok egy

része találkozik a bázisvezetéken beáramló lyukakkal, és rekombinálódik. A fennmaradó rész eljut a jobb oldali átmenethez, s átsodródva rajta, hozzáadódik annak záróáramához. Minél nagyobb az áthaladó elektronáram összetevő a rekombinálódóhoz képest, annál jobb a tranzisztor.



5.8. ábra. A tranzisztor áramai a normál aktív tartományban

Kísérletünkben a tranzisztor leggyakoribb üzemmódjával is megismerkedtünk. Ez az úgynevezett *normál aktív* beállítás: az emitter oldali *pn* átmenet nyitva, a másik zárva van. Az 5.8. ábra az elektródák elnevezését is érthetővé teszi. A bal oldali átmenet kibocsát, *emittál* elektronokat a középső rétegbe; ezért nevezzük a bal oldali réteget *emitternek*. (Emisszió = kibocsátás.) A jobb oldali átmenet befogja, begyűjti ezeknek az elektronoknak egy részét, ezért *kollektor* a jobb oldali réteg (kollektor = összegyűjtő). A középső réteg bázis elnevezésének történeti okai vannak. Az elsőként megvalósított tűs tranzisztornál, és később is, a sokáig használt ötvöztési technológiánál a középső réteg volt az előállítás kiindulásául szolgáló alaplemez, a *bázis*. A kivezetések szokásos betűjelölése E, B, C. A bipoláris tranzisztort az angol szakirodalomban sokszor jelölik a BJT rövidítéssel (bipolar junction transistor).

5.2.2. Az áramerősítés

Tekintsük át most az áramviszonyokat! Az 5.8. ábra lesz a segítségünkre, amelyen az elektronáram összetevőket szaggatott vonallal, a lyukáramot folytonos nyilakkal jelöltük. (Rajzunk *npn* tranzisztorra vonatkozik; *pnp* tranzisztor esetén az elektronok és lyukak szerepe felcserélődik.) A jobb oldali kollektor-bázis átmenet záróáramát I_{CB0} -al jelöljük. I_{CB0} -nak elektron- és lyukáram összetevője is van. Mindkettő a kisebbségi hordozók árama a túlsó oldal felé. A bal oldali, emitter-bázis átmenet nyitó áramát a lyukak bázisból emitterbe tartó árama (I_{Ep}) és az elektronok emitterből bázisba tartó árama (I_{En}) alkotja. Utóbbi elektronok azok, amelyek megemelik a középső bázisrétegben a kisebbségi hordozók sűrűségét, és ezzel a kollektor-bázis átmenet záróáramát.

Az emitter által a bázisba injektált elektronok egy része rekombinálódik, s csak a maradék rész jut el a CB átmenetig. Ez utóbbi áramösszetevőt, tehát a CB átmenetig eljutott, s onnan a kollektor oldalra átsodródó elektronok áramát jelöljük I_{Cn} -nel. A

tranzisztorhatás akkor mutatkozik erőteljesen – a tranzisztor akkor jó – ha ez az I_{Cn} áramösszetevő nagy, lehetőleg nem sokkal kisebb, mint a teljes emitteráram. E két áram hányadosa a tranzisztor legfontosabb minősítő paramétere: az *áramerősítés*:

$$A = \frac{I_{Cn}}{I_E}$$

(Tekintettel arra, hogy a tranzisztorra vonatkozóan több, áramerősítésnek nevezett paraméter használatos, a fogalmazást pontosítanunk kell: a fenti definíció a *közös bázisú, egyenáramú* áramerősítést szolgáltatja.)

A tranzisztor akkor jó, ha az emitteráram úgyszólván hiánytalanul megjelenik a kollektorkörben, ha tehát maximálisan érvényesül a tranzisztorhatás. Más szóval: arra kell törekednünk, hogy az A áramerősítés minél inkább megközelítse az 1 értéket. A mai tranzisztoroknál az A áramerősítés értéke 0,98-0,999 között van.

Írjuk most fel a teljes kollektoráramot az áramerősítés segítségével. Az 5.8. ábrára nézve

$$I_C = -I_{Cn} - I_{CB0}$$

Az előjeleket az 5.8. ábrán adott I_E , I_C mérőirányok indokolják¹. Gondoljunk arra is, hogy az I_{Cn} áram jobbról balra mutató, az áramló elektronok negatív töltése miatt. A fenti összefüggésbe (5.1)-et helyettesítve

$$I_C = -A \cdot I_E - I_{CB0} \quad (5.2)$$

A kollektoráramban tehát egy, az emitterárammal arányos összetevő lép fel. Az esetek többségében ez a komponens a domináló, a nA nagyságrendű I_{CB0} záróáram sokszor el is hanyagolható.

5.2.3. Injektálási hatások, transzporthatások

Nézzük most, milyen feltételeknek kell teljesülniük a tranzisztor struktúrára ahhoz, hogy az áramerősítés megfelelően nagy legyen. Az 5.8. ábrán könnyen nyomon követhetjük, hogy hol "vész el" áram, hol kanyarodik tehát az emitteráram egyik vagy másik összetevője a bázis kivezetés felé, ahelyett, hogy a kollektor felé folynék.

Az első veszteség az emitter-bázis átmeneten következik be. Az átmenet árama: az emitteráram ugyanis két összetevőből áll. Az egyik az emitterből a bázisba tartó I_{En} elektronáram, a másik a bázisból az emitterbe injektált I_{Ep} lyukáram². Az utóbbi teljesen közömbös a kollektoráram szempontjából, arra semmi hatása nincs. Ha tehát az I_{Ep} lyukáram komponens nem kicsi az elektronáramhoz képest, az áramerősítés már eleve nem lehet megfelelően nagy. Jó tranzisztornál az emitterből bázisba injektált elektronáram nagyságrendekkel meghaladja az ellenkező irányban injektált lyukáramot. Mivel az injektált áramok arányosak az injektáló oldal többségi hordozó sűrűségével,

¹ A mérőirányt a pn átmenetnél megszokott módon, p rétegtől n réteg felé mutatón vettük fel. Így a nyitó áram és feszültség mindig pozitív értékű.

² E szakaszban minden ábrát, definíciót, magyarázatot nnp tranzisztorra vonatkozóan adunk. A npn tranzisztor esetén az "elektron" és "lyuk" felcserélve értendő.

így is fogalmazhatunk: az emitter adalékkoncentrációja nagyságrendekkel meg kell haladja a bázisét. Ezzel a megállapítással magyarázatát adtuk a tranzisztor működés 5.1 szakasz végén rögzített első feltételének.

A most látottak szerint, a jó tranzisztornál a teljes emitteráram túlnyomó részét az emitterből a bázis felé injektálódó elektronáram adja. Hogy ez az injektált elektronáram mennyire van közel az emitteráram egészéhez, azt számszerűen az *injektálási hatások*, *emitterhatások* fogalmával fejezzük ki:

$$\eta_e = \frac{I_{En}}{I_E} = \frac{\text{bázisba injektált elektronáram}}{\text{teljes emitteráram}} \quad (5.3)$$

A kollektor felé tartó áramban a második veszteség a bázison való áthaladás során következik be. Az elektronok diffundálnak az EB átmenettől a CB átmenet felé, és menet közben egy töredékük rekombinálódik. Ha a CB átmenet messze van az emittertől, ez a rekombinálódó hányad nagy. Diffúziós hosszúságnyi távolság esetén már több elektron rekombinálna, mint amennyi eljutna a CB átmenethez. A jó tranzisztornál tehát a diffúziós hosszúsághoz mérten *igen közel kell lennie a CB átmenetnek az emitterhez*. Így lesz kicsi a veszteség, az áram rekombinálódó hányada. Ezzel az 5.1 szakasz végén leírt második kikötésnek, tehát a tranzisztorhatáshoz szükséges mindkét feltételnek magyarázatát adtuk.

Fejezzük ki számszerűen a bázisáthaladás során bekövetkező veszteségeket is. Számunkra a bázison áthaladó, "transzportálódó" elektronmennyiség, tehát az I_{Cn} áramösszetevő hasznos. Vonatkoztassuk ezt a teljes injektált elektronáramra, és nevezzük a kapott hányadost *transzport hatásfoknak*:

$$\eta_v = \frac{I_{Cn}}{I_{En}} = \frac{\text{kollektorig eljutott elektronáram}}{\text{bázisba injektált elektronáram}} \quad (5.4)$$

A transzport hatásfok tehát azt adja meg, hogy a bázisba injektált elektronoknak mekkora hányada jut el a kollektorig.

Összevetve egymással az (5.1), (5.3), (5.4) egyenleteket, láthatjuk, hogy az áramerősítés az emitter- és a transzport hatásfok szorzataként adódik:

$$A = \frac{I_{Cn}}{I_E} = \eta_e \eta_v \quad (5.5)$$

Ahhoz, hogy ez a szorzat megközelítse az egységet, mind az emitter- mind a transzport hatásfoknak nagyoknak kell lennie. Nézzük most megint a tranzisztorhatás 5.1 szakaszban felsorolt feltételeit. Az emitter hatásfok akkor van közel egyhez, ha az első feltétel teljesül. A transzport hatásfok akkor, ha a második feltétel fennáll. Ha mindkét feltétel egyszerre teljesül, akkor a két hatásfok szorzataként adódó áramerősítés egyhez közeli, a tranzisztor használható lesz.

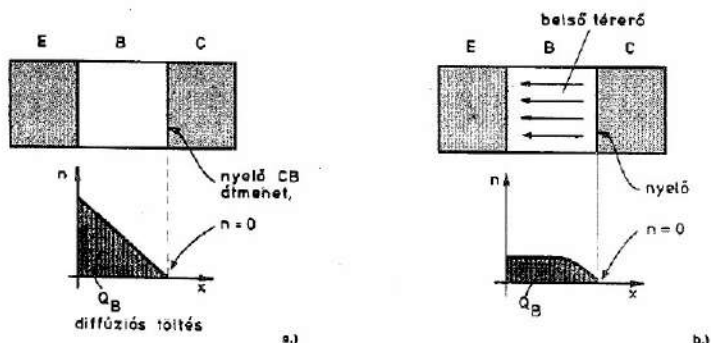
5.2.4. Töltés a bázisban. Homogén és inhomogén bázisú tranzisztor

Az előzőkben durva vonásaiban felvázoltuk ugyan a tranzisztor működését, de egy lényeges kérdés felvetését szándékosan elkerültük. Nevezetesen: mitől mozognak az

elektronok a bázisban, mi készíti az emitter által injektált elektronokat arra, hogy továbbhaladjanak a kollektor felé?

A helyzet sok szempontból hasonló a pn átmenetnél látotthoz. Az a tény, hogy az emitter elektronokat injektál a bázisba, a bázis emitter felőli oldalán az elektronsűrűség megemelkedéséhez vezet (5.9a. ábra). Sűrűségkülönbség alakul ki a bázis két oldala között. Ez diffúziós áramot indít. Az injektált elektronáram tehát *diffúzióval halad* a kollektor felé.

Láttuk a pn átmenet elméletében, hogy a lezárt átmenet a határára érkező kisebbségi hordozókat azonnal átsodorja a túloldalra. A lezárt kollektor-bázis átmenet is így viselkedik: a bázisban a határára érkezett elektronokat azonnal átsodorja a kollektor oldalra. Nyelőként viselkedik tehát az elektronokra nézve. Ezért a bázis kollektor felőli oldalán az elektronkoncentráció zérus (mindaddig, amíg a CB átmenet záró feszültséget kap). A kialakuló elektroneloszlás az 5.9a. ábra szerinti: az elektronsűrűség kb. lineárisan csökken az EB átmenet és a nyelő CB átmenet között.



5.9. ábra. Töltéseloszlás a bázisban

A pusztá szemlélet alapján is könnyen beláthatjuk, hogy a bázisban az 5.9a. ábra szerinti, "háromszög alakú" elektroneloszlás áll elő. Tudjuk, hogy az emitteráram legnagyobb része áthalad a bázison a kollektor felé, százalék nagyságrendű töredék rekombinálódik csak. Ezért, emittertől kollektorig bármely keresztmetszetét nézve a bázisnak, azon körülbelül ugyanakkora áram folyik át. Egyenlő diffúziós áramok egyenlő elektronsűrűség gradienseből adódnak. A bázis minden keresztmetszetében tehát kb. azonos sűrűséggradiens kell előálljon. Ez viszont csak lineárisan csökkenő elektronsűrűség esetén lehet így.

Vizsgáljuk most meg a bázis töltésviszonyait! Láttuk, hogy a tranzisztor működése során a bázisban megnő az elektronsűrűség. Töltésfelhalmozódás következik be. Ez az emitter által injektált és a bázisban diffúzióval továbbhaladó elektronok töltése. Ugyanolyan jellegű töltés, mint a pn átmenet diffúziós töltésfelhalmozása. A bázisban felhalmozott többlet elektron mennyiség által képviselt töltést a tranzisztornál is *diffúziós töltésnek* nevezzük.

A bázis diffúziós töltése nem kizárólag elektronfelhalmozódást jelent. A tranzisztornál a bázis töltésszemleges, pontosan ugyanúgy, ahogyan a pn átmenetnél az átmenettel

szomszédos rétegek. Ez a töltésszemlegesség azáltal áll elő, hogy a bázisba injektált elektronok negatív töltése vonzást gyakorol a bázis pozitív többségi hordozóira, lyukaira. Így azok sűrűsége is megnövekszik (a bázis vezetéken beáramló többlet folytán), éppen olyan mértékben, hogy kompenzálja az elektronok negatív töltését. Az emitteráram hatására tehát egyenlő mértékű többletelektron és lyuk felhalmozódás következik be a bázisban, s a bázis kifelé töltésszemleges marad.

A bázisban felhalmozódó Q_B diffúziós töltés most is – mint a diódánál – diffúziós kapacitásra vezet, lassítja az eszköz működését. E töltés csökkentése tehát igen lényeges konstrukciós szempont. Ennek egyik eszköze a bázisvastagság csökkentése. További lehetőség az emittertől kollektorig mozgó töltések áramlásának megkönnyítése, serkentése. A megoldás kézenfekvő: térerősséget kell létrehozni a bázisban, olyant, amely a kollektor irányában hajtja az elektronokat. Így a diffúziós és a sodródási áramlás egyszerre érvényesül. Az elektronok gyorsabban haladnak át a bázison, tehát kevesebb időt töltenek benne. Ez annyit jelent, hogy ugyanazon áram mellett egy-egy pillanatban kevesebb elektron tartózkodik a bázisban. Kisebb tehát a diffúziós töltés.

Kérdés, hogyan hozunk létre térerősséget a bázisban? Ez ugyanis nem oldható meg kapcsolástechnikai módszerekkel. Hiába adunk bármilyen feszültséget a tranzisztor kapcsaira, ezek a feszültségek az EB és CB pn átmeneten fognak megjelenni, és a bázis belseje térerőmentes marad. A kérdés egy konstrukciós fogással oldható meg. Az inhomogén, helyfüggő adalékolású félvezető zónákban belső, "beépített" térerősség jelenik meg³. Legyen tehát a báziszóna adalékolása inhomogén. Ha az adalékkoncentráció az emittertől a kollektorig csökkenő jellegű, akkor áll elő a számunkra hasznos, tehát a kisebbségi töltéshordozókat a kollektor felé sodró térerő. Figyeljük meg a planáris tranzisztor adalékprofilját (5.2. ábra)! Láthatjuk, hogy inhomogén a bázis adalékolása: az emitter felőli oldalon nagyobb a koncentráció. Az IC tranzisztornál is hasonló a helyzet. Éppen ez az egyik oka e két tranzisztor konstrukció általánosan elterjedt voltának: bennük a működés szempontjából hasznos inhomogén bázisadalékolás automatikusan előáll. A gyakorlati esetekben a bázis beépített potenciálja, tehát az emitter és a kollektor oldal közötti potenciálkülönbség 100-150 mV.

Inhomogén bázisadalékolás esetén megváltozik az emitter által injektált elektronok eloszlása a bázisban. Nem lesz többé lineárisan csökkenő az emittertől a kollektorig. Helyfüggetlen belső bázis térerősség esetén például az 5.9b. ábra szerint alakul. Kvalitatíve könnyen be is láthatjuk, hogy ilyen jellegű eloszlásnak kell adódnia. A bázis túlnyomó részében a sodródási áram dominál. Ezen a szakaszon állandó térerősség mellett állandó elektronsűrűség kell beálljon ahhoz, hogy minden keresztmetszetben ugyanazon áram folyjék. A CB átmenet nyelőként viselkedik, közelében mindenképpen nulláig csökken az elektronsűrűség. A kis koncentráció miatt ott a térerősség már nem képes a teljes áram szállítására, a diffúziós áramlás is szerephez jut. Láthatjuk: a kollektorhoz közeli szakaszon már van gradiense az elektroneeloszlásnak.

Foglaljuk össze az elmondottakat! A tranzisztor kétféle konstrukcióban készülhet: *homogén és inhomogén bázis adalékolással*. A két típus működése között lényeges

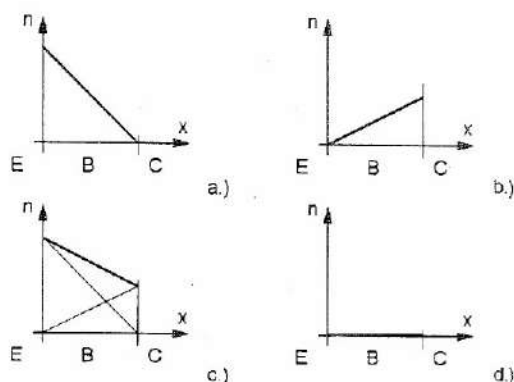
³ Ennek magyarázatára még visszatérünk.

különbség van. Homogén bázisadalékolásnál a bázison kizárólag a diffúzió hajtja át a töltéshordozókat. Inhomogén bázisadalékolásnál a diffúziós és a sodródási áramlás együttes hatása. (Ezért volt használatos az utóbbira régebben a *drift tranzisztor* megjelölés.) Az inhomogén bázis adalékolású konstrukció előnyösebb, mert kisebb az azonos emitteráram mellett felhalmozott Q_B bázistöltés. Ez elsősorban a működési sebesség szempontjából jelentős (kisebb diffúziós kapacitás), de jó hatású a tranzisztor áramerősítésére is (kisebb töltés, kevesebb rekombináció, jobb transzport hatásfok). A tranzisztorgyártás első korszakában homogén bázisú tranzisztorokat készítettek. A mai planáris tranzisztorok mind inhomogén bázisúak, s csak különleges struktúrákban fordul elő a homogén bázis.

5.2.5. A tranzisztor üzemmódjai

Az eddigiekben a tranzisztort egyetlen beállításban vizsgáltuk. Ezt a beállítást az emitter-bázis átmenet nyitott állapota és a kollektor-bázis átmenet záró irányú előfeszítése jellemzi. Említettük már, hogy ilyenkor beszélünk *normál aktív* üzemmódról. A bázisba az emitter injektál elektronokat. A bázis töltéseloszlásának jellege az 5.10a. ábrán látható. A lezárt CB átmenet nyelőként működik, a kollektor oldalon tehát zérusra csökken az elektronsűrűség.

Az *n-p-n* (vagy *p-n-p*) rétegekből álló tranzisztor elvileg szimmetrikus struktúra. Elképzelhető tehát az emitter és a kollektor szerepének megcserélése, a tranzisztor "visszafelé", megfordított irányban való működtetése. Ebben az esetben a kollektor-bázis átmenet az, ami nyitva van, s elektronokat injektál a bázisba. Az emitter-bázis átmenet záró feszültséget kap, így a bázis elektronjaira nézve nyelőként viselkedik. A most kialakuló töltéseloszlást az 5.10b. ábrán látjuk. Ezt a beállítást, melyben a tranzisztor megfordított irányban működik, *inverz aktív* üzemmódnak nevezzük (inverzió = megfordítás). Az ez esetben érvényesülő áramerősítés az *inverz áramerősítés*: A_I . (Az egyértelmű elkülönítés végett a normál aktív működés áramerősítését is elláthatjuk a normál működésre utaló indexszel: A_N . Ezt az indexet azonban általában csak akkor írjuk ki, ha nem magától értetődő, hogy a normál üzembről van szó.)



5.10. ábra. A bázis elektron eloszlása a tranzisztor négy üzemmódjában

A gyakorlatban ritkán kerül arra sor, hogy a tranzisztort inverz üzemben működtessük. Ennek oka az, hogy a gyakorlati tranzisztor struktúrák ugyan kvalitatíve rendelkeznek az $n-p-n$ szimmetriával, de kollektor és emitter között geometriában, adalékolásban olyan mértékű különbségek vannak, amelyek az inverz működtetést úgyszólván kizárják. Tekintsük például az 5.1a. ábra planár tranzisztort és 5.2. ábrán látható adalékprofilját! A profilból látható, hogy a kollektor gyengébben adalékol, mint a bázis. Ha most ez a kollektor tölti be az emitter szerepét, az injektálási határfok igen rossz lesz. A geometria sem kedvez az inverz működésnek. A CB pn átmenetnek csak egy részével áll szemben az emitter-bázis átmenet. A többi rész hiába injektál elektronokat, azok nem jutnak el az emitterhez, mert az EB átmenet messze esik az injektálás helyétől. Ráadásul az inhomogén bázisadalékolás miatt a bázisban előálló belső télerősség, amely normál irányú működésnél megkönnyíti az elektronok áramlását, az ellenkező irányú mozgást éppen fékezi. Mindezek miatt az inverz áramerősítés a gyakorlati tranzisztor struktúráknál meglehetősen kicsi: 0,01 és 0,1 között mozog.

Felmerül a kérdés: nem lehetne-e olyan tranzisztort konstruálni, melynek az inverz áramerősítése is elfogadható, esetleg azonos a normál irányú áramerősítéssel (szimmetrikus tranzisztor). Lehetne, és a tranzisztorgyártás kezdeti korszakában próbálkoztak is vele. Tény azonban, hogy az inverz áramerősítés javítása együtt jár a normál működés paramétereinek romlásával. Ezért, s mivel a kapcsolástechnika amúgy sem igényeli különösebben a szimmetrikus tranzisztort, a fejlődés oda vezetett, hogy a tranzisztor konstrukciókat a normál aktív működés paramétereire optimalizálják, nem törődve az inverz működés szempontjaival.

A bipoláris tranzisztor harmadik lehetséges üzemmódja a *telítés*. Akkor beszélünk telítéses állapotról, ha mind az EB, mind a CB átmenet nyitó feszültséget kap. Ekkor mindkét pn átmenet elektronokat injektál a bázisba. A bázisban felhalmozott töltés erőteljesen megnövekszik. Egyik átmenet sem nyelő az elektronokra, az elektron sűrűség mind az emitter- mind a kollektor oldalon magasabb az egyensúlyinál (5.10c. ábra).

A telítéses üzemben kialakuló bázistöltés és áramok úgy számolhatók, hogy a normál és az inverz működés áramait, töltését összeadjuk, szuperponáljuk. (Ennek bizonyítására később még visszatérünk.) Úgy képzelhetjük tehát, hogy telítéses üzemben egyszerre érvényesül a normál aktív és az inverz aktív működés. Az emitter áramot injektál, és annak egy része eljut a kollektorba. Ezzel egyidejűleg a kollektor is injektál; áramának egy része eljut az emitterbe. Az, hogy végül milyen irányú a tranzisztor eredő áramforgalma: emittertől kollektor felé haladó, vagy fordított, azon múlik, hogy melyik átmenet mekkora nyitó feszültséget kapott, melyik injektál erősebben.

A negyedik üzemállapot a *lezárás*. Mindkét átmenet záró feszültséget kap. Egyik sem injektál hordozókat a bázisba, így azután tranzisztorhatás sem áll elő. Az emitter- és a kollektoráram a megfelelő pn átmenetek záróárama. Bázistöltés-felhalmozódás – ahogyan az 5.10d. ábra is mutatja – nincsen.

Foglaljuk össze az üzemmódokról mondottakat! Az üzemmódokat aszerint különítjük el egymástól, hogy az egyes pn átmenetek nyitó vagy zárófeszültséget kapnak-e. A tranzisztornak két pn átmenete van, így azután négy különböző üzemmód lehetséges. E négy lehetőséget a következő táblázat segítségével tekinthetjük át a legkönnyebben:

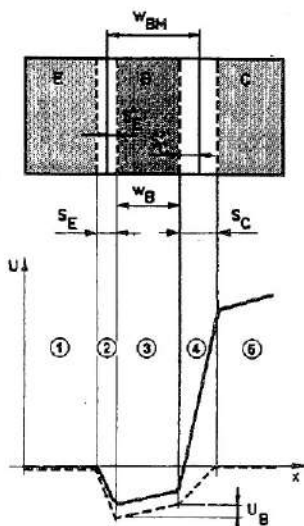
		EB átmenet	
		nyitott	zárt
CB átmenet	Nyitott	telítés	inverz aktív
	Zárt	normál aktív	lezárás

5.3. Potenciálviszonyok a tranzisztorban

Az 5.11. ábrán egy *npn* tranzisztor potenciálmenetét látjuk. A szaggatott vonal az $U_{BE} = U_{BC} = 0$ V esetre, a folytonos vonal a normál aktív beállításra vonatkozik. A potenciálmenet jellegzetes szakaszai a következők.

1. Feszültségesés az emitter pályaellenállásán. Az emitter erős adalékolása, nagy vezetőképessége miatt értéke mV nagyságrendű; általában elhanyagoljuk.
2. Feszültségesés az EB átmenet kiürített rétegén. Az $U_{BE} = 0$ V mellett éppen az átmenet U_{De} diffúziós potenciálja, normál aktív működésnél ennél kisebb értékű.
3. Feszültségesés a bázisban (beépített potenciál, U_B). A helyfüggő bázisadalékolás okozza; homogén bázisú tranzisztornál nem lép fel.
4. Feszültségesés a CB átmeneten. Az $U_{CB} = 0$ V-nál az átmenet U_{Dc} diffúziós potenciáljával egyenlő, normál aktív beállításban (tehát lezárt CB átmenetnél) ennél sokkal nagyobb. Szokásos nagyságrendje 10-100 V.
5. Feszültségesés a kollektorzóna $r_{cc'}$ pályaellenállásán. Ez sok esetben számottevő lehet (a 0,1-1 V-ot is elérheti).

A potenciálmenet fontosabb szakaszait az alábbiakban közelebbről is megvizsgáljuk.



5.11. ábra. A bipoláris tranzisztor potenciálmenete

5.3.1. Kiürített rétegek. Az effektív bázisvastagság

Az EB átmenet kiürített rétegei meglehetősen keskenyek, mivel az átmenet mindkét oldalán nagy az adaléksűrűség. A kiürített réteg S_E szélessége feszültségfüggő, de a normál aktív tartományban, ahol U_{BE} ritkán lép ki a 600-800 mV közötti tartományból, ennek különösebb jelentősége nincsen.

A CB átmenet S_C kiürített rétege jóval szélesebb. Ennek egyik oka az, hogy az átmenet környezetében sokkal kisebb az adalékkoncentráció mint az EB átmenetnél (lásd az 5.2. ábra adalékprofilját). A másik ok az, hogy a normál aktív beállításban a CB átmenet lezárt állapotban van, s a 10-100 V-os zárófeszültség megnöveli a kiürített réteg szélességét. Az S_C szélesség feszültségfüggését (3.24) szerint közelíthetjük

$$S_C = \text{const} \cdot (U_{Dc} - U_{BC})^n \quad (5.6)$$

- ahol n értéke $1/2$ körüli, mivel a kiürített réteg határa a kollektor oldalon az állandó adalékolású szakaszon mozog (lásd 3.2.3. pont, az exponenciális profilról írottak).

Az effektív bázisszélesség. A tranzisztor adalékprofilján w_{BM} -mel jelöltük azon középső tartomány szélességét, amelyen belül az akceptor adalékatomok vannak többségben. Ez a metallurgiai pn átmenetek távolsága, ezt nevezzük *metallurgiai bázisszélességnek*. Az elektromos működés szempontjából viszont külön kell kezelnünk a bázisnak azt a középső, tértöltésmentes részét, ami az emitter és a kollektor oldali kiürített réteg között helyezkedik el. Ennek szélességét *effektív bázisszélességnek* nevezzük és w_B -vel jelöljük. Természetesen $w_B < w_{BM}$. Ha S'_E és S'_C -vel jelöljük a megfelelő kiürített rétegek szélességének a bázis felé eső részét, akkor

$$w_B = w_{BM} - S'_E - S'_C \quad (5.7)$$

Az effektív bázisszélesség függ a tranzisztorra adott feszültségektől, hiszen a feszültségek változtatják a kiürített rétegek szélességét, utóbbiak pedig a fenti képlet szerint befolyásolják w_B -t. Ezt a hatást nevezzük *bázisszélesség modulációnak*. A jelenség elsősorban U_{BC} változása nyomán észlelhető.

A bázisszélesség moduláció mértékét a következő módon számolhatjuk:

$$\frac{\partial w_B}{\partial U_{CB}} = \frac{\partial w_B}{\partial S'_C} \frac{\partial S'_C}{\partial U_{CB}} = n \frac{S'_C}{U_{Dc} - U_{BC}} \quad (5.8)$$

- ahol felhasználtuk (5.6)-ot és feltételeztük, hogy az S_C szélességgel arányosan változik a bázis felé eső S'_C hányad is.

5.3.2. Beépített tér a bázisban

Tételezzük fel, hogy a bázisban 0 és w_B között az $N_B(x)$ függvény írja le az adalékkoncentráció helyfüggését! Ha $N_B(x)$ nem állandó, akkor a bázisban beépített térerősség keletkezik. Ennek nagyságát igen egyszerűen számolhatjuk az alábbiak szerint.

A bázisban a többségi hordozók (lyukak) áramlása elhanyagolható, tehát áramsűrűségük zérusnak tekinthető:

$$0 = -qD_p \frac{dp}{dx} + q\mu_p pE(x) \quad (5.9)$$

Ebből a térerősség

$$E(x) = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = U_T \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \cong U_T \frac{1}{N_B} \frac{dN_B}{dx} = U_T \frac{d}{dx} \ln N_B(x) \quad (5.10)$$

A térerősség akkor lesz negatív, tehát az elektronokat balról jobbra sodró, ha $N_B(x)$ a pozitív x -ek felé csökken.

A beépített tér a beépített U_B feszültséget hozza létre a bázis két oldala között:

$$U_B = - \int_0^{w_B} E(x) dx = U_T \ln \frac{N_B(0)}{N_B(w_B)} \quad (5.11)$$

Szám példa. Számítsuk ki a bázis beépített potenciálját és átlagos beépített térerősségét az alábbi adatok ismeretében:

$$N_B(0) = 10^{17} / \text{cm}^3$$

$$N_B(w_B) = 10^{15} / \text{cm}^3$$

$$w_B = 1,6 \text{ } \mu\text{m}.$$

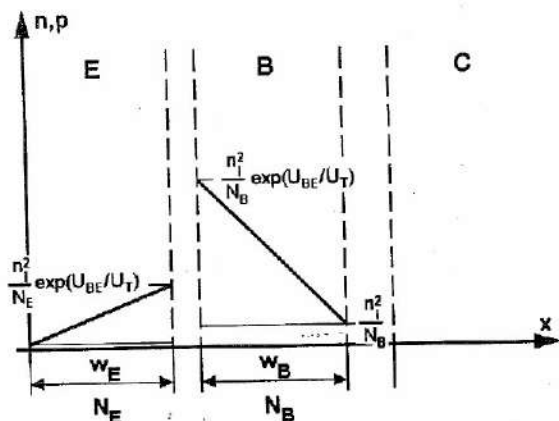
$$U_B = 0,026 \cdot \ln \frac{10^{17}}{10^{15}} = 0,026 \cdot \ln 100 = 0,12 \text{ V} = 120 \text{ mV}$$

$$E_B = \frac{U_B}{w_B} = \frac{0,12}{1,6 \cdot 10^{-6}} = 7,5 \cdot 10^4 \text{ V/m}$$

5.4. Az emitter- és a transzport hatások számítása

Az 5.1. és 5.2. szakaszban felvázoltuk a bipoláris tranzisztor struktúráját, megismertük az emitter- és a transzport hatások fogalmát. Most számszerűen fogjuk meghatározni, mitől függ ez a két hatásfok és közvetítésükkel az áramerősítés. Számításainkban a legegyszerűbb esetre szorítkozunk: minden réteg homogén adalékolású, a pn átmenetek abruptok. Apró betűvel, a levezetés részletezése nélkül közöljük az inhomogén adalékolásra vonatkozó eredményeket is. Az EB átmeneten nyitó feszültséget, a CB átmeneten zérus feszültséget feltételezünk. A tranzisztor tehát a normál aktív tartományban (pontosabban: annak határán) dolgozik.

Az 5.12. ábrán látjuk a kisebbségi töltéshordozók eloszlását a tranzisztor emitterében és bázisában. Az emitter effektív szélessége w_E , adalék sűrűsége N_E . Ugyanezek a bázisra w_B illetőleg N_B . A bázisban az elektronok az előbbieken már megismert lineáris eloszlást mutatják. A kollektór oldalon az elektron sűrűség az egyensúlyi n_i^2 / N_B érték, hiszen $U_{CB} = 0$, az emitter oldalon ennek $\exp(U_{BE}/U_T)$ BOLTZMANN tényező-szerese. Az emitter oldalon hasonló a kisebbségi hordozók (lyukak) eloszlása: lineáris függvény, amely az EB átmenetnél az n_i^2 / N_E egyensúlyi koncentráció $\exp(U_{BE}/U_T)$ -szeresétől indul, s az emitter kontaktusnál ($x = 0$ hely) éppen az egyensúlyi sűrűségre esik.



5.12. ábra. Hordozó eloszlások a normál aktív tartományban

Számoljuk ki az emitter elektron- és lyukáram összetevőjét! Először az elektronokat nézzük. Ezeket az emitter injektálja a bázisba, s ott diffúzióval mozognak tovább. Ebből

$$I_{En} = AqD_n \frac{dn}{dx} = AqD_n \frac{n_i^2 / N_B \exp(U_{BE} / U_T) - n_i^2 / N_B}{w_B} \quad (5.12)$$

$$I_{En} = \frac{AqD_n n_i^2}{w_B N_B} (\exp(U_{BE} / U_T) - 1) \quad (5.13)$$

– ahol A a tranzistor hasznos keresztmetszete.

Ha számolnánk a bázis adalékolás inhomogén voltával, ugyanezen áramra az alábbi összefüggést nyernénk:

$$I_{En} = \frac{AqD_n n_i^2}{\int_0^{w_B} N_B(x) dx} (\exp(U_{BE} / U_T) - 1) \quad (5.14)$$

ami láthatóan csak a nevezőben álló integrálban tér el a homogén bázisú eset képletétől. Ez az integrál a bázis felületegységre számolt adalék atom mennyiségét adja, és a tranzistor egyik igen lényeges jellemzője; *bázisintegrálnak* vagy *GUMMEL számnak* nevezzük.

A bázisból az emitterbe injektált lyukáramot az emitterben kialakuló gradiens alapján, egészen hasonló módon számoljuk:

$$I_{Ep} = \frac{AqD_p n_i^2}{w_E N_E} (\exp(U_{BE} / U_T) - 1) \quad (5.15)$$

E két áram összetevő ismeretében az emitter hatásfok a definíciónak megfelelően számolható:

$$\eta_e = \frac{I_{En}}{I_E} = \frac{I_E - I_{Ep}}{I_E} \cong 1 - \frac{I_{Ep}}{I_{En}} = 1 - \frac{D_p w_B N_B}{D_n w_E N_E} \quad (5.16)$$

Jól látjuk, hogy az emitter hatásfok valóban akkor közelíti az 1-et, ha $N_E \gg N_B$, vagyis az emitter sokkal erősebben adalékol, mint a bázis.

Inhomogén adalékolás esetén az emitterhatásfokra az alábbi kifejezés adódik:

$$\eta_e = 1 - \frac{D_p \int_0^{w_B} N_B dx}{D_n \int_0^{w_E} N_E dx} \quad (5.17)$$

Ez az eredmény lényegében ugyanazt mondja, mint a homogén adalékolásra vonatkozó egyenlet, azzal a finomítással, hogy az emitterhatásfok szempontjából a bázis összes adalékának és az emitter összes adalékának a hányadosa a mérvadó, eloszlásuktól függetlenül.

A transzport hatásfok számításához szükségünk van a bázisban rekombinálandó áram összetevő ismeretére. Ehhez először a Q_B bázistöltést számoljuk ki, majd az $I_r = Q_B / \tau_n$ összefüggéssel számoljuk a rekombinálandó hordozók áramát. Q_B egyszerűen a bázisbeli elektron eloszlás háromszög területéből számolható:

$$Q_B = \frac{1}{2} \frac{n_i^2}{N_B} (\exp(U_{BE} / U_T) - 1) w_B A q \quad (5.18)$$

A transzport hatásfok

$$\eta_{tr} = \frac{I_{Cn}}{I_{En}} = \frac{I_{En} - I_r}{I_{En}} = 1 - \frac{Q_B / \tau_n}{I_{En}} \quad (5.19)$$

Behelyettesítve az (5.13) és (5.18) egyenleteket, az alábbiakra jutunk:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{1}{2} \frac{w_B^2}{D_n \tau_n} = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_B}{L_n} \right)^2 \quad (5.20)$$

– ahol felhasználtuk a diffúziós hosszúságra vonatkozó (2.38) összefüggést is. Megállapíthatjuk, hogy a transzporthatásfok valóban akkor közelíti az 1-et, ha a bázis vastagsága sokkal kisebb, mint az L_n diffúziós hosszúság.

Inhomogén bázisú tranzistor esetén a transzport hatásfok így számolandó:

$$\eta_{tr} = 1 - F(N_B) \left(\frac{w_B}{L_n} \right)^2, \quad (5.21)$$

– ahol az $F(N_B)$ állandót, a *bázisprofil tényezőt* bonyolult kettős integrál szolgáltatja:

$$F(N_B) = \frac{1}{w_B^2} \int_0^{w_B} \frac{1}{N_B(x)} \int_x^{w_B} N_B(\xi) d\xi dx \quad (5.22)$$

Lényeges további fogalom a *bázisáthaladási idő*. Bázisáthaladási időnek nevezzük azt a T_0 időtartamot, amennyit egy elektron emittertől kollektor felé haladtában a bázisban tölt. Kiszámítása egyszerű. A bázisba időegység alatt I_{En} töltés injektálódik, kb. ugyanennyi lép ki a kollektor oldalán. Az emittertől kollektor felé haladó elektronok össztöltése bármely időpillanatban Q_B . Ahhoz, hogy ez az össztöltés kiadódjék, minden egyes elektronnak

$$T_0 = \frac{Q_B}{I_{En}} \quad (5.23)$$

időt kell a bázisban töltenie. A bázisáthaladási idővel így fejezhetjük ki az (5.19) alatti transzport hatásfokot:

$$\eta_{tr} = 1 - \frac{T_0}{\tau_n} \quad (5.24)$$

Ezt (5.20)-szal összevetve

$$T_0 = \frac{1}{2} \tau_n \left(\frac{W_B}{L_n} \right)^2 \quad (5.25)$$

Szám példa. Számítsuk ki az alábbi adatokkal rendelkező, homogén bázisú tranzisztor emitter- és transzport hatásfokát, valamint áramerősítését!

$$N_E = 10^{19} / \text{cm}^3, w_E = 2 \mu\text{m},$$

$$N_B = 4 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3, w_B = 1,5 \mu\text{m},$$

$$D_n = 0,0026 \text{ m}^2/\text{s}, D_p = 0,0011 \text{ m}^2/\text{s},$$

$$\tau_n = 10^{-6} \text{ s}.$$

$$\eta_e = 1 - \frac{D_p w_B N_B}{D_n w_E N_E} = 1 - \frac{0,0011 \cdot 1,5 \cdot 4 \cdot 10^{16}}{0,0026 \cdot 2 \cdot 10^{19}} = 0,9987$$

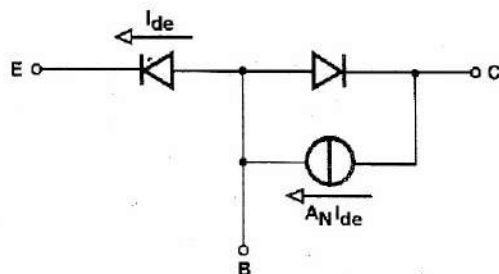
$$\eta_{tr} = 1 - \frac{1}{2} \frac{w_B^2}{D_n \tau_n} = 1 - \frac{1}{2} \frac{(1,5 \cdot 10^{-6})^2}{0,0026 \cdot 10^{-6}} = 0,99957$$

$$A = \eta_e \eta_{tr} = 0,9982$$

5.5. Az EBERS-MOLL helyettesítőkép

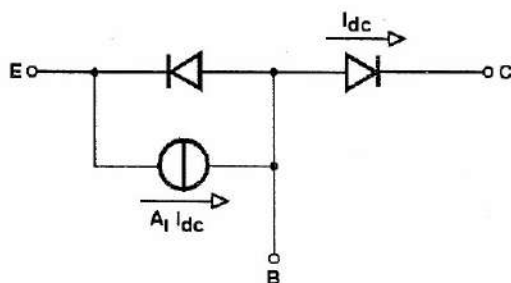
Láttuk, hogy a tranzisztor valóban több, mint két összekapcsolt dióda, hiszen a tranzisztorhatás folytán a kollektorkörben a CB dióda saját záróáramán túl megjelent a nyitott emitter-bázis dióda áramának A -szorososa. A normál aktív tartományra vonatkozóan tehát az 5.13. ábra szerinti helyettesítőképet rajzolhatjuk. Az ábrán I_{de} -vel jelöltük az EB dióda áramát. Ez az áram vezérli a kollektor-bázis diódával párhuzamosan kötött áramgenerátort, ami a tranzisztorhatást képviseli. Az áramerősítés A betűjét elláttuk az N indexszel, kihangsúlyozandó, hogy az a normál aktív működésre vonatkozik.

Ha a tranzisztort inverz aktív üzemben működtetjük, akkor a helyzet éppen fordított. A nyitott CB dióda áramának áramerősítés-szerese megjelenik a lezárt EB dióda ágában. Ez az áramerősítés viszont eltérő a normál irányútól; inverz áramerősítésnek nevezzük és A_I -vel jelöljük. A helyettesítőkép most az 5.14. ábra szerinti. Az ábrán I_{dc} a CB dióda árama.



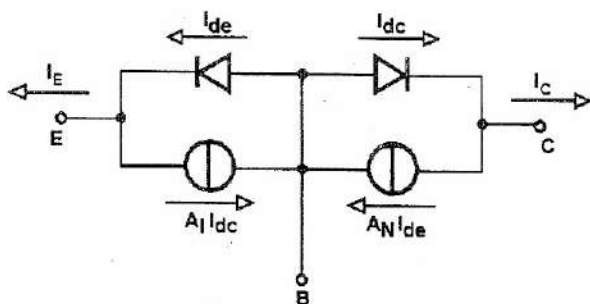
5.13. ábra. A tranzisztor nagyjelű helyettesítőképe a normál aktív tartományban

Célunk most az, hogy olyan nagyjelű helyettesítőképet állítsunk össze, amely minden működési tartományban jól jellemzi a tranzisztort. Kézenfekvő ebből a célból az 5.13. és az 5.14. ábrákat egymásra rajzolni. Az így nyert kapcsolást az 5.15. ábrán látjuk. Ez a tranzisztor EBERS-MOLL helyettesítőképe.



5.14. ábra. Nagyjelű helyettesítőkép az inverz aktív tartományban

Figyeljük meg: ha normál aktív tartományban vagyunk, a CB dióda lezárt állapotban van, I_{dc} gyakorlatilag zérus, tehát $A_I I_{dc}$ is az. A bal oldali áramgenerátor mintha ott sem lenne; visszakaptuk az 5.13. ábra helyettesítőképét. Hasonló gondolatmenettel belátható, hogy az inverz aktív tartományban visszajutunk az 5.14. ábra helyettesítőképére. Az új helyettesítőkép azonban a telítési tartományt is helyesen írja le. Ennek igazolása néhány szó magyarázatot igényel.



5.15. ábra. A bipoláris tranzisztor EBERS-MOLL helyettesítőképe

Az 5.13. és 5.14. ábrák egymásra rajzolásával tulajdonképpen a szuperpozíció műveletét végeztük. Úgy vettük, hogy a telítési működés a normál aktív és az inverz aktív működés szuperpozíciója. Ez valóban így van, de meg kell indokolnunk, hogy miért. Gondoljuk meg: a bipoláris tranzisztor működésének legfontosabb kérdése, hogy hogyan mozognak a bázisban az oda beinjektált kisebbségi hordozók. Ezt pedig a töltéshordozók 2. fejezetben bemutatott diffúziós egyenlete határozza meg, ami *lineáris differenciálegyenlet*. Tudjuk, hogy egy ilyen differenciálegyenlet homogén része megoldásainak összege szintén megoldás. A homogén rész jelen esetben az egyensúlyi feletti, többlet hordozó sűrűséget jelenti. Vagyis az emitter által, normál aktív tartományban injektált többlet hordozóeloszlást összeadva a kollektor által, inverz működésben injektált többlet eloszlással ismét megoldást kapunk – ezúttal a telítési esetre, hiszen mindkét átmenet nyitva van. Tehát jogos a szuperpozíció alkalmazása; a telítési működés valóban, teljes pontossággal a normál és az inverz működés összegének tekinthető.

A fenti helyettesítőképet egy egyenlet-páros formájában matematikai formában is leírhatjuk. A helyettesítőkép két ideális diódát és két vezérelt generátort tartalmaz. A diódák karakterisztikája

$$I_{de} = I_{ES}(\exp(U_{BE}/U_T) - 1) \quad \text{és} \quad I_{dc} = I_{CS}(\exp(U_{BC}/U_T) - 1). \quad (5.26)$$

Az emittervezeték I_E árama az emitter oldali dióda és áramgenerátor áramának előjeles összegével egyenlő. Ha az 5.15. ábra alapján ezt az összeget képezzük, megkapjuk az egyenlet-páros első sorát. A kollektorkivezetésre képezve a hasonló összeget, a második sor adódik. Az alábbi egyenlet-páros tehát valóban ekvivalens az 5.15. ábra helyettesítőképével.

$$\begin{aligned} I_E &= I_{ES}(\exp(U_{BE}/U_T) - 1) - A_I I_{CS}(\exp(U_{BC}/U_T) - 1) \\ I_C &= -A_N I_{ES}(\exp(U_{BE}/U_T) - 1) + I_{CS}(\exp(U_{BC}/U_T) - 1) \end{aligned} \quad (5.27)$$

Ezzel a bipoláris tranzisztorra vonatkozó alapvető fontosságú eredményre jutottunk. Az egyenletrendszer tetszőleges U_{BE} és U_{BC} feszültségekre vonatkozóan szolgáltatja a tranzisztor áramait. Megadja ezzel a tranzisztor nemlineáris karakterisztikáját az összes működési tartományban.

Az (5.27) egyenletrendszer bevezetése J. J. EBERS és J. L. MOLL nevéhez fűződik. Általánosan elterjedt elnevezésük: *EBERS-MOLL egyenletek*. A velük ekvivalens, 5.15. ábra szerinti helyettesítőképet *EBERS-MOLL modellnek* nevezik. Jelentőségüket az adja, hogy jó leírását adják a tranzisztor nagyjelű, nemlináris tulajdonságainak, mind a négy működési tartományban.

Az EBERS-MOLL egyenletek a reális tranzisztorok számításánál is jól használhatók. Pontosságukat valamelyest korlátozza, hogy levezetésüknél idealizált tulajdonságokkal rendelkező pn átmenetekkel számoltunk, s sok, a valóságban fellépő hatást elhanyagoltunk. Ilyenek: a generációs-rekombinációs áram, a nagy áramsűrűségeknél fellépő jelenségek, a letörési jelenségek stb.

Érdemes még egyszer hangsúlyozni, hogy az 5.15. ábrán látható hálózat nem pusztán formális ekvivalense az EBERS-MOLL egyenleteknek. A helyettesítőkép topológiája

olyan, hogy a tranzisztor egyes funkcionális jegyeit is mutatja. A két dióda a tranzisztor két pn átmenetének felel meg. Az áramgenerátorok a tranzisztor hatást modellezik: azt a tényt, hogy az egyik átmenet árama befolyásolja, vezérli a másik áramát.

E pont hátralevő részében az EBERS-MOLL egyenletek néhány további, használatos alakját vezetjük be.

Az EBERS-MOLL egyenletet és helyettesítőképét $nnpn$ tranzisztorra vonatkozóan vezetjük be. Pnp tranzisztorra egészen hasonló egyenlet és helyettesítőkép adódik, egyedül csak a feszültség és áram mérőirányok fordulnak meg. További vizsgálatainkat azonban mindig $nnpn$ tranzisztoron végezzük.

Értelmezzük most az EBERS-MOLL egyenletekben álló I_{ES} és I_{CS} állandókat. Az (5.27) egyenletekből $U_{BC}=0$ feltételezéssel

$$I_E = I_{ES} (\exp(U_{BE}/U_T) - 1) \quad (5.28)$$

Ezek szerint I_{ES} az emitter-bázis pn átmenet telítési árama, rövidrezárt kollektor-bázis átmenet mellett. (Jelölésünkben az S index a telítés = szaturáció szóra utal.) Látni fogjuk néhány oldallal később, hogy nyitott kollektor oldal mellett az EB átmenet más telítési áramot mutat. Ezért hangsúlyozzuk most a CB átmenet rövidrezárt állapotát. Hasonló módon kimutathatjuk, hogy I_{CS} a kollektor-bázis pn átmenet telítési árama, rövidrezárt emitter-bázis átmenet mellett.

Az (5.13) és (5.15) egyenletek felhasználásával kimutatható, hogy

$$I_{ES} = \frac{1}{\eta_e} \frac{AqD_n n_i^2}{W_B N_B} \quad (5.29)$$

Az I_{ES} , I_{CS} telítési áramok ugyanabban a nagyságrendben mozognak, mint a különálló pn átmeneteknél. Si tranzisztornál tehát nanoamperekre számíthatunk.

Az emitter- és a kollektor oldali pn átmenet telítési árama nem független egymástól. Bizonyítható, hogy homogén bázisú tranzisztornál hányadosuk a normál és az inverz áramerősítés arányával egyenlő:

$$\frac{I_{ES}}{I_{CS}} = \frac{A_I}{A_N} \quad (5.30)$$

Az összefüggés inhomogén bázisú tranzisztornál is jó közelítésnek tekinthető.

Az EBERS-MOLL egyenletek egyéb formái

Az (5.27) egyenlet mátrixos formában így írható fel:

$$\begin{bmatrix} I_E \\ I_C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -A_I \\ -A_N & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_{ES} (\exp(U_{BE}/U_T) - 1) \\ I_{CS} (\exp(U_{BC}/U_T) - 1) \end{bmatrix} \quad (5.31)$$

A bal oldal az emitter- és a kollektoráramból álló oszlopvektor. A jobb oldal az áramerősítés-mátrix szorzata a pn átmenetek saját áramának oszlopvektorával ("Saját" áram alatt itt azt az összetevőt értjük, amit nem a másik átmenet injektál.) Közvetlenül

belátható, hogy ezt a mátrixegyenletet kifejtve, visszajutunk az eredeti (5.27) összefüggésre.

A mátrixos felírás azért kedvelt formája az EBERS-MOLL egyenleteknek, mert ennek alapján az egyenletek könnyen kiterjeszthetők kettőnél több pn átmenettel rendelkező struktúrákra (multiemitteres, multikollektoros tranzisztor stb.). Figyeljük meg: az áramerősítés-mátrix főátlójában egyesek állnak. Természetes ez, hiszen mind az emitter-, mind a kollektoráramhoz teljes egészében hozzáadódik a megfelelő oldali pn átmenet saját árama. A főátlón kívüli elemek értelmezése: A_{ij} a j -edik átmenetnek az i -edik felé érvényesülő áramerősítése, negatív előjellel. Jelen esetben pl. A_{21} az egyes (BE) átmenetnek a kettes (BC) átmenet felé érvényesülő A_N áramerősítése, negatív előjellel.

További, szokásos formájára jutunk az (5.27) egyenleteknek, ha a pn átmenetek saját áramára fejezzük ki azokat. Elemi átrendezési lépések után az emitter- és a kollektoráram alábbi kifejezésre jutunk:

$$\begin{aligned} I_E &= I_{E0} (\exp(U_{BE}/U_T) - 1) - A_I I_C \\ I_C &= I_{C0} (\exp(U_{BC}/U_T) - 1) - A_N I_E \end{aligned} \quad (5.32)$$

ahol bevezettük az

$$I_{E0} = I_{ES}(1 - A_N A_I) \quad , \quad I_{C0} = I_{CS}(1 - A_N A_I) \quad (5.33)$$

jelöléseket.

Értelmezzük például az (5.32) egyenlet második sorát! Eszerint a kollektoráram két tagból áll. Az egyik az U_{BC} -től függő, ideális pn átmenet komponens. A másik az emitter árammal arányos, annak A_N -szerese. Figyeljük meg, hogy az első tag, a CB átmenet karakterisztikája I_{CS} -től eltérő telítési árammal jelent meg. Ha $I_E=0$, azaz az emittervezetékét megszakítjuk, a CB dióda karakterisztikája

$$I_C = I_{C0} (\exp(U_{BC}/U_T) - 1) \quad (5.34)$$

Ezzel az (5.32) egyenlettel bevezetett I_{C0} állandó magyarázatához jutottunk. I_{C0} a kollektor-bázis átmenet telítési árama, szakadással lezárt emitter mellett. Hasonlóan, I_{E0} az EB átmenet telítési árama, megszakított kollektorvezeték mellett. Megjegyzendő, hogy a kétféle módon: lezárt ill. szakadt túlsó átmenet mellett mérhető telítési áramok nem térnek el különösebben egymástól, nagyságrendjük azonos. Ez az (5.32) összefüggések alapján is belátható.

Végül úgy rendezzük át az EBERS-MOLL egyenleteket, hogy a bal oldalon a két pn átmenet feszültsége álljon. Ez (5.32) alapján könnyen elvégezhető:

$$\begin{aligned} U_{BE} &= U_T \ln \left(\frac{I_E + A_I I_C}{I_{E0}} + 1 \right) \\ U_{BC} &= U_T \ln \left(\frac{I_C + A_N I_E}{I_{C0}} + 1 \right) \end{aligned} \quad (5.35)$$

Hangsúlyozzuk, hogy az EBERS-MOLL egyenletek bemutatott négy alakja teljesen egyenértékű. A továbbiakban hol egyik, hol másik formát fogjuk használni – aszerint, hogy melyik célszerűbb az éppen végzendő számításokhoz.

5.6. Az ideális tranzisztor karakterisztikái

A gyakorlati tervezői munka szempontjából sokszor célszerű, ha a tranzisztor áramai és feszültségei közti összefüggéseket grafikus formában adjuk meg. Ilyen formában találjuk meg a tranzisztorok egyenáramú leírását a gyártó cégek által kiadott adatlapokon, katalógusokban is. Ezek a *tranzisztor karakterisztikák*.

A tranzisztoron három áramot mérhetünk és három feszültséget: I_E , I_C és I_B , továbbá U_{BE} , U_{BC} és U_{CE} .

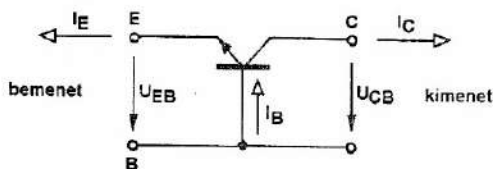
Karakteristikaként e hat mennyiség bármelyikét felrajzolhatjuk, további kettő függvényében. Ez elvileg 20 karakterisztika fajtát jelent. Ezeknek a gyakorlatban csak egy részét használjuk. Ugyanis már két, megfelelően választott karakterisztika elegendő ahhoz, hogy a tranzisztor áramainak és feszültségeinek minden összefüggését megadjuk.

Az alábbiakban a tranzisztor leggyakrabban használt karakterisztikáit mutatjuk be. Ezek a tranzisztor ún. *közös bázisú*, valamint *közös emitteres* alapkapcsolására vonatkozó be- és kimeneti karakterisztikák, összesen tehát $2 \times 2 = 4$ függvény. Egyszerűsíti még az is a dolgunkat, hogy szokás szerint a karakterisztikáknak csak egy részletét közlik: a normál aktív tartományt, továbbá – hozzá csatlakozóan – a telítési és lezárási tartomány egy darabját.

Az e pontban bemutatott karakterisztikákat azért nevezzük *ideálisnak*, mert a többé-kevésbé idealizált viszonyokat tükröző EBERS-MOLL egyenletek alapján származtatjuk, rajzoljuk meg azokat. Az így kapott karakterisztikák fő vonásaikban megegyeznek a valóságos tranzisztoron tapasztalhatókkal. A gyakorlati karakterisztikákkal való, ennél pontosabb egyezést csak egy sor másodlagos jelenség figyelembe vétele után várhatunk. Ezeket a jelenségeket a következő szakaszban tárgyaljuk.

5.6.1. Közös bázisú tranzisztor karakterisztikák

Az áramköri alkalmazások egy csoportjánál a tranzisztor úgy jelenik meg az áramkörben, hogy bemenetként az emitter-bázis átmenet, kimenetként a kollektor-bázis átmenet szolgál (5.16. ábra). A bázis tehát mind a bemeneti, mind a kimeneti kapu egyik kapcsaként szerepel. Ezért beszélünk ilyenkor *közös bázisú* (földelt bázisú, FB) alapkapcsolásról. (Megjegyezzük, hogy a tranzisztornak nem ez az alapkapcsolása az elterjedtebb. Azért soroljuk mégis itt előre, mert a karakterisztikák alakulása ez esetben követhető a legkönnyebben.)



5.16. ábra. Közös bázisú alapkapcsolás

A közös bázisú bemenő karakterisztika a két bemeneti mennyiség: I_E és U_{EB} függvénykapcsolatának grafikus ábrázolása. Látni fogjuk azonban, hogy a bemenő áram nemcsak a bemenő feszültségtől, hanem a kimenet feszültségétől is függ:

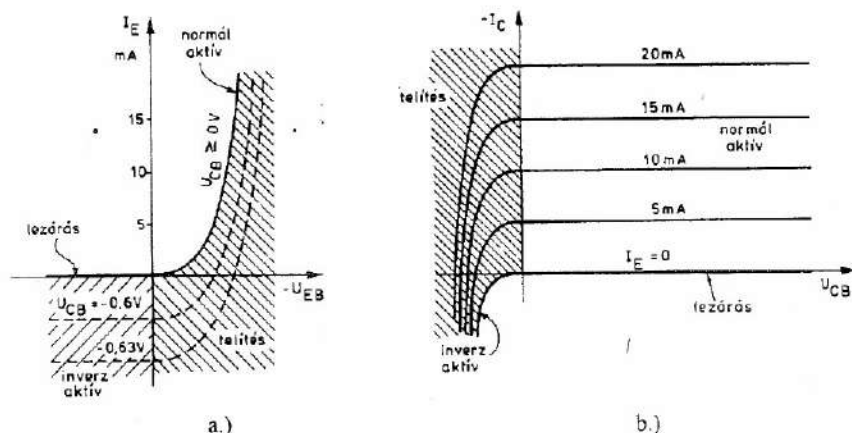
$$I_E = f(U_{EB}, U_{CB})$$

Ezért a karakterisztikát görbesereg formájában ábrázoljuk, U_{CB} -vel paraméterezve.

Várható, hogy a normál aktív tartományban ez a karakterisztika a pn átmenet nyitó karakterisztikájához lesz hasonló, hiszen a bemenet tulajdonképpen a nyitott EB átmenet. Az EBERS-MOLL egyenletek segítségével győződhetünk meg erről. Az (5.27) egyenlet első sora éppen a most definiált bemenő karakterisztikát szolgáltatja, mert I_E -t adja U_{BE} és U_{BC} függvényében. Ha $U_{BC} < 0$, akkor az egyenlet második tagja elhanyagolható, I_E és U_{BE} kapcsolata az exponenciális dióda egyenlet. Így ábrázoltuk az 5.17a. ábrán is. Ha $U_{BC} > 0$, az egyenlet második tagja miatt egy tag levonódik a bemenő áramból. Egy adott U_{BC} értéknél ez a levonódó tag állandó. Láthatjuk ezt az 5.17a. ábrán is, ahol több pozitív U_{BC} (tehát negatív U_{CB}) értékre felrajzoltuk a karakterisztikát.

Az 5.17a. ábrán a tranzisztor működési tartományait is elhatároltuk. A folytonos vonallal rajzolt görbe negatív U_{BC} -hez tartozik, az alatta levő terület pozitívhoz. A bal felsík negatív U_{BE} -t jelent, a jobb felsík pozitívot. Ennek alapján érthetővé válik, hogy melyik terület melyik működési tartományhoz tartozik a bemenő karakterisztikán.

Megfigyelhetjük, hogy a normál aktív tartományhoz tartozó "terület" vonallá fajult. Ez annyit jelent, hogy az EBERS-MOLL modell közelítésében e tartományban a bemenő karakterisztika független U_{CB} -től. (A valóságos tranzisztornál is majdnem az.)



5.17. ábra. A bipoláris tranzisztor közös bázisú karakterisztikái

A közös bázisú kimenő karakterisztika. Ez a két kimeneti mennyiség: I_C és U_{CB} függvénykapcsolatának grafikus ábrázolása. E karakterisztika erőteljesen függ egy további paramétértől, a bemenő áramtól. (Lényeges ez a függés: ennek folytán használható a tranzisztor, hiszen legfontosabb tulajdonsága, hogy a kimenet viselkedése függ a bemenettől, tehát azzal vezérelhető.) Vagyis a kimenő karakterisztika a következő függvénykapcsolat:

$$I_C = f(U_{CB}, I_E)$$

A szokásos ábrázolásnál a függvényt az U_{CB} - I_C koordináta-rendszerben rajzoljuk fel, I_E -vel paraméterezve (5.17b. ábra). A függőleges tengelyre $-I_C$ kerül, mert választott mérőirányunknál a normál aktív tartományban a kollektoráram negatív. A számunkra leginkább érdekes normál tartományban U_{BC} is negatív, ezért a vízszintes tengelyen $U_{CB} = -U_{BC}$ áll.

A kimenő karakterisztika $I_C = f(U_{CB}, I_E)$ függvényét az EBERS-MOLL egyenletek (5.32) alakjának második egyenlete adja. Ha $I_E = 0$, a második tag zérus. Marad: az ideális dióda karakterisztika. Azonban ennek a diódának éppen a záró tartománya érdekel most minket, hiszen $-I_C$ és $-U_{BC}$ függvénykapcsolatát rajzoljuk.

Az 5.17b. ábrán az $I_E = 0$ görbe tulajdonképpen egy 180° -kal elforgatott dióda karakterisztika. Ha $I_E > 0$, a karakterisztikához további tag adódik. Növekvő I_E -vel a görbe önmagával párhuzamosan egyre feljebb csúszik. Érdekes megfigyelni, hogy ezzel a görbék egyben a koordináta-rendszer második térszögébe is átesznek. Ez szembevető sajátossága a közös bázisú kimenő karakterisztikának.

Határoljuk el ezen az ábrán is a különböző működési tartományokat. A CB átmenet nyitott és zárt állapotának határát a függőleges tengely adja. Az EB átmenetét körülbelül az $I_E = 0$ görbe (ez az utóbbi állítás ugyan nem teljes pontosságú, de a mérnöki számításoknak mindenképpen megfelel.)

5.6.2. Az erősítés folyamata a tranzisztorban

Kézenfekvően felmerül a kérdés: hogyan lehet a tranzisztorral erősíteni, ha áramerősítése 1-nél kisebb érték? Vizsgáljuk meg magyarázatként az erősítés folyamatát a közös bázisú kapcsolásban működő tranzisztornál.

Példaként az 5.18. ábrán látható, szélsőségesen egyszerűsített erősítőkapcsolást vizsgáljuk. A bemeneti oldalon $I = 10$ mA egyenáramot szolgáltató áramgenerátor állítja be az I_E és ezzel az I_C munkaponti egyenáramot. A kimeneti oldalon 10V-os tápfeszültséget látunk, és egy 500 Ω -os terhelő ellenállást. Az 5.18. ábrán a tranzisztor karakterisztikáit is felrajzoltuk. A bemenő karakterisztikán az $I_E = 10$ mA -hoz tartozó pont az M munkapont. A kimenő karakterisztikán feltüntetettük a 10 V és 500 Ω -nak megfelelő munkaegyenest. Ennek metszéspontja az $I_E = 10$ mA-hoz tartozó görbével kijelöli a munkapontot az $U_{CB} - I_C$ síkon is.

Kapcsoljuk most az emitterkörbe az $i_e = 4$ mA forrásáramú, váltakozó áramú generátort is. A bemenő karakterisztikából szerkesztéssel adódik az U_{EB} feszültség váltakozó komponensének csúcsértéke: $u_{eb} = 20$ mV. Ezzel a tranzisztort vezérlő bemenő váltakozó teljesítmény:

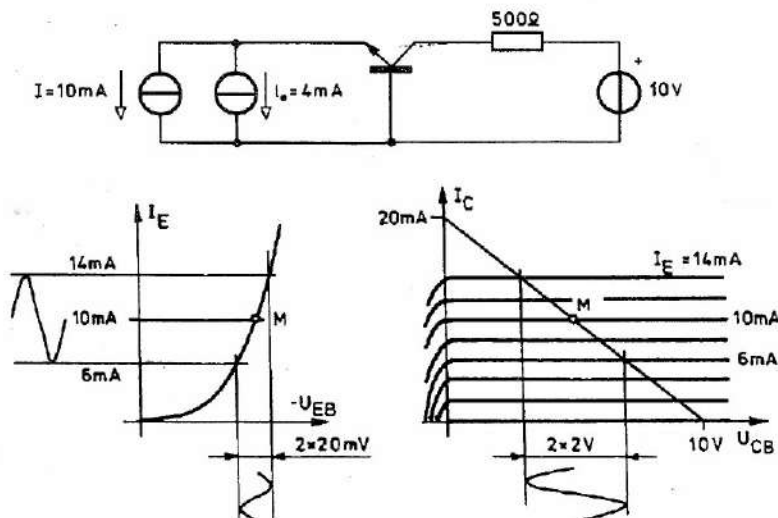
$$p_{be} = \frac{1}{2} u_{eb} i_e = 40 \mu W$$

Ha az áramerősítés közel egységnyi, a kimenő áram közel azonosan követi a bemenő áram változásait. A kollektorköri váltakozó áram csúcsértéke tehát $i_c \cong 4$ mA. A terhelésen eső váltakozó feszültséget vagy a kimenő karakterisztikán megrajzolt

szervezéssel, vagy a kollektoráram és a terhelő ellenállás szorzataként állapítjuk meg. Mindkét úton $u_{cb} = 2000 \text{ mV}$ -ra jutunk. Ezzel a terhelésre jutó váltakozó teljesítmény

$$p_{ki} = \frac{1}{2} u_{cb} i_c \cong 4000 \mu\text{W}$$

– vagyis $p_{ki}/p_{be} = 100$ -szoros teljesítményerősítést kapunk anélkül, hogy a tranzisztor áramot erősített volna! A dolog nyitja abban van, hogy a tranzisztor bemeneti impedanciája sokkal kisebb, mint a kimeneti. Ezért a közös bázisú kapcsolásban a feszültségerősítés nagyobb lehet, mint 1, és ezzel a teljesítményerősítés is. Az erősítéshez szükséges teljesítményt természetesen az egyenáramú tápforrás biztosítja.



5.18. ábra. Az erősítés folyamata FB kapcsolásban

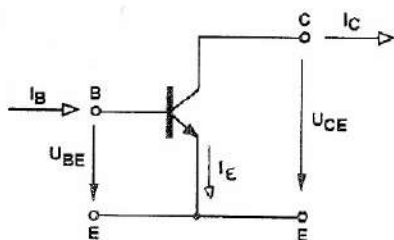
A közös bázisú erősítőnek van néhány hátrányos tulajdonsága. A bemenő ellenállása kellemetlenül kicsi (előbbi példánkban $u_{eb}/i_e = 5 \Omega$ értékű). Másik szempont, hogy a közel egységnyi áramerősítés mellett lehet ugyan erősíteni, mégis célszerűbb – ha lehetséges – olyan módon kialakítani az áramkört, hogy benne a tranzisztor egynél nagyobb áramerősítést adjon. Ez az áramköri elrendezés a *közös emitteres alkapcsolás*.

5.6.3. Közös emitteres működés

A tranzisztort most az 5.19. ábrán látható elrendezésben működtetjük (közös emitteres vagy földelt emitteres, FE alkapcsolás). Bemenet a bázis, kimenet a kollektor. Be- és kimenet közös kapcsa az emitter.

Könnnyen belátható, hogy a tranzisztor vezérelhető volta az új alkapcsolással nem szűnt meg. A bemenet két kapcsa ugyanis most is a bázis és az emitter – éppúgy, mint az előbb. A bázis-emitter dióda feszültsége, és ezzel árama vezérelhető. A kimenet pedig továbbra is a kollektoráram, ami kb. azonos az EB dióda áramával. Az is várható, hogy ebben a kapcsolásban nagyságrendekkel nagyobb áramerősítést kapunk, mint a közös bázisúban. Most ugyanis a bázis a bemenet, nem az emitter. Az áramerősítést a

kimenő és a bemenő áram viszonyaként értelmezzük, az tehát most az I_C/I_B hányados. Mivel a bázisáram nagyságrendekkel kisebb a kollektoráramnál, most jelentős áramerősítésre számíthatunk.



5.19. ábra. Közös emitteres alkapcsolás

Kövessük nyomon számítással a mondottakat! Az egyszerűség kedvéért egyelőre a normál aktív tartományról beszélünk. Erre az (5.32) egyenlet második sora alapján, $U_{BC} \ll 0$ feltételezéssel a következőt írhatjuk:

$$I_C = -A_N I_E - I_{CB0} \quad (5.36)$$

A tranzisztor három árama a vágat törvény szerint összefügg egymással:

$$I_E + I_C - I_B = 0 \quad (5.37)$$

Ezt az előbbi egyenletben felhasználva

$$I_C = -\frac{A_N}{1-A_N} I_B - \frac{I_{CB0}}{1-A_N} \quad (5.38)$$

most a bázisáram segítségével fejeztük ki a kollektoráramot.

Ez éppen a közös emitteres helyzetnek megfelelő összefüggés, hiszen ott vezérlő mennyiség az I_B , és vezérelt az I_C .

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$B_N = \frac{A_N}{1-A_N} \quad \text{és} \quad I_{CE0} = \frac{I_{CB0}}{1-A_N} \quad (5.39)$$

Ezekkel (5.38) így alakul:

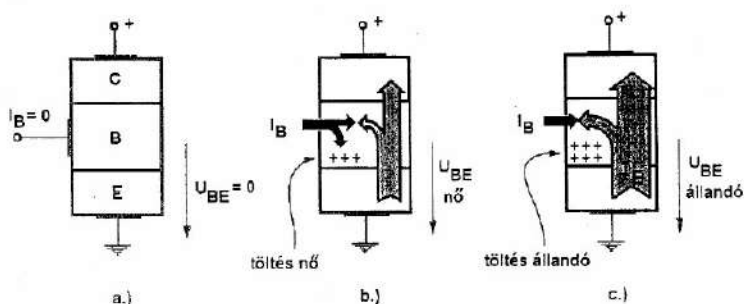
$$I_C = -B_N I_B - I_{CE0} \quad (5.40)$$

A kollektoráram tehát a bázisáram és egy állandó szorzataként adódik, amihez még egy záróáram jellegű tag járul. A B_N állandót nevezzük a tranzisztor közös emitteres nagyjelű áramerősítési tényezőjének. I_{CE0} a kollektor-emitter záróáram, megszakított bázis vezetékek mellett.

Figyeljük meg B_N nagyságrendjét! 1-hez közeli A_N áramerősítések mellett ennek értéke több száz lehet. Például $A_N = 0,99$ -hez $B_N = 99$ tartozik, $A_N = 0,998$ -hoz $B_N = 499$. A közös emitteres kapcsolásban tehát a tranzisztor több- százas nagyságrendű áramerősítést mutat.

Az előbbi rövid levezetés formálisan megmagyarázta a nagy áramerősítés kialakulását. Szemléletes képünk azonban még nincs arról, hogy hogyan tudja a bázisáram a nálánál több százszor nagyobb emitter- és kollektoráramot vezérelni. Vegyük szemügyre most ennek a mechanizmusát!

Tegyük fel, hogy az 5.20a. ábrán látható tranzisztor bázisárama egy kezdeti időpillanatban zérus. Ekkor az emitter- és kollektoráram is elhanyagolhatóan kicsi, az U_{BE} feszültség 0V körül van, a tranzisztor le van zárva. Kapcsoljunk most pozitív bázisáramot a tranzisztorra. Ez a bázisrétegbe folyamatosan töltődő pozitív töltéseket jelent. Mivel a többi áram egyelőre zérus, a töltések egyre csak halmozódnak a bázisban. A felhalmozódó pozitív töltések miatt a bázis egyre pozitívabb lesz az emitterhez képest: 200 mV, 400 mV, 600 mV... stb. Egyszer csak eljutunk ahhoz az U_{BE} tartományhoz, ahol már számottevő emitteráram kezd folyni. Az emitteráramot alkotó elektronok egy töredéke találkozik a bázisban az oda beáramló pozitív lyukakkal, rekombinálódik. Erre használódik el a bázis vezetéken érkező pozitív töltések egy része. A fennmaradó rész tovább növeli U_{BE} -t, de most már lassabban (5.20b. ábra). Ennek folytán az emitteráram még tovább nő. Mindaddig nő, amíg a bázisban rekombinálódó töredéke éppen ki nem egyenlíti a bázison beáramló pozitív töltést. Ha ezt a helyzetet elértük, dinamikus egyensúly áll be, s U_{BE} tovább nem változik (5.20c. ábra). Látjuk tehát, hogy a bázisáram milyen úton kelti és vezérli az emitter- és kollektoráramot. Ahhoz, hogy az emitteráram bázisban rekombinálódó töredéke éppen kiegyenlítse a befolyó bázisáram hatását, a bázisáram több százszorosát kitevő emitteráram szükséges. Innen a nagy áramerősítés.



5.20. ábra. A bázisárammal történő vezérlés magyarázatához

5.6.4. Közös emitteres tranzisztorkarakterisztikák

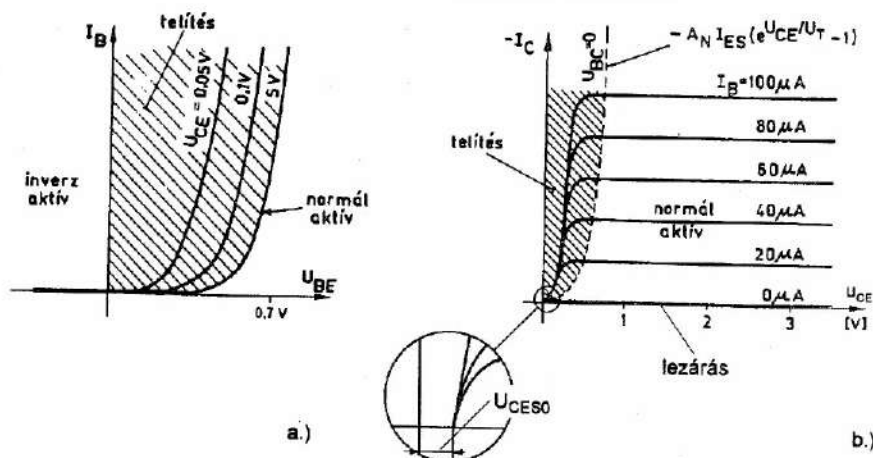
A tranzisztor közös emitteres bemenő karakterisztikája a bemenő áram függése a bemenő feszültségtől. Ez a karakterisztika még függ a kimenet feszültségétől is. Tehát:

$$I_B = f(U_{BE}, U_{CE})$$

Szokásos ábrázolása az $U_{BE} - I_B$ koordináta-rendszerben történik, U_{CE} -vel paraméterezve.

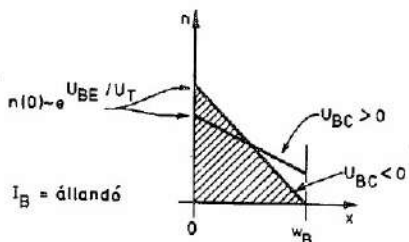
Az EBERS-MOLL egyenleteket erre az alakra átrendezve, az 5.21a. ábrán látható bemeneti karakterisztikára jutunk. Megfigyelhető, hogy normál aktív tartományban most is – mint a közös bázisú esetben – a p_n átmenet nyitó karakterisztikájához hasonló

görbét kaptunk. A függőleges tengely áram értékei azonban most két nagyságrenddel kisebbek, hiszen a bázisáram sokkal kisebb, mint az emitteráram.



5.21. ábra. A bipoláris tranzisztor közös emitteres karakterisztikái

Szembevetendő különbség a közös bázisú bemenő karakterisztikákhoz képest, hogy a telítéses tartomány görbéi most balra esnek a normál aktív tartományétól. A magyarázathoz a bázis elektroneloszlásának egyszerű vázlatát használjuk fel (5.22.ábra). A vonalkázott terület a bázistöltést jelenti. Ezzel arányos az időegység alatt rekombinálandó elektronok száma, tehát nagyjából a bázisáram is. Kényszerített, konstans bázisáramot feltételezünk, más szóval állandó az $n(x)$ függvény alatti terület. A normál aktív tartományban a CB átmenet le van zárva, tehát $n(x)$ a kollektor oldalon zérus. Telítésbe vezérelve a tranzisztort, a CB átmenet nyit, határán $n(x)$ megnő. A görbe alatti összterület csak úgy marad állandó, ha az emitter oldalon csökken a koncentráció. Ezzel viszont csökken U_{BE} – tehát a görbék valóban a kisebb U_{BE} -k felé, balra tolódnak el.



5.22. ábra. A bázis elektroneloszlásának vázlatja

A közös emitteres kimeneti karakterisztika a kimeneti feszültség és áram függvénykapcsolata, ami még a bemenő áramnak is függvénye:

$$I_C = f(U_{CE}, I_B)$$

A függvényt az U_{CE} – I_C koordináta-rendszerben ábrázoljuk, I_B -vel paraméterezve.

A függvény jellegét az EBERS-MOLL egyenletek alapján állapítjuk meg. Az (5.32) egyenletet több átrendezési lépés után az alábbi szerinti formára hozhatjuk:

$$I_C = f(U_{CE}, I_B) = \frac{I_{EBO} + I_B - (A_I I_B + I_{EBO}) \exp(U_{CE}/U_T)}{1 - A_I + (A_I / A_N - A_I) \exp(U_{CE}/U_T)} \quad (5.41)$$

A függvény lefutását az 5.21b. rajzon ábrázoltuk. Jellegzetessége a földelt emitteres kimeneti karakterisztikának, hogy a görbék elkerülik a koordináta-rendszer második térszögét. További érdekesség, hogy az összes karakterisztika-görbe egyetlen, az origóhoz közel eső ponton halad át. Jól látható ez az 5.21b. ábra kinagyított részletén.

A működési tartományokat most a következő módon határolhatjuk le. Az (5.27) egyenlet második sorában először $U_{BC} = 0$ -t helyettesítünk. Ezzel $U_{BE} = U_{CE}$. Az így kapott függvény

$$I_C = -A_N I_{ES} (\exp(U_{CE}/U_T) - 1) \quad (5.42)$$

határolja el az 5.21b. ábrán a normál aktív és a telítési tartományt. A lezárás és a normál aktív tartomány határa a Si tranzisztorok nA nagyságrendű záróáramai mellett gyakorlatilag egybeesik az $I_B = 0$ görbével.

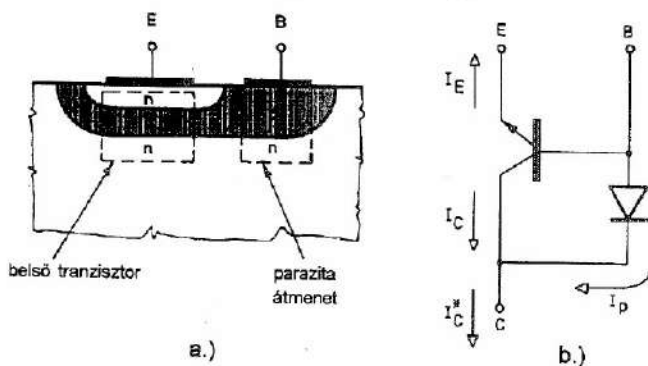
5.7. A valóságos tranzisztor karakterisztikái

Az előző szakaszban egyszerűsített, idealizált képből kiindulva vezettük le és rajzoltuk fel a tranzisztor karakterisztikáit. A kapott eredmények kvalitatíve helyesek, de – egy sor másodlagos hatás figyelmen kívül hagyása miatt – nem tükrözik minden vonatkozásban tökéletesen a tranzisztor viselkedését. E szakaszban az a célkitűzésünk, hogy sorra vegyük a tranzisztorban fellépő fontosabb másodlagos jelenségeket, és megvizsgáljuk, milyen befolyást gyakorolnak a működésre. A szakasz végére, miután a lényeges korrekciókat rendre elvégeztük, eljutunk a valóságos tranzisztor karakterisztikáihoz.

5.7.1. A CB parazita dióda hatása

Az 5.6. ábra kapcsán már rámutattunk arra, hogy a planáris tranzisztor struktúrájánál a kollektor-bázis átmenettel párhuzamosan elkerülhetetlenül jelen van egy parazita pn átmenet. Vizsgáljuk most meg, milyen módon befolyásolja ez a parazita a tranzisztor karakterisztikáját.

Az 5.23a. ábrán újból felvázoltuk a planár tranzisztor metszetét, elkülönítve rajta a tranzisztornak és a parazita átmenetnek megfelelő térszét. Ennek alapján az 5.23b. ábrán látható helyettesítőképet rajzolhatjuk a struktúráról. Látjuk, hogy a parazita átmenet a kollektor-bázis átmenettel kapcsolódik párhuzamosan. Ha tehát a CB átmenet nyitva van (mint pl. az inverz működés esetén), akkor ez a pn átmenet is vezet, áramot injektál. Csakhogy: a parazita átmenettel szemben nincs emitter, mint a CB átmenetnek a tranzisztorhoz tartozó része esetén, így ez az áram nem jut el az emitterhez, veszendőbe megy. Emiatt azután az inverz működés áramerősítése lecsökken. A csökkenés mértékére durva becslést ad az emitter felület és a teljes CB átmenet felület aránya.

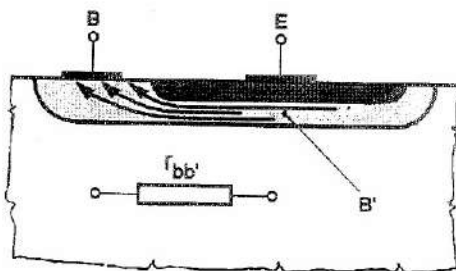


5.23. ábra. A belső tranzisztor és a parazita CB dióda

5.7.2. A soros ellenállások

Ahogy a pn átmenetnél, úgy a tranzisztornál is figyelembe kell vennünk, hogy az eszköz aktív térfogata és a kivezetések között kisebb-nagyobb kiterjedésű, a működés szempontjából passzív félvezető zónák vannak jelen, melyek ellenállása általában nem elhanyagolható. A tranzisztornál elvileg mindhárom kivezetéssel sorban számolunk kell egy-egy ilyen ellenállással. Ezek közül az emitter kivezetés soros ellenállása a legkisebb, mert az emitter a legerősebben adalékolt zóna. Az emitter soros ellenállását ezért általában elhanyagoljuk, és csak a bázis- és kollektor-kivezetés ellenállásával számolunk.

Az $r_{bb'}$ bázisköri soros ellenállás. A tranzisztor struktúra a báziskivezetés ellenállása szempontjából meglehetősen elönytelen. A bázis adalékolása közepes erősségű. Nem növelhető, mert az az injektálási hatásfok romlására vezetne. A geometria kifejezetten kedvezőtlen. Az 5.24. ábrán látjuk, hogy az aktív bázisstartománytól a kivezetés felé tartó áramszálak a báziszónán oldalirányban folynak végig, tehát egy hosszú és kis keresztmetszetű csatornán. Emiatt azután meglehetősen nagy soros ellenállás adódik.



5.24. ábra. A bázis kivezetés soros ellenállása

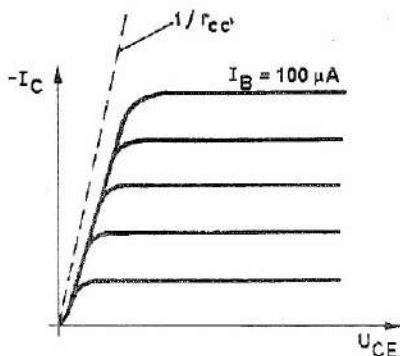
A bázis soros ellenállásának vizsgálatánál azonnal egy értelmezési problémába ütközünk. A báziskontaktustól meddig számolandó az ellenállás? A tranzisztor aktív tartománya sok, egymás mellett álló elemi tranzisztorként képzelhető el. Ezek minden tulajdonságukban azonosak, de a báziskivezetéstől való távolságuk, tehát a soros bázisellenállásuk különböző. A kérdést úgy oldjuk meg, hogy megállapítjuk az elemi

tranzisztorok átlagos távolságát a kivezetéstől. A bázisnak azt a pontját, ami éppen ilyen távolságban fekszik, nevezzük *belső bázispontnak*. Általánosan használt jelölése B' . A kontaktus és e belső bázispont közötti (tehát a B és B' pontok közötti) ellenállás a tranzisztor $r_{bb'}$ ellenállása.

(Megjegyzendő, hogy a belső bázispont fogalmával dolgozó gondolatmenetünk csak közelítő megoldása a felvetett problémának, s csak addig fogadható el, amíg a bázison az oldal irányú feszültségesés kb. 10 mV alatt marad. A problémára az 5.7.5 pontban, az áramkiszorítás jelenségével kapcsolatosan térünk vissza.)

Az $r_{bb'}$ ellenállás értéke meglehetősen nagy: kisteljesítményű tranzisztornál több száz ohm, nagyteljesítményűnél is 100 ohm körüli lehet. Jelenléte sok szempontból kedvezőtlenül hat a tranzisztor működésére. (lásd pl. az f_{max} határfrekvenciát az 5.9.3 pontban). Csökkentése ezért fontos konstrukciós szempont. Jó hatású és gyakran alkalmazott módszer, ha az emitter mindkét oldalán van a bázisnak kontaktusa. Ez kb. megfelezi az $r_{bb'}$ -t az egy oldalon kivezetett bázishoz képest.

A kollektorkivezetés soros ellenállása. A korai planár tranzisztorok feltűnő sajátossága volt, hogy földelt emitteres kimenő karakterisztikájuk az 5.25. ábrán szaggatottal jelölt "dőlést" mutatta. Amíg az ideális karakterisztika (5.21. ábra) szerint a kollektoráram már kb. $U_{CE} = 0,3$ V-nál felveszi az adott bázisáramhoz tartozó maximális értékét, addig a tényleges tranzisztornál előfordulhat, hogy még $U_{CE} = 1$ V-nál is a karakterisztika felfutó szakaszán vagyunk. A jelenség a kollektorköri $r_{cc'}$ soros ellenállással magyarázható. Az ezen bekövetkező $I_C \cdot r_{cc'}$ feszültségesés ugyanis hozzáadódik az U_{CE} feszültséghez. Így azután a karakterisztika az $1/r_{cc'}$ meredekségű egyenestől feltétlenül jobbra helyezkedik el.



5.25. ábra. Így torzul az FE kimeneti karakterisztika, ha nagy a kollektor soros ellenállása

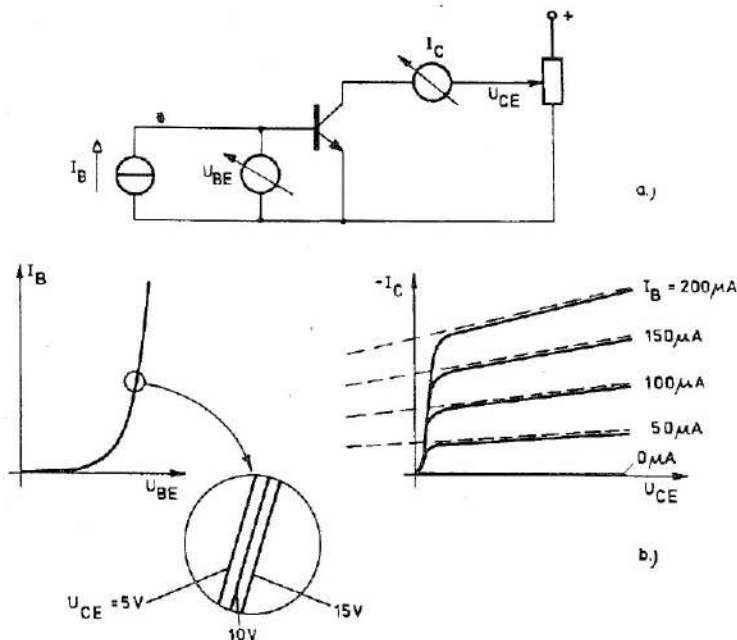
Az egyszerű planártranzisztornál az $r_{cc'}$ ellenállás értéke 100 Ω nagyságrendjében van. Az alkalmazások nagy részénél ez már kellemetlenül nagy érték. Az ellenállás csökkentése diszkrét tranzisztornál ugyanolyan módon történhet, mint a félvezető diódánál: epitaxiális struktúra alkalmazásával (lásd 3.3.3 pont). Ezzel 1-2 nagyságrend ellenálláscsökkenés érhető el.

Az integrált áramköri tranzisztor kollektorárama oldal irányban (laterálisan) folyik a kontaktus felé. A soros ellenállás csökkentése végett a konstrukciót eleve kiegészítették

az 5.1b. ábrán is látható *rejtett réteggel*. Ezzel együtt is, az IC tranzisztorok valamivel nagyobb kollektorköri soros ellenállást mutatnak, mint a planár-epitaxiális diszkrét kivitel.

5.7.3. Kimenő vezetés és a visszahatás (EARLY hatás)

Végezzük el az 5.26a. ábrán vázolt kísérletet! A közös emitteres kapcsolásban működő tranzisztor bázisára állandó, nyitó irányú áramot kényszerítünk, kollektora 1 V – 10 V között szabályozható pozitív feszültséget kap. A tranzisztor tehát normál aktív beállításban működik. Változtassuk most a kollektorfeszültséget, és figyeljük a kollektoráramot mérő műszert! Azt tapasztaljuk, hogy U_{CE} növelésével I_C is növekszik, a kapcsolatuk nagyjából lineáris. Az $I_C - U_{CE}$ függvénykapcsolatot leíró közös emitteres kimenő karakterisztika tehát az 5.26b. ábra szerinti lesz. Az állandó bázisáramhoz tartozó görbék a normál aktív tartományban szembevető "lejtést" mutatnak. Az előző szakaszban végzett számításaink erre semmi magyarázatot nem adnak, hiszen – mint ahogyan az az 5.21. ábrán is látható – az EBERS-MOLL egyenletekből a normál aktív tartományra az U_{CE} tengellyel párhuzamos karakterisztika vonalak adódnak.

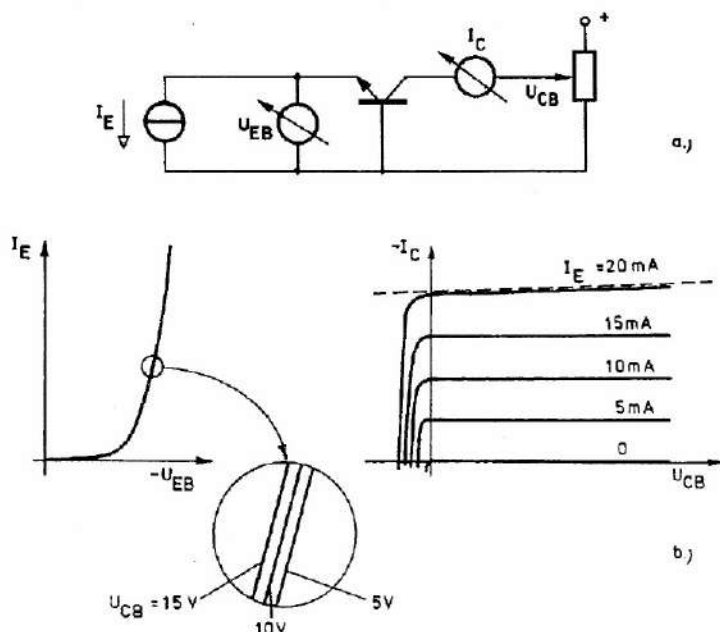


5.26. ábra. Elrendezés a kimenő vezetés és a visszahatás méréséhez

A karakterisztikák e lejtése nem lényegtelen jegye a tranzisztornak. A differenciálisan, $-dI_C/dU_{CE}|_{I_B=állandó}$ formában értelmezett kimenő vezetés ugyanis éppen a lejtés mértékétől függ. Minőségi különbségről van szó tehát: idealizált számításunkból végtelenül kis kimenő vezetés adódik a normál aktív tartományban, míg a valóságos tranzisztornál ez a μS -mS tartományban mozog. Az eltérés okára magyarázatot kell találnunk.

Az 5.26a. ábra mérési összeállításával még egy további tapasztalatra is szert tehetünk. Ha a kollektor feszültséget növeljük, a bázis és az emitter között mérhető feszültség is növekszik. Ez a hatás nem túl erős, de azért jól észlelhető: az U_{CE} 1 V-os változása néhány tized mV változást okoz U_{BE} -ben, kényszerített bázisáram mellett. A bemenő karakterisztika tehát egy "finom szerkezetet" mutat: a normál aktív tartomány különböző U_{CE} értékekhez tartozó bemenő karakterisztikái egymástól vízszintes irányban néhány mV távolságban fekszenek. A hatás kis mértéke miatt a szokásos léptékben rajzolt karakterisztikán ez nem ábrázolható. Az 5.26b. ábrán egy kinagyított részlet segítségével tettük láthatóvá a jelenséget. A kimenő feszültség tehát hat a bemenő oldal feszültségére. Ezt nevezzük a tranzisztor *visszahatásának*. Az EBERS-MOLL egyenletek ezt a jelenséget sem tükrözik, a belőlük számolt bemenő karakterisztika a normál aktív tartományban egyetlen görbe (5.21. ábra).

Megjegyzendő, hogy mind a zérusnál nagyobb kimenő vezetés, mind a visszahatás jelensége fellép a közös bázisú kapcsolásban is. Az 5.27a. ábra kapcsolásában az előbbihez hasonló mérést végezve, azt tapasztaljuk, hogy a kimenő karakterisztikák most is "lejtének". A lejtés mértéke azonban ezúttal jóval kisebb, mint a közös emitteres esetben. A kimenő vezetés μS vagy annál kisebb érték. A visszahatás ugyanakkor kb. azonos mértékben jelentkezik a két alapkapcsolásban. Figyeljük meg viszont az 5.27b. ábrán, hogy most növekvő U_{CB} -hez csökkenő U_{BE} tartozik. A visszahatás tehát előjelet váltott.

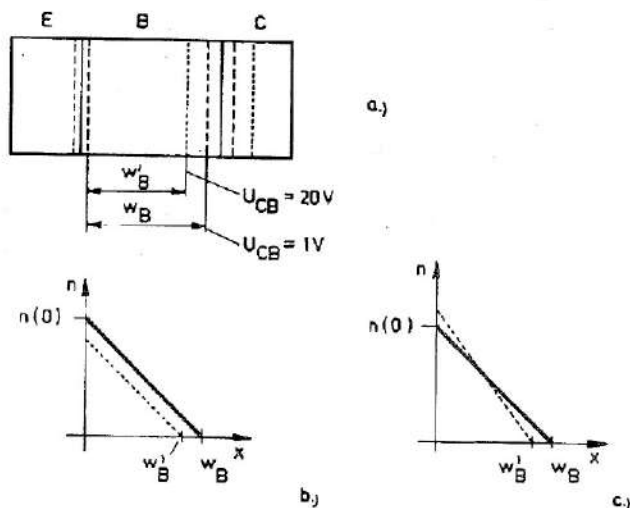


5.27. ábra. Kimenő vezetés és visszahatás FB kapcsolásban

Elsorolt kísérleti tapasztalatainkat egy és ugyanazon okra tudjuk visszavezetni. Arra, hogy a kollektorfeszültség változtatásával megváltozik a CB átmenet kiüritett rétegének szélessége, és ezzel az effektív w_B bázisszélesség is. A bázisszélesség változására

vezethető vissza mind a véges kimenő vezetés, mind a visszahatás fellépése. A jelenségkört – első tisztázójáról, J. M. EARLY-ről – EARLY hatásnak nevezik.

Az Early feszültség bevezetése. Először kvalitatíve vizsgáljuk a fellépő jelenségeket, a véges kimenő vezetés magyarázatával kezdve. Tegyük fel, hogy megnő a kimenő feszültség, tehát a CB átmenet zárófeszültsége. Ennek hatására szélesebb lesz a kitrített réteg és csökken a w_B bázis szélesség (5.28a. ábra). A keskenyebb bázison kevesebb rekombinációs veszteséggel jutnak át az elektronok, ezért megnő a transzport hatásfok. A w_B csökkenése – nézzünk az (5.16) egyenletre – az injektálási hatásfok növekedésével is jár. Mindkét tényező arra vezet, hogy w_B csökkenésével a tranzisztor áramerősítése növekszik. Ez kényszerített bemenő áram mellett I_C növekedését okozza. A kollektorfeszültség növelésével végül is növekszik a kollektoráram, zérusnál nagyobb tehát a kimeneti vezetés.



5.28. ábra. Az EARLY hatás magyarázatához

Nézzük, miért mutatkozik ez a jelenség a közös emitteres kapcsolás esetén erősebben. Tegyük fel például, hogy egy adott kollektorfeszültség-változás az A_N áramerősítést 0,99-ről 0,991-re változtatja. Közös bázisú kapcsolásban, ahol I_E a kényszerített bemenő áram és $I_C = -A_N I_E$, ez kb. 0,1 százalék változást okoz a kollektoráramban. Közös emitteres kapcsolásban viszont I_B a kényszerített bemenő áram, és $I_C = -B_N I_B$. Az (5.39) egyenlet szerint $A_N = 0,99 \rightarrow B_N = 99$ és $A_N = 0,991 \rightarrow B_N = 110$. Vagyis a kollektoráram az utóbbi esetben 11,2 százalékkal változik meg ugyanazon kollektorfeszültség-változás hatására! Részletesebb számítással kimutatható, hogy az FE kapcsolásban mutatkozó kimeneti vezetés éppen $(B_N + 1)$ -szer nagyobb, mint az FB kapcsolásban tapasztalt.

A visszahatás jelenségének magyarázatához a bázis töltéseloszlásának 5.28. ábrán látható vázlatait használjuk fel. Nézzük először a közös bázisú esetet! Kényszerített a bemeneti I_E emitteráram, és ezzel az elektroneloszlás gradiense. Ha nő a kollektor oldal zárófeszültsége, csökken w_B , és az elektroneloszlás tartva eddigi gradiensét, önmagával párhuzamosan tolódik el

(5.28b. ábra). Emiatt lecsökken az emitter oldali $n(0)$ koncentráció, és – a Boltzmann-tényező közvetítésével – az emitter oldali nyitó feszültség. Tehát a növekvő U_{CB} csökkenő U_{BE} -re vezet.

A közös emitteres alkapcsolásban a jelenség kicsit másként játszódik le. Most a bázisáram a kényszerített, ami nagyjából arányos a bázisban felhalmozott töltéssel. Csökkenő w_B -vel az emitter oldal $n(0)$ koncentrációjának növekednie kell ahhoz, hogy az $n(x)$ alatti terület állandó maradjon (5.28c. ábra). Ha $n(0)$ növekszik, U_{BE} is növekszik. Tehát a növekvő U_{CE} növekvő U_{BE} -re vezet.

Határozzuk meg most számszerűen, hogyan módosítja a tranzisztor karakterisztikákat az EARLY hatás. Az EARLY hatás lényege, hogy az U_{BC} feszültség – a w_B bázis szélesség közvetítésével – befolyásolja a tranzisztor karakterisztika egyenletében álló mennyiségeket (áramerősítést, stb.). Nézzük a karakterisztikát megadó (5.27) EBERS-MOLL egyenleteket! Az ebben szereplő A_N , A_B , I_{ES} , I_{CS} mennyiségeket eddigi számításainkban állandónak tekintettük. A valóságban ezek, ha gyengén is, de függenek w_B -tól. Tekintsük például az I_{ES} (5.29) kifejezését, az A_N tényezőiként szereplő η_e és η_n (5.16) és (5.20) kifejezését – mindegyikben megtaláljuk w_B -t is. A felsorolt mennyiségek ezáltal U_{BC} -nek is függvényei. Ha ezeket a függéseket a továbbiakban számításba vesszük, az (5.27) EBERS-MOLL egyenletek most már az EARLY hatást is figyelembe véve tükrözik a tranzisztor működését.

A számítást a legegyszerűbb esetre: a homogén bázisú tranzisztorra végezzük el. Először az $A_N(w_B)$ függést vizsgáljuk. Lineáris közelítésnél maradunk, vagyis csak a $\partial A_N / \partial w_B$ deriváltat számoljuk:

$$A_N = \eta_e \cdot \eta_n = \left(1 - \frac{D_p}{D_n} \frac{w_B N_B}{w_E N_E} \right) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_B}{L_n} \right)^2 \right), \quad (5.43)$$

$$\frac{\partial A_N}{\partial w_B} = -\frac{D_p}{D_n} \frac{N_B}{w_E N_E} \eta_n - \eta_e \frac{w_B}{L_n^2} \approx -\frac{1}{w_B} ((1 - \eta_e) + 2(1 - \eta_n)) \quad (5.44)$$

Számoljuk most először a FB kapcsolás kimeneti vezetését! A feltétel: állandó vezérlő áram, $I_E = \text{állandó}$.

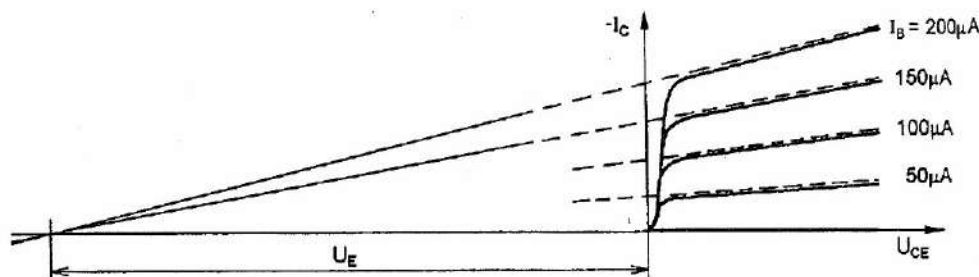
$$-\left. \frac{dI_C}{dU_{CB}} \right|_{I_E = \text{állandó}} = \frac{\partial}{\partial U_{CB}} (-A_N I_E - I_{CBO}) = -I_E \frac{\partial A_N}{\partial w_B} \frac{\partial w_B}{\partial U_{CB}} \quad (5.45)$$

Ebből a földelt bázisú g_c kimeneti vezetést és reciprokát, r_c -t (5.44) és (5.8) helyettesítésével kapjuk:

$$g_c = \frac{1}{r_c} = n \frac{I_E}{U_{DE} - U_{BC}} \frac{S'_C}{w_B} ((1 - \eta_e) + 2(1 - \eta_n)) \quad (5.46)$$

Az FE alkapcsolásban a kimeneti vezetés $(B_N + 1)$ -szeres, vagyis a kimeneti ellenállás $r_c / (B_N + 1)$ értékű.

A földelt emitteres karakterisztikák lejtését gyakran az U_E EARLY feszültség segítségével adjuk meg. Ezt a jellemzőt az 5.29. ábra definiálja. Az EARLY feszültséget a meghosszabbított karakterisztikáknak a vízszintes tengellyel való metszéspontja határozza meg.



5.29. ábra. Az EARLY feszültség

Szám példa. Egy homogén bázisú tranzisztor adatai az alábbiak:

$$w_B = 3 \mu\text{m}$$

$$S_C' = 0,5 \mu\text{m}$$

$$n = 0,5$$

$$\eta_c = 0,995$$

$$B_N = 100.$$

Mekkora a kimeneti vezetés az FB és az FE alapkapcsolásban az $I_E = 10 \text{ mA}$, $U_{BC} = -10 \text{ V}$ munkapontban? Mekkora az EARLY feszültség értéke?

Először a transzport hatásfokot számítjuk ki:

$$A_N = B_N / (B_N + 1) \approx 0,99 ; \quad \eta_{tr} = A_N / \eta_c = 0,99 / 0,995 \approx 0,995 .$$

U_{DC} -t elhanyagolva, az FB kimeneti vezetés

$$g_c = 0,5 \frac{0,01}{10} \frac{0,5}{3} ((1 - 0,995) + 2(1 - 0,995)) = 0,00000125 \text{ S} = 1,25 \mu\text{S}$$

– vagyis a kimeneti ellenállás $r_c = 800 \text{ k}\Omega$. Ugyanezen munkapontban a FE alapkapcsolás $r_{kFE} = 800 / 101 \approx 8 \text{ k}\Omega$ kimeneti ellenállást mutat.

Az EARLY feszültséget az 5.29. ábra alapján így számolhatjuk:

$$U_E = I_C r_{kFE} - U_{CE} = 0,01 \cdot 8000 - 10 = 70 \text{ V}$$

5.7.4. Az áramerősítés munkapontfüggése

Akár a közös bázisú, akár a közös emitteres áramerősítést vizsgáljuk, a gyakorlati tranzisztoroknál azt tapasztaljuk, hogy a paraméterek értéke nem állandó, hanem függ a munkaponti feszültségtől és áramtól. Ennek okaival foglalkozunk most.

Feszültségfüggés. A feszültségfüggés kérdését az előző pontban, az EARLY hatással kapcsolatban már megvizsgáltuk. Láttuk, hogy a kollektorfeszültség befolyásolja az effektív bázis szélességet, ez utóbbi pedig mind az injektálási, mind a transzport hatásfokra hatással van. A CB átmenet növekvő zárófeszültsége az A_N és B_N áramerősítések növekedését okozza.

Lineáris közelítésben így számolhatjuk A_N munkapont függését:

$$A_N(U_{BC}) = A_{N0} + \frac{\partial A_N}{\partial U_{BC}} U_{BC} \quad , \quad (5.47)$$

ahol A_{N0} az $U_{BC} = 0$ V-ra vonatkozó áramerősítés. Az (5.44) és (5.8) összefüggéseket felhasználva

$$\frac{\partial A_N}{\partial U_{BC}} = \frac{\partial A_N}{\partial w_B} \frac{\partial w_B}{\partial U_{BC}} = \frac{1}{w_B} ((1 - \eta_e) + 2(1 - \eta_r)) \cdot n \frac{S'_C}{U_{Dc} - U_{BC}} \quad . \quad (5.48)$$

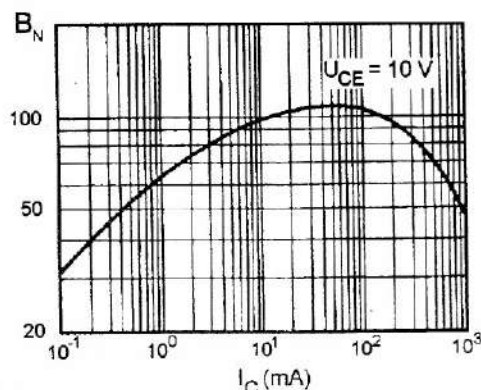
A közös emitteres áramerősítés feszültségfüggésére is bevezethetjük az (5.47)-hez hasonló lineáris közelítést:

$$B_N(U_{CE}) = B_{N0} + \frac{\partial B_N}{\partial U_{CE}} U_{CE} \quad , \quad (5.49)$$

ahol B_{N0} az $U_{CE} = 0$ V-ra extrapolált áramerősítés. (5.39) felhasználásával

$$\frac{\partial B_N}{\partial U_{CE}} \cong - \frac{\partial B_N}{\partial U_{BC}} = - \frac{\partial A_N}{\partial U_{BC}} (B_N + 1)^2 \quad . \quad (5.50)$$

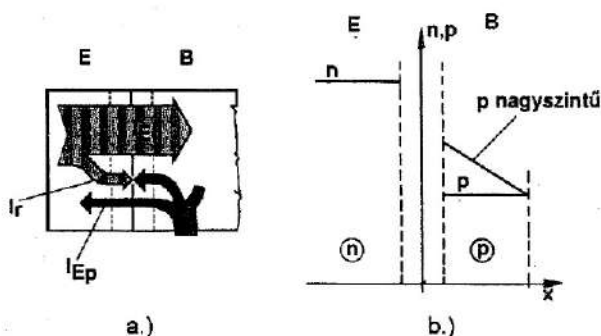
Áramfüggés. A reális tranzisztorok áramerősítése meglehetősen erős áramfüggést mutat. Az 5.30. ábrán a BC300 planártranzisztor áramerősítésének áramfüggését mutatjuk be. Az ábrázolás a katalógusokban szokásos: B_N -t látjuk a logaritmikus léptékben ábrázolt munkaponti kollektoráram függvényében. Láthatjuk, hogy az áramfüggés egyáltalán nem elhanyagolható. A mikroamperes áramok tartományában az áramerősítés csak töredéke az optimális beállításban elérhető maximumnak. Az optimális beállításhoz tartozónál nagyobb kollektoráramoknál pedig az áram még meredekebben esik, mint kis áramoknál. Tekintsük át azokat a fizikai jelenségeket, amelyek B_N áramfüggésére vezetnek.



5.30. ábra. A B_N áramerősítés függése a kollektoráramtól

Kis munkaponti áramok. Az áramerősítés csökkenését az EB átmenet rekombinációs árama okozza. A pn átmenet elméletéből ismert, hogy kis áramoknál az átmenet áramában észrevehetővé, sőt dominánssá válhat az a tag, amely a kiürített rétegben

lezajló rekombináció következménye. Az emitter áramnak ez az I_r összetevője hasznosan részünkre, mert nem tartozik hozzá bázisba injektált áram (5.31a. ábra). A rekombinációs áram tehát lerontja az injektálási hatásfokot, s ezzel az áramerősítést. Minél kisebb a munkaponti áram, annál nagyobb a rekombinációs összetevő relatív részaránya, annál inkább romlik tehát az áramerősítés.



5.31. ábra. Az áramerősítés munkapont-függésének magyarázatához.

Nagy munkaponti áramok. Nagyszintű injektálásról is szoktunk beszélni. Az ezzel kapcsolatos jelenségek akkor lépnek be, ha az emitter injektáló hatása folytán a bázisban felhalmozódott kisebbségi hordozók sűrűsége már összemérhetővé válik a többségiékével. A legfontosabb jelenség itt az *ambipoláris diffúzió*.

Az ambipoláris diffúzió jelenségével a pn átmenetnél is foglalkoztunk már. Láttuk, hogy nagy injektálási szinteknél a gyengébben adalékolt oldalon észrevehetően megnő a többségi hordozók sűrűsége, mert ellensúlyoznia kell a beinjektált kisebbségi hordozók töltését. Az EB átmenetnél a gyengébben adalékolt réteg egyértelműen a bázis. Megnő tehát – az 5.31b. ábra szerint – a bázis emitter oldalán a lyuksűrűség. Ugyanakkor az emitter elektronsűrűsége, tehát elektroninjektáló képessége nem változik. Ez azt eredményezi, hogy az emitter áramban megnő a lyukáram tag részaránya, és emiatt leromlik az injektálási hatásfok. Ez a nagy áramoknál tapasztalt B_N esés oka. Ezt a hatást veszi figyelembe az EBERS-MOLL modellnél pontosabb GUMMEL-POON tranzisztormodell.

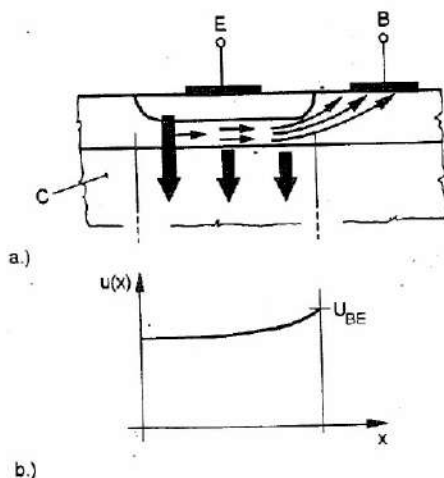
5.7.5. Az áramkiszorítás

Eddigi számításaink során feltételeztük, hogy a tranzisztor árama egyenletesen oszlik meg az emitter felülete mentén, minden elemi tranzisztor-szektor egyformán vezet tehát. Kis áramsűrűségeknél ez nagyjából így is van. A tranzisztor áramát növelve azonban elérünk egy olyan határhoz, amely felett megszűnik az áramsűrűség egyenletes eloszlása. Az emitter kerületén sokkal nagyobb áramsűrűséget tapasztalunk, mint felületének középső zónájában. Igen nagy áramoknál szélsőséges, több nagyságrendet kitevő különbségek mutatkoznak a minimális és a kerületen fellépő maximális áramsűrűség között. Ezt a jelenséget nevezzük *áramkiszorításnak*.

Az áramkiszorítás az egyik legjelentősebb olyan hatás, ami a tranzisztorok áramerősítő képességét korlátozza. Ezért célszerű a jelenséget közelebbről megvizsgálnunk. Legyen a vizsgálatunk tárgya az 5.32. ábrán látható planár tranzisztor struktúra. Emitter és bázis téglalap alakú, a rajz

síkjára merőleges kiterjedésük nagy. A báziskontaktus az emitter egyik (az ábrán a jobb oldali) éle mentén húzódik.

A tranzisztort normál aktív üzemmódban működtetjük. Az emitter áramot injektál a bázisba. Ennek legnagyobb része tovább áramlik lefelé a kollektor felé, de egy kis töredéke a báziskivezetés felé halad. A bázisban tehát egy oldal irányú, "laterális" áram folyik a kivezetés irányában, ahogyan az 5.32. ábrán is látható. Ez a laterális áram feszültségesést hoz létre a bázis mentén. A tranzisztorra kapcsolt U_{BE} feszültség tehát nem jut el teljes egészében a pn átmenet beljebb fekvő pontjaira, hanem csak ezzel a feszültségeséssel csökkent mértékben. Ahogy haladunk jobbról balra, tehát a báziskivezetéstől távolodva, úgy egyre kisebb az EB átmenetre jutó feszültség. Ezt az 5.32b. ábrán is feltüntetjük. A báziskivezetéstől távoli tranzisztor-zónák kisebb feszültséget kapván, kisebb árammal is vezetnek, mint a báziskivezetés közelébe eső tranzisztor-rész. Ezzel el is jutottunk az áramkiszorítás magyarázatához. Az is nyilvánvaló, hogy az emitter áramsűrűsége mindig azon környezetben a legnagyobb, amely a legközelebb van a báziskivezetéshez, tehát az emitter kerületének a báziskivezetés felé eső szakaszán.



5.32. ábra. Az áramkiszorítás

Kis áramoknál miért nem észlelhető a hatás? Ha az áramok kicsik, a bázis laterális feszültségesése is az. Legyen pl. 1 mV ez a feszültségesés. Ekkor az emitter báziskivezetés felőli szélén 1 mV-tal nagyobb feszültség nyitja az EB átmenetet, mint az átellenes oldalon. Ez $\exp(1/26) = 1,039$ -szer nagyobb áramsűrűséget jelent, ami valóban elhanyagolható. Ha viszont az előbbinél csak két nagyságrenddel nagyobb áramokról beszélünk, a laterális feszültségesés máris 100 mV körüli és ezzel az emitter legnagyobb és legkisebb áramsűrűségének viszonya kb. $\exp(100/26) = 46,8$ – tehát a jelenség már igen erősen érezteti hatását. Ez azért van így, mert az áramsűrűség exponenciálisan függ a feszültségtől, így csekély feszültségekülönbségek is jelentős áramsűrűség különbségeket okozhatnak.

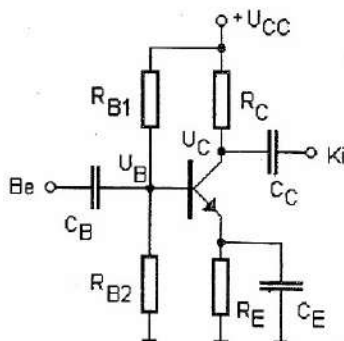
Az áramkiszorítás tartományában az áramerősítés erőteljes csökkenésével kell számolnunk. Ennek az az oka, hogy az áramkiszorítás elősegíti azon nagy áramsűrűségű jelenségek felléptét, amelyek az áramerősítést csökkentik. Az emitteráram eleve az emitterfelület kis töredékére koncentrálódik, emiatt az áramsűrűség ott erősen megnő. Emiatt az áramkiszorítás felléptének határát legfeljebb kismértékben léphetjük túl, az áramerősítés túlzott csökkenése nélkül. Ebből adódik az IC tranzisztorok méretezésénél használt szabály, ami szerint az optimális beállítás az 1,5-2 A/cm emitter *hasznos* élhosszúságra jutó terhelés.

A hasznos élhosszúság fogalmát itt úgy kell értenünk, mint az emitter kerületének azon szakaszait, amelyek közvetlen szomszédságában báziskivezetés áll. Ha tehát az 5.32. ábrán látható tranzisztor emitterének bal oldalán is lenne báziskivezetés, a hasznos élhossz azonnal kétszeresre nőne. Kézenfekvő, hogy a nagyáramú tranzisztoroknál olyan geometriát kell kialakítanunk, amely mellett ez a hasznos élhosszúság elegendően nagy, ugyanakkor a felület felhasználás minimális. Így adódnak a fésűs, a csillag alakú és egyéb, nagy kerület/felület arányú emitter geometriák.

5.8. Kisjelű helyettesítőképek, kapacitások

5.8.1. A kisjelű erősítőműködés jellege

Az 5.33. ábrán egyszerű tranzisztoros erősítő kapcsolást vázoltunk fel. A tranzisztor közös emitteres kapcsolásban dolgozik: a bemenet a bázis, kimenet a kollektor, s a nagykapacitású C_E kondenzátor hatására az emitter váltakozó áramú szempontból földpotenciálon van. Kérdés, hogyan tudnánk ennek az erősítő kapcsolásnak a működését elemezni, számolni?



5.33. ábra. Egyszerű tranzisztoros erősítő fokozat

Nézzük először az egyenáramú beállítást! Az R_{B1} és R_{B2} ellenállások feszültségosztót alkotnak; a tápfeszültség általuk leosztott része lesz a bázis egyenáramú potenciálja. Ha feltételezzük, hogy a bázisáram elhanyagolható az osztó árama mellett, akkor

$$U_B = U_i \frac{R_{B2}}{R_{B1} + R_{B2}} \quad (5.51)$$

A tranzisztor munkaponti emitteráramát az R_E ellenállás határozza meg. Ha az U_{BE} feszültséget 0,7 V-ra becsüljük, akkor

$$I_E \cong \frac{U_B - 0,7}{R_E} \quad (5.52)$$

A tranzisztor kollektorfeszültsége ezután

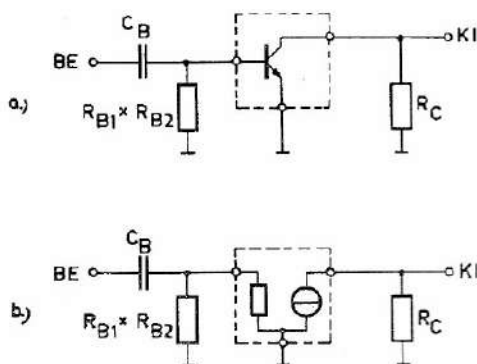
$$U_C = U_i - I_C \cdot R_C \cong U_i - I_E \cdot R_C \quad (5.53)$$

Az R_C kollektor-ellenállást mindenképpen úgy választjuk meg, hogy a tranzisztor feltétlenül a normál aktív beállításban legyen, mert ekkor jutunk optimális erősítő működésre. Sőt, arra is ügyelni kell, hogy ha a kimeneten megjelenik az erősített váltakozó feszültség, annak pozitív és negatív csúcsai se szaladjanak túl a normál aktív működésen. Ezért célszerű, ha R_C megfelelő választásával az U_C feszültséget U_B és U_i között éppen középre állítjuk be.

A munkapont-beállítás vázolt módjának nagy előnye, hogy stabil, a hőmérséklettől és a tranzisztoregyedek paramétereinek szórásától nagymértékben független, széles tápfeszültség tartományban optimális megoldást ad.

Nézzük most a váltakozó áramú működést! Ha váltakozó feszültség jut a bemenetre, ez a C_B kondenzátor közvetítésével vezérli a bázist. Ennek hatása a kollektoráram változásában nyilvánul meg. A kollektoráram váltakozó összetevője váltakozó feszültséget kelt az R_C munkaellenálláson, tehát a kimeneten. Feltételezzük, hogy a vezérlőfeszültség amplitúdója elegendően kicsi ahhoz, hogy a működést kisjelűnek tekinthessük (a "kisjelű" fogalomra vonatkozóan lásd 3.4.1.). Ekkor a kimeneten a bemenetével pontosan azonos időbeli lefutású, de erősített jel jelenik meg. Ilyenkor beszélünk *alakhű* erősítésről.

Kérdésünk: ha az egyenáramú beállítást már adottnak feltételezzük, hogyan lehet az áramkör váltakozó áramú működését pontosan számolni? Próbáljuk egyszerűsíteni az áramkört! Hagyjuk el először a tranzisztort körülvevő áramkörből mindazt, ami a váltakozó működés szempontjából lényegtelen.



5.34. ábra. A helyettesítőkép fogalmához

A tápfeszültséget váltakozó áramú szempontból rövidzárnak tekintjük, s (feltételezve, hogy C_E megfelelően nagy) az emittert földeltnek vesszük (5.34a. ábra). Mit rajzoljunk a tranzisztor kapcsai közé, mivel helyettesítsük az eszközt? Célszerűen egy olyan, egyszerű elemekből álló hálózattal, amely helyesen tükrözi az eszköz váltakozó áramú működését. Amíg a kisjelű feltételhez tartjuk magunkat, az eszköz működése lineárisnak tekinthető, tehát a helyettesítő áramkör lineáris elemekből áll majd. (A nagyjelű működést, az egyenáramokat és feszültségeket ez a helyettesítőkép nem tükrözi majd. Ez azonban nem okoz gondot, hiszen az egyenáramú beállítást már előzetesen megvizsgáltuk ill. megterveztük.) A *lineáris helyettesítőképet* most

berajzoljuk a tranzisztor helyére (5.34b. ábra). Ez után az erősítő áramkör üzemviszonyait, frekvenciamenetét, erősítését a lineáris hálózatanalízis módszereivel tárgyalhatjuk, ami igen kényelmessé teszi a számításokat.

A lineáris helyettesítőképek, modellek egész sorát használják az áramkörtervezés gyakorlatában. Attól függően, hogy milyen alapkapsolásban dolgozik a tranzisztor, hogy milyenek a számítás pontossági követelményei, más és más helyettesítőkép használatos. A jegyzet soron következő részében ezekkel a különféle kisjelű helyettesítőképekkel, modellekkel fogunk foglalkozni.

5.8.2. Fizikai és "fekete doboz" helyettesítés

A kisjelű helyettesítőképek bevezetésének két útját követhetjük. Az egyiknél az eszközműködés fizikájából indulunk ki. Szamba vesszük a fellépő jelenségeket: először a működést elsődlegesen meghatározókat, azután a másodlagosakat, s mindegyik hatását egy vagy néhány lineáris áramköri elemmel írjuk le. A figyelembe vett jelenségek száma szerint így a helyettesítőképek olyan sora alkotható meg, melyek pontossága egyre jobb, de ezzel együtt bonyolultságuk is növekszik. A másik megközelítésnél egyáltalán nem veszünk tudomást arról, hogy a működés milyen fizikai hatásokkal magyarázható. "Fekete doboz"-nak tekintjük a tranzisztort, amibe "belenézni" nincs módunk. Egyedüli lehetőségünk a kapcsolokon mutatott viselkedés valamilyen paraméterrendszerrel történő leírása. Látni fogjuk, hogy mindkét szemléletnek megvan a létjogosultsága.

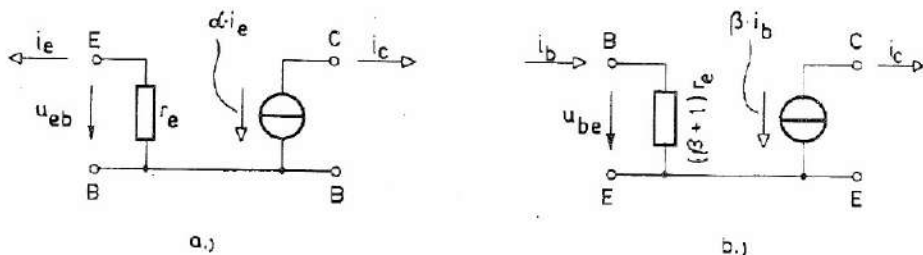
5.8.3. Kisjelű fizikai helyettesítőképek

Tárgyalásunkban az egyszerűbb képektől haladunk a bonyolultabbak felé. A tranzisztor kapacitásait először eltekintünk (egyenáramú modellek), a későbbiekben azokat is figyelembe vesszük.

Kételemes közös bázisú helyettesítőkép. A működés két alapvető hatását vesszük figyelembe:

- a vezérlő emitteráram változásaival arányosan változik a kollektoráram,
- a bemenet a nyitott EB átmenet, ezért véges, sőt meglehetősen kis bemenő ellenállással kell számolnunk.

A helyettesítőképet az 5.35a. ábrán látjuk. A vezérelt áramgenerátor az előbbi, az r_e ellenállás az utóbbi hatást képviseli.



5.35. ábra. Kételemes helyettesítőképek

Nézzük most, hogyan adódik a helyettesítőkép egyes elemeinek értéke! Az áramgenerátor a bemenő váltakozó árammal arányos kimenő áramot szolgáltat; az arányossági tényező a tranzisztor *kisjelű, közös bázisú áramerősítési tényezője*. Definíciója⁴:

$$\alpha = -\frac{\partial I_c}{\partial I_E} = -\frac{i_c}{i_e} \quad (5.54)$$

(A kisbetűk mindig váltakozó áramot ill. feszültséget jelölnek.) Az (5.36) egyenlet deriválásával az α áramerősítés munkapontfüggését is megállapíthatjuk:

$$\alpha = A_N + I_E \frac{dA_N}{dI_E} \quad (5.55)$$

Abban a munkapont-tartományban tehát, ahol A_N állandónak tekinthető, $\alpha \cong A_N$.

Az r_e bemeneti ellenállás az emitter-bázis dióda differenciális ellenállása. Definíciója és kiszámításának módja:

$$r_e = \frac{dU_{BE}}{dI_E} = \frac{U_T}{I_E} \quad (5.56)$$

ahol felhasználtuk a (3.68) egyenletet is.

Végül két egyenlet formájában is felírjuk azokat az összefüggéseket, amelyeket a helyettesítőkép elemei a be- és kimeneti váltakozó mennyiségek között rögzítenek:

$$\begin{aligned} -u_{eh} &= r_e i_e \\ -i_c &= \alpha i_e \end{aligned} \quad (5.57)$$

Kételemes közös emitteres helyettesítőkép. Az 5.35a. ábrán bemutatott helyettesítőkép abban az esetben használható alkalmasan, ha a tranzisztor közös bázisú alapkapcsolásban dolgozik. A bemenet a tranzisztor emittere, a kimenet a kollektora; közös pont, "földpont" a be- és a kimenet számára a bázis. Sok kapcsolásban viszont az emitter tölti be a közös pont szerepét. Így van ez az 5.33. ábra erősítőjénél is: ott a bázis a bemenet és a kollektor a kimenet. Erre az esetre célszerűbb az 5.35b. ábrán látható helyettesítőképet használni.

Kérdés, hogy ebben az esetben milyen értékűek a helyettesítőkép elemei. Ennek megállapításához a legcélszerűbb az (5.57) egyenleteket átrendezni. Írjuk fel az elektródaáramok közötti kapcsolatot:

$$i_b = i_e + i_c \quad (5.58)$$

(megfelelően az 5.19. ábrán rögzített mérőirányoknak). Ennek felhasználásával rendezzük át az (5.57) egyenleteket, úgy, hogy u_{eh} -t és i_c -t most i_b -vel fejezzük ki (hiszen most az a vezérlő mennyiség). (5.57) második sorában

⁴ A definícióban szereplő negatív előjel az áram mérőirányokra választott, 5.16. ábra szerinti konvenció következménye, más mérőirány választásnál eltűnhet.

$$-i_c = \alpha(i_b - i_c) \rightarrow -i_c = \frac{\alpha}{1-\alpha} i_b \quad (5.59)$$

Vezessünk be egy új jelölést! Legyen β a tranzisztor *kisjelű, közös emitteres áramerősítési tényezője*. Definíciószerűen

$$\beta = -\frac{\partial I_C}{\partial I_B} = -\frac{i_c}{i_b} \quad (5.60)$$

Az előbbi egyenletben ezt felhasználva

$$-i_c = \beta \cdot i_b, \quad \beta = \frac{\alpha}{1-\alpha} \quad (5.61)$$

Végül, az u_{eb} -re vonatkozó sort is felhasználva és gondolva arra is, hogy $u_{be} = -u_{eb}$

$$\begin{aligned} u_{be} &= r_e(\beta + 1) i_b \\ -i_c &= \beta i_b \end{aligned} \quad (5.62)$$

megkaptuk a kételemes közös emitteres modell alapegyenleteit. Megállapíthatjuk, hogy a bemenő ellenállás most $\beta + 1$ -szer, tehát 2-3 nagyságrenddel nagyobb, mint a közös bázisú esetben volt. Az áramerősítés az (5.40) egyenlet deriválásával

$$\beta = B_N + I_B \frac{\partial B_N}{\partial I_B}, \quad (5.63)$$

– tehát mindaddig, amíg B_N áramfüggése nem jelentős, $\beta \cong B_N$.

Számpélda. Egy tranzisztor kisjelű áramerősítési tényezője az $I_E = 1$ mA munkapontban $\beta = 200$. Határozzuk meg a kételemes közös bázisú és közös emitteres helyettesítőkép elemértékeit!

a) Közös bázisnál a bemenő ellenállás

$$r_e = \frac{U_T}{I_E} = \frac{26 \text{ mV}}{1 \text{ mA}} = 26 \Omega$$

és az áramerősítési tényező

$$\alpha = \frac{\beta}{\beta + 1} = \frac{200}{201} = 0,995$$

b) Közös emitteres esetben a bemenő ellenállás

$$r_e(\beta + 1) = 26 \cdot 201 \cong 5200 \Omega$$

Külön felhívjuk a figyelmet arra, hogy a közös bázisú és a közös emitteres helyettesítőkép között teljes összhang van; mindkettő egyformán jól (vagy rosszul) leírja a tranzisztor működését. Egy adott áramkör váltakozó áramú helyettesítőképét felrajzolva, a tranzisztor kapcsai közé bármelyiket berajzolhatjuk a kettő közül. Elvileg tehát nem volna szükséges kétféle helyettesítőképpel dolgoznunk. Azért használjuk

mégis mindkettőt, mert ha például egy közös emitteres erősítőt számolunk, a közös emitteres tranzisztor helyettesítőkép használatával a kézi számolás részére valamivel könnyebben kezelhető áramkörre jutunk, mintha a közös bázisú képet használnánk. Közös bázisú erősítő vizsgálatánál fordított a helyzet. Számítógépes vizsgálatnál ennek nincs jelentősége; elegendő az egyik fajta modellt használni.

A tranzisztor meredeksége. Az eddig megismert két helyettesítőképben a kollektor váltakozó áramot a bemenő árammal fejeztük ki. Megtehetjük azt is, hogy vezérlő mennyiségnek az u_{eb} bemeneti feszültséget tekintjük. Például (5.57)-et átrendezve

$$i_c = \alpha \frac{u_{eb}}{r_e} \quad (5.64)$$

Definiáljuk most a tranzisztor g_m meredekségét:

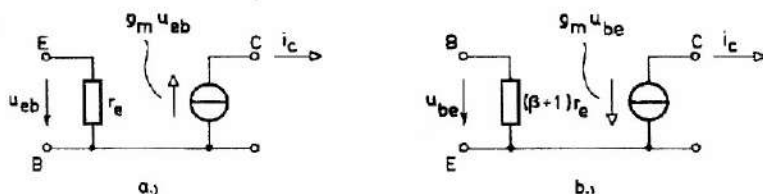
$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial U_{EB}} = \frac{i_c}{u_{eb}} \quad (5.65)$$

Ezzel

$$i_c = g_m u_{eb} \quad (5.66)$$

$$g_m = \alpha \frac{1}{r_e} = \alpha \frac{I_E}{U_T} \equiv \frac{I_C}{U_T} \quad (5.67)$$

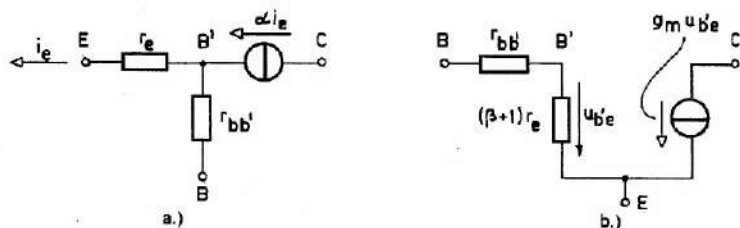
A tranzisztor újabb helyettesítőképei az 5.36. ábrán láthatók.



5.36. ábra. A meredekség fogalmát használó kételemes helyettesítőképek

A kételemes helyettesítőképek csak az áramkörök egészen durva analíziséhez, a működés fő vonásai nyomon követéséhez elegendők. Pontosabb számításoknál bővíteni kell a figyelembe vett fizikai hatások körét.

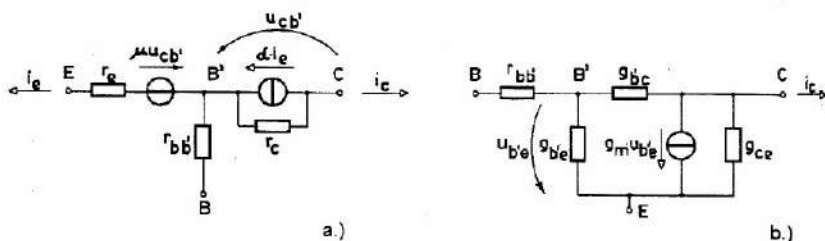
Háromelemes fizikai helyettesítőképek. Az első további effektus, amit számításba veszünk, a báziskivezetés véges ellenállása. Az $r_{bb'}$ ellenállás fogalmát az 5.7.2 pontban már bevezettük. Most azt kell felidézni, hogy ez ohmos jellegű, első közelítésben munkapontfüggetlen ellenállás. Ezzel kiegészítve a kételemes helyettesítőképeket, jutunk a háromelemes modellekre. Az 5.37. ábrán látható két helyettesítőkép (közös bázisú ill. közös emitteres) az 5.35a. és az 5.36b. ábrák kiegészítéséből származik.



5.37. ábra. Háromelemes fizikai helyettesítőképek

A háromelemes helyettesítőképek a kisebb igényű számításokhoz már megfelelőek. Nem tükröznék viszont két, többnyire nem elhanyagolható másodlagos hatást: a véges kimenő vezetést és a visszahatást. Ezeket is figyelembe véve, jutunk az ötelemes modellekhez.

Ötelemes fizikai helyettesítőképek. Az 5.37a. modellt kiegészítve további két elemmel, az 5.38a. ábrán látható ötelemes T-helyettesítőképre jutunk (Early-modell). Az új elemek egyike a $\mu u_{cb'}$ feszültségvezérelt feszültséggenerátor, ami a tranzisztor visszahatását tükrözi. A másik új elem a véges kimenő ellenállást leíró r_c . Reciprok értékét az előző szakaszban számoltuk (5.46).



5.38. ábra. Ötelemes helyettesítőképek: az Early és a hibrid- π modell

Talán leglényegesebb helyettesítőképünk az ötelemes hibrid- π modell (GIACOLETTO-modell). Ebben ismét a véges kimenő vezetést és a visszahatást (tehát az EARLY-hatás két következményét) vesszük új elemként számításba. A modell közös emitteres kapcsolásra vonatkozik; rajzát az 5.38b. ábrán látjuk. Jellegetessé, hogy az $r_{bb'}$ ellenállás kivételével csak vezetésekkel látunk a modellben, és utóbbiak egy π kapcsolást alkotnak (innen a hibrid- π elnevezés). A vezetések jelölése következetes: két végpontjuk betűjelölésével indexezzük őket. Három elemet már az 5.37b. helyettesítőképről ismerünk: ezek az $r_{bb'}$ báziskivezetés ellenállás, a g_m mereedség és a $g_{b'e}$ vezetés. Utóbbi értéke az 5.37b. ábrával összevetve:

$$g_{b'e} = \frac{1}{r_c(\beta+1)} \quad (5.68)$$

A $g_{b'e}$ vezetés a visszahatást tükrözi: ez és a $g_{b'e}$ vezetés olyan feszültségosztót alkot, amely a visszahatásnak megfelelő arányban juttatja vissza a bemenetre a kimenet váltakozó feszültségét.

A $g_{c'e}$ vezetést a kimenő vezetés érték pontos tükrözése végett kellett a helyettesítőképbe beiktatni. Lényeges azonban hangsúlyozni, hogy ez nem azonos a tranzisztor kimenő vezetésével! A helyettesítőképben ugyanis a $g_{b'e}/g_{b'e}$ feszültségosztó és a g_m vezérelt generátor folytán belső visszacsatolás van jelen. Ennek következtében a helyettesítőkép $g_{c'e}$ nélkül is mutat kimenő vezetést. A $g_{b'e}$ és $g_{c'e}$ vezetések végül is nem külön-külön, hanem együtt tükrözik a kimenő vezetés és a visszahatás jelenségét, tehát az EARLY hatás két megnyilvánulását.

A levezetést nem részletezve, az Early modellből az alábbi összefüggésekkel számolható ez a két vezetés:

$$g_{be} = \frac{1}{r_e} - \mu g_{bc}, \quad g_{ce} = \frac{\mu}{r_e} \quad (5.69)$$

Az ötelemes fizikai helyettesítőképek pontossága a gyakorlati számítások többségéhez már elegendő.

Még egyszer szeretnénk kihangsúlyozni a fizikai helyettesítőképek azon fontos sajátosságát, hogy elemértékeik munkapontfüggését a helyettesítőkép magában foglalja. Nézzük példaként az 5.37b. ábra három elemes modelljét! r_e függése a munkaponti emitteráramtól az (5.56) egyenletből, g_m függése a kollektor egyenáramtól az (5.67) egyenletből olvasható ki.

5.8.4. A kapacitások figyelembevétele

Nagyobb frekvenciákon a helyettesítőképeket kapacitásokkal is ki kell egészítenünk. A tranzisztor normál aktív működési tartományában az alábbi kapacitások a legjelentősebbek:

Emitter oldali diffúziós kapacitás. A nyitott EB átmenet – mint minden *pn* átmenet – diffúziós kapacitással rendelkezik. A felhalmozott töltés elsődlegesen a Q_B bázistöltés. A kapacitás értéke

$$C_{De} = \frac{dQ_B}{dU_{BE}} = \frac{dQ_B}{dI_E} \frac{dI_E}{dU_{BE}} \quad (5.70)$$

A jobb oldal első deriváltja (5.23)-ból következően (az $I_E \cong I_{En}$ közelítéssel) a bázisáthaladási idő. A második derivált az EB dióda differenciális ellenállásának reciproka. Mindezekkel

$$C_{De} = T_0 \frac{I_E}{U_T} \quad (5.71)$$

vagy, az (5.24) összefüggést is felhasználva

$$C_{De} = \tau_n (1 - \eta_{tr}) \frac{I_E}{U_T} \quad (5.72)$$

Emitter oldali tértöltés-kapacitás. Az EB átmenetnek a planár struktúráknál viszonylag nagy (1000 pF/mm² nagyságrendű) a tértöltés-kapacitása, mert az inhomogén bázisadalekolás miatt a bázis emitter oldalának adaléksűrűsége nagy. A kapacitás feszültségfüggését

$$C_{Te} = C_{Te0} \left(\frac{U_{De}}{U_{De} - U_{BE}} \right)^{n_e} \quad (5.73)$$

szerint közelíthetjük (U_{De} az EB átmenet diffúziós potenciálja, C_{Te0} a zérus külső feszültséghez tartozó tértöltés-kapacitás). Az n_e kitevő az átmenet gyengébben adalékolt oldalának enyhén hiperabrupt volta miatt 0,5 vagy annál nagyobb. Az emitter-bázis

átmenet tértöltési kapacitása többnyire kisebb a diffúziós kapacitásánál, de esetenként nem hanyagolható el mellette.

Kollektor oldali tértöltés-kapacitás. A planáris tranzisztor struktúra jellegzetes adalékprofilját tekintve (5.2. ábra), erre a kapacitásra leginkább az exponenciális átmenet tulajdonságai jellemzőek. Nagyobb kollektor zárófeszültségek esetén azonban a kiürített réteg széle a kollektorzóna állandó adalékolású tartományában mozog, s a kapacitás feszültségfüggése az abrupt átmenetéhez hasonló. Közelítőleg

$$C_{Tc} = C_{Tc0} \left(\frac{U_{Dc}}{U_{Dc} - U_{BC}} \right)^{n_c} \quad (5.74)$$

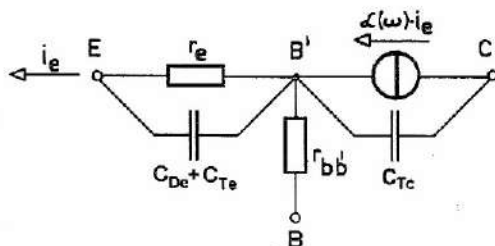
– ahol U_{Dc} a BC átmenet diffúziós potenciálja, C_{Tc0} az $U_{BC} = 0V$ -hoz tartozó tértöltés-kapacitás, $n_c \approx 0,5$ vagy ez alatti érték.

A most kiszámolt kapacitásokat be kell rajzolnunk a helyettesítőképekbe. Az 5.39. ábrán példaként a három elemes, FB helyettesítőképet egészítettük ki kapacitásokkal. (Természetesen ezt bármelyikkel megtehetnénk.) A kapacitásokat a B' belső bázisponthoz kell kötnünk, hiszen ezek a belső tranzisztor jellemzői.

Lényeges megjegyezni, hogy a kapacitások berajzolása önmagában még nem elegendő ahhoz, hogy a modell jól tükrözze a tranzisztor frekvenciafüggő viselkedését. Minden esetben frekvenciafüggő ugyanis az a transzfer paraméter is, ami a kimenetnek a bemenet általi vezérlését adja meg (tehát α vagy g_m):

$$\alpha = \alpha(\omega) \quad \text{és} \quad g_m = g_m(\omega) \quad (5.75)$$

Értékük komplex, hiszen fázistolás is van a be- és a kimenet között. E frekvenciafüggéssel közelebbről a jegyzet következő szakaszában foglalkozunk.



5.39. ábra Kapacitásokkal kiegészített, 3 elemes helyettesítőkép

Lényeges itt megjegyezni, hogy a kollektor oldali áramgenerátort az i_e áram r_e ellenálláson átfolyó része vezérli. A $C_{De} + C_{Te}$ kapacitás ágba folyó áram csak a kondenzátort tölti-kisüti, de a kollektor oldalon hatása nincs. Bővebben lásd az 5.9.2. pontban.

5.8.5. Négypólus helyettesítőképek

Most a korábban már vázolt "fekete doboz" megközelítést választjuk. Ismeretlennek tekintjük a tranzisztor belső működését. A kapcsokon mérjük a kisjelű működés jellemző áramait, feszültségeit, és ezek kapcsolatát akarjuk alkalmas módon leírni.

Mivel a tranzisztor kisjelű viselkedése lineáris és alapkapsolásai egy-egy bemenő és kimenő kapocspárral rendelkeznek, alkalmazhatjuk a lineáris hálózatoknál használatos négypólus helyettesítőképeket. Ezeknél a váltakozó áramok és feszültségek kapcsolatát összesen négy paraméter szolgáltatja.

Ezek a paraméterek tisztán méréssel nyert értékek. Tehát még annyira sem lehet őket a tranzisztor állandó jellemzőinek tekinteni, mint a fizikai helyettesítőképek egyes elemeit. Éppen ellenkezőleg: a négypólus paraméterek függenek a munkaponti beállítástól, a frekvenciától és attól is, hogy a tranzisztor melyik alapkapsolásáról van szó. A hálózatelmélet összefüggései segítségével azonban az egyik alapkapsolás paramétereiből a másik paramétereit ki lehet számítani.

Ismeretes, hogy a lineáris négypólus viselkedését többféle paraméterrendszerrel leírhatjuk. Ezek közül a tranzisztoroknál az alábbiakat használjuk:

h (hibrid)	paraméterek	kisfrekvencián
y (admittancia)	paraméterek	nagyfrekvencián
s (reflexió)	paraméterek	igen nagy frekvencián

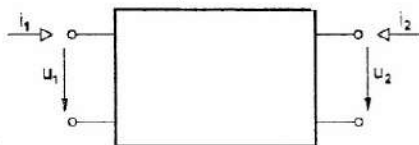
Bármelyik paraméterrendszer egy kiválasztott másikba egyértelműen átszámolható. Ennek módjára vonatkozóan az irodalomra utalunk⁵.

Hibrid paraméterek. A hibrid paramétereket két okból is szívesen használjuk kisfrekvencián. Egyrészt mert a mérési feltételeik könnyen realizálhatók (szakadás a bemeneten, rövidzár a kimeneten). Másrészt mert ezek illeszkednek a legjobban a katalógusok által szokásosan megadott karakterisztikákhoz (éppen az azokhoz rendelhető parciális deriváltakkal egyenlők; ezt rövidesen látni is fogjuk).

A hibrid paraméterrendszer egyenletei:

$$\begin{aligned} u_1 &= h_{11}i_1 + h_{12}u_2 \\ i_2 &= h_{21}i_1 + h_{22}u_2 \end{aligned} \quad (5.76)$$

A feltételezett mérőirányokat az 5.40. ábrán látjuk. (E helyen először kénytelenek voltunk eltérni a mérőirányok eddig megszokott, p rétegtől n rétegelig értelmezésétől, mert a négypólusokra vonatkozóan mindig az 5.40. ábra szerintieket használják.)



5.40. ábra. A négypólusok mérőirány konvenciója

⁵ Géher Károly: Lineáris hálózatok, Műszaki Könyvkiadó, 1975.

Az egyenletekből az egyes paraméterek mérési módja közvetlenül kiolvasható. Például a h_{11} paraméter méréséhez u_2 -t zérussá kell tennünk; ekkor

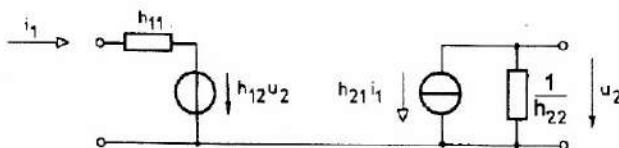
$$h_{11} = \left. \frac{u_1}{i_1} \right|_{u_2=0} \quad (5.77)$$

– vagyis h_{11} a rövidrezárt kimenet mellett mért bemeneti ellenállás. Hasonlóképpen írhatjuk fel a többi paraméter mérési utasítását is. Nemlineáris elemeknél természetesen differenciálhányadosokat alkalmazunk.

Összefoglalva a h paramétereket:

$h_{11} = \left. \frac{u_1}{i_1} \right _{u_2=0} = \left. \frac{dU_1}{dI_1} \right _{U_2=\text{állandó}}$	a bemeneti ellenállás rövidrezárt kimenet mellett
$h_{12} = \left. \frac{u_1}{u_2} \right _{i_1=0} = \left. \frac{dU_1}{dU_2} \right _{I_1=\text{állandó}}$	a feszültség visszahatás szakadt bemenet mellett
$h_{21} = \left. \frac{i_2}{i_1} \right _{u_2=0} = \left. \frac{dI_2}{dI_1} \right _{U_2=\text{állandó}}$	az áramerősítés rövidrezárt kimenet mellett
$h_{22} = \left. \frac{i_2}{u_2} \right _{i_1=0} = \left. \frac{dI_2}{dU_2} \right _{I_1=\text{állandó}}$	a kimeneti vezetés szakadt bemenet mellett

Az (5.76) egyenletrendszerrel teljesen egyenértékű az 5.41. ábrán látható helyettesítőkép. Ez a tranzisztor h paraméteres helyettesítőképe.

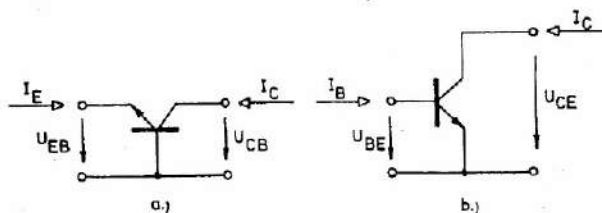


5.41. ábra. h paraméteres helyettesítőkép

Felhívjuk a figyelmet arra, hogy i_1 , i_2 , u_1 , u_2 más és más jelent attól függően, hogy a tranzisztor földelt bázisú vagy földelt emitteres kapcsolásban van-e (5.42. ábra). Ennek megfelelően beszélünk földelt bázisú és földelt emitteres h -paraméterekről. Ezeket a b és az e indexszel különböztetjük meg egymástól. Például a h_{21} paraméter definíciója a földelt bázisú és a földelt emitteres esetben:

$$h_{21b} = \left. \frac{dI_C}{dI_E} \right|_{U_{CE}=\text{áll.}} \quad \text{és} \quad h_{21e} = \left. \frac{dI_C}{dI_B} \right|_{U_{CE}=\text{áll.}} \quad (5.78)$$

Vegyük észre, hogy ez a két paraméter azonos a tranzisztor kisjelű α és β áramerősítési tényezőjével.



5.42. ábra. A tranzisztor h paramétereinek felírásához

A négy földelt bázisú paraméter ismeretében meghatározható a négy földelt emitteres paraméter és viszont. Az átszámítás módját kézikönyvek táblázatban adják meg.

A félvezető katalógusok diagramok formájában közlik a h paraméterek munkapontfüggését. Csak a kisfrekvenciás (pl. 1 kHz-en mért) adatokat adják meg, ahol a tranzisztor kapacitásainak még biztosan nincs hatása. Így ezek a paraméterek valós értékűek. Az 5.43. ábrán a BC 413-414 típus adatlapjának részletét látjuk. Az adatlap táblázatosan szolgáltatja az egy munkapontra vonatkozó adatokat (figyeljük meg a nagyságrendeket!). A két diagram a h paramétereknek az I_C és U_{CE} munkaponti adatoktól való függését ábrázolja.

Low frequency small signal hybrid parameters

$U_{CE} = 5 \text{ V}$, $I_C = 2 \text{ mA}$

Short circuit input resistance

Open circuit reverse voltage transfer ratio

Short circuit forward current transfer ratio

Open circuit output admittance

$h_{11e} \quad 6.6 \text{ (3.2 ... 15)} \quad \text{k}\Omega$

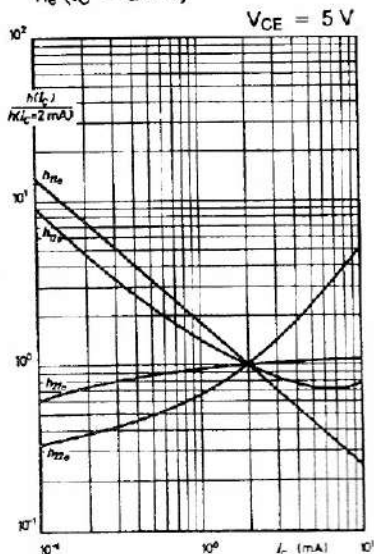
$h_{12e} \quad 2.5 \times 10^{-4}$

$h_{21e} \quad 330 \text{ (240 ... 500)}$

$h_{22e} \quad 45 \text{ (<110)} \quad \mu\text{S}$

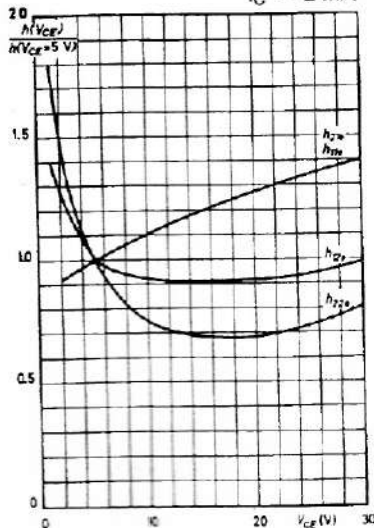
h -parameters versus collector current

$$\frac{h_e(I_C)}{h_e(I_C = 2 \text{ mA})} = f(I_C)$$



h -parameters versus collector-emitter voltage

$$\frac{h_e(V_{CE})}{h_e(V_{CE} = 5 \text{ V})} = f(V_{CE})$$



5.43. ábra. A BC 413-414 típusú tranzisztor adatlapjának részlete

Admittancia paraméterek. Nagyobb frekvenciákon a h paraméterek méréséhez szükséges "szakadás a bemeneten" feltétel megvalósítása gondot okoz (mert a lezárás soha nem igazi szakadás, hanem kisebb-nagyobb kapacitás). Ezért ilyenkor inkább az y vagy **admittancia paramétereket** használjuk; ezek mérésénél ugyanis bemeneti vagy kimeneti rövidzár az előírt feltétel.

Az y paraméter-rendszer egyenletei:

$$i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2 \quad (5.79)$$

$$i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2$$

Ebből az egyes paraméterek mérési utasítása a h paraméterekhez hasonlóan olvasható ki.

Az y paraméterek között is megkülönböztetünk földelt bázisú és földelt emitteres képvonatkozót. Például

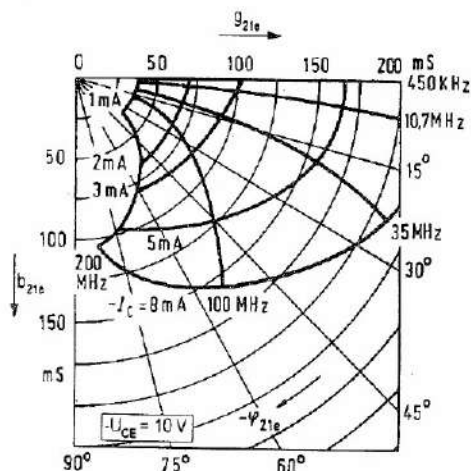
$$y_{21b} = \left. \frac{dI_C}{dU_{EB}} \right|_{U_{CB}=0} \quad \text{és} \quad y_{21e} = \left. \frac{dI_C}{dU_{BE}} \right|_{U_{CE}=0} \quad (5.80)$$

Érdemes megfigyelni, hogy az y_{21} paraméterek a meredekség korábban bevezetett fogalmához igen közel állók.

Mivel az y paraméterek a nagyfrekvenciás jellemzést szolgálják, ezeket a frekvencia függvényében, komplex formában szokás megadni. Tipikus megoldás a valós és a képzetes rész külön-külön történő megadása, pl.:

$$y_{11} = g_{11} + j \cdot b_{11} \quad (5.81)$$

Az y értékeket sokszor a komplex síkon ábrázolják, a frekvencia és a munkaponti áram függvényében. Erre példa az 5.44. ábra, ami a BF 450 nagyfrekvenciás tranzisztor adatlapjának részlete.



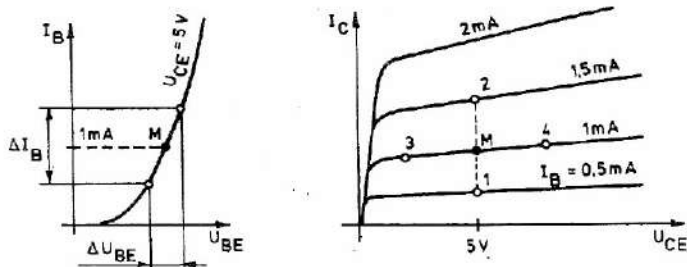
5.44. ábra. A BF 450 tranzisztor adatlapjának részlete

Reflexiós paraméterek. Igen nagy, több GHz-es frekvenciákon már az y paraméterek mérése is nehéz, a rövidzár sem valósítható meg tökéletesen. Ilyenkor célszerű a **reflexiós** vagy s paramétereket használni, ezek méréséhez ugyanis a tranzisztor be- és kimenetét véges, valós impedanciával kell lezárni. Ha ez az impedancia pl. 50Ω és megegyezik a tranzisztormérő befogószerkezet hozzávezetéseinek Z_0 hullámellenállásával, akkor ez a lezárás viszonylag könnyen megvalósítható.

Paraméterek megállapítása tranzisztorkarakteristikákból

Gyakran előfordul, hogy egy tranzisztorról nem áll más adat rendelkezésünkre, mint annak egyenáramú karakterisztikái. Ebből is megállapíthatjuk a négypólus-paramétereket (természetesen csak a kismfrekvenciás, "kvázi-egyenáramú" értéküket). A szokásos karakterisztikákból a h paraméterek határozhatók meg könnyen; ennek módját mutatjuk meg most.

Legyen egy tranzisztor földelt emitteres be- és kimenő karakterisztikája az 5.45. ábra szerinti. M-el jelöltük a munkapontot, amelyben a paramétereket meghatározni kívánjuk.



5.45. ábra. h paraméterek megállapítása karakterisztikából

Nézzük először h_{11e} értékét! Visszanyúlva az (5.77) definícióhoz

$$h_{11e} = \left. \frac{dU_{BE}}{dI_B} \right|_{U_{CE}=\text{áll.}} \cong \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta I_B} \bigg|_{U_{CE}=\text{áll.}} \quad (5.82)$$

Látható, hogy a paramétert definiáló differenciáhányadost véges ΔU és ΔI változásokat tartalmazó differenciahányadossal közelítjük. Ezek a véges változások a karakterisztikából már leolvashatók. A bemeneti karakterisztikán kijelölünk az M munkapont alatt és felett egy-egy segédpontot; s az azok között fennálló ΔU_{BE} feszültség- és ΔI_B áramdifferenciával közelítjük h_{11e} -t. (Célszerű a két segédpont áramban szimmetrikusan felvenni; ekkor közelíti jól a differenciahányadossal definiált húr meredeksége a deriválnak megfelelő érintő meredekségét.) Az $U_{CE} = \text{állandó}$ feltételt is betartottuk, hiszen a felhasznált karakterisztikagörbe egy adott U_{CE} értékhez tartozik.

Hasonló módon közelíthetjük differenciahányadossal h_{21} és h_{22} definícióját:

$$h_{21e} = \left. \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} \right|_{U_{CE}=\text{áll.}}, \quad h_{22e} = \left. \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CE}} \right|_{I_B=\text{áll.}} \quad (5.83)$$

Ez a két paraméter a kimeneti karakterisztikából számolható. h_{21e} -nél a feltétel: $U_{CE} = \text{állandó}$. Ezért a munkaponttól függőlegesen eltávolodva vesszük fel a szimmetrikus ① és ② segédpontokat. Ezek áramadataiból

$$h_{21e} = \frac{I_{C2} - I_{C1}}{I_{B2} - I_{B1}} \quad (5.84)$$

A h_{22e} paraméternél az $I_B = \text{állandó}$ feltételt kell betartanunk. Ez azt jelenti, hogy magán a karakterisztikagörbén kell felvennünk a segédpontokat (③ és ④), hiszen az tartozik az állandó bázisáram értékhez. A kimenő vezetés számértékét így kapjuk:

$$h_{22e} = \frac{I_{C4} - I_{C3}}{U_{CE4} - U_{CE3}} \quad (5.85)$$

A h_{12e} paraméter számításához a szokásos módon rajzolt karakterisztikák nem adnak kellő támpontot; azt a fentiekhez hasonlóan megállapítani nem tudjuk (többnyire csak egyetlen bemeneti karakterisztika van megadva).

A fizikai és a négypólus helyettesítőképek kapcsolata

Ha ismerjük egy tranzisztor valamely fizikai helyettesítőképét, abból mindig meghatározhatók a négypólus helyettesítőkép adatai. Például az 5.38b. ábrán látható hibrid- π helyettesítőképből, a kimeneten rövidzárat elképzelve, közvetlenül felírhatjuk a h_{11e} paramétert:

$$h_{11e} = r_{bb'} + \frac{1}{g_{b'e} + g_{b'c}} \cong r_{bb'} + (\beta + 1) \frac{U_T}{I_E} \quad (5.86)$$

Ennek az lehet a haszna, hogy így felmérhetjük a paraméter várható munkapontfüggését. Például a fenti összefüggésből kiolvasható, hogy növekvő munkaponti áramhoz hiperbolikusan csökkenő h_{11e} érték kell tartozzék (amit az 5.43. ábra is igazol). Más esetben, ha a frekvenciafüggő elemekkel kiegészített fizikai helyettesítőképből indulunk ki, a paraméterek frekvenciafüggésének várható jellegét állapíthatjuk meg.

5.9. Nagyfrekvenciás működés

5.9.1. A tranzisztor határfrekvenciái

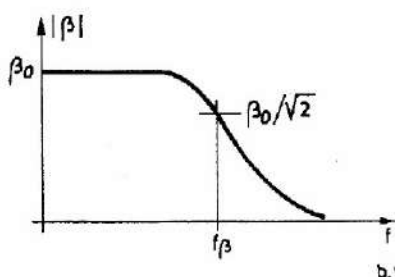
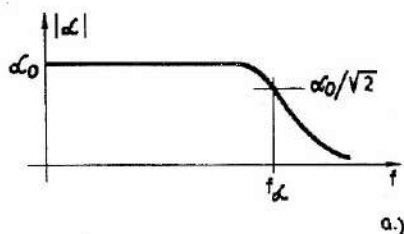
Már az előző szakaszban utaltunk arra, hogy a frekvencia növekedtével elérünk egy olyan határhoz, ahol a tranzisztor áramerősítéseinak, meredekségének amplitúdója csökkenni kezd, értéke komplexbe fordul. A csökkenő áramerősítések miatt a frekvencia növelésével a tranzisztor "egyre rosszabb", és egy határ felett már erősítésre alkalmatlanná válik.

Lényeges tudnunk, hogy egy-egy tranzisztor típusnál mekkorák azok a frekvenciák, amik fölött már a viselkedés romlásával kell számolnunk. Ennek megadására definiáljuk a tranzisztor *határfrekvenciáit*.

(Előrebocsátjuk, hogy a határfrekvencia nem jelent feltétlenül olyan határt, amely fölött az alkalmazás már lehetetlen. Olyan, egyezményesen definiált frekvenciáknak kell tekintenünk ezeket, amelyek fölött a paraméterek romlása már határozottan jelentkezik.)

Az 5.46a. ábrán az α áramerősítés abszolút értékét ábrázoltuk a frekvencia függvényében. Egyezményesen *alfa-határfrekvenciának* nevezzük és f_{α} -val jelöljük azt a frekvenciát, amelyen az α áramerősítési tényező abszolút értéke a kisfrekvenciás érték

$1/\sqrt{2}$ -szeresére csökken. Ez a határfrekvencia egy mai általános rendeltetésű tranzisztornál 300-600 MHz körül van.



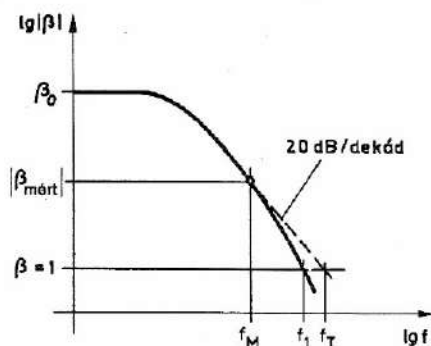
5.46. ábra. Az α - és a β -határfrekvencia definíciója

Az 5.46b. ábrán a β áramerősítés abszolút értékének frekvenciafüggését tüntettük fel. Az előbbihez hasonlóan, β -határfrekvenciának nevezzük és f_β -val jelöljük azt a frekvenciát, ahol $|\beta| = \beta_0 / \sqrt{2}$. Megjegyzendő, hogy ez mindig nagyságrendekkel kisebb f_α -nál; 1-10 MHz körüli érték.

A β frekvenciafüggéséhez még két határfrekvencia, az f_I és az f_T frekvencia fűződik. Az f_I határfrekvencia az a frekvencia, amelyen a $|\beta|$ éppen egységnyre csökken. Ez a frekvencia f_α -hoz közeli értékű; első közelítésben $f_I \cong f_\alpha$.

Külön magyarázatot igényel az f_T tranzitfrekvencia használatának célszerűsége. Definíciójára az a tapasztalat ad alapot, amely szerint a $|\beta|$ az f_β -n túli tartományban nagyjából 20 dB/dekád meredekséggel esik. Ez azt jelenti, hogy f_I megállapításához nem feltétlenül szükséges pontosan az f_I frekvencián mérni β értékét. Elegendő egy ehhez közel eső f_M mérőfrekvencián végezni a mérést; a 20 dB/dekád esés számításba vételével f_I közelítő értéke számolható. Ezt a közelítő értéket tranzitfrekvenciának nevezzük és f_T -vel jelöljük (5.47. ábra). A tranzitfrekvencia használatának előnye, hogy amíg f_α , f_β vagy f_I pontos mérésénél változó frekvenciájú mérési összeállítást kell alkalmaznunk (hiszen meg kell keresnünk azt a frekvenciát, amelyen az áramerősítés egy adott feltételt teljesít), addig f_T megállapítása fix frekvencián történő β mérést igényel csak. Ezt követően az alábbi összefüggéssel számolható a tranzitfrekvencia:

$$f_T = |\beta_{\text{mért}}| \cdot f_M \quad (5.87)$$



5.47. ábra. Az f_1 és f_T határfrekvenciák magyarázatához

Az összes eddigi határfrekvencián a tranzisztor általában még használható; teljesítményerősítése 1-nél nagyobb. Ha arra vagyunk kíváncsiak, mi az az abszolút határ, ameddig a tranzisztor még használható és ami felett már nem erősít, újabb határfrekvenciát kell definiálnunk. Ez a *maximális oszcillációs frekvencia* (f_{max}): az a frekvencia, amelyen optimális (illetve) lezárások között a teljesítményerősítés egységre esik.

Szám példa. Mekkora a tranzisztor tranzitfrekvenciája, ha 100 MHz mérő frekvencián $|\beta| = 3,5$ -öt mérünk?

$$f_T = |\beta_{mért}| \cdot f_M = 3,5 \cdot 100 = 350 \text{ MHz}$$

5.9.2. A határfrekvenciák közelítő számítása

Ha csak az EB átmenet kapacitásait vesszük figyelembe és az egyéb (egyébként kisebb hatású) jelenségeket elhanyagoljuk, az f_α határfrekvenciát az 5.39. ábra alapján könnyen kiszámíthatjuk. Arra kell gondolnunk, hogy az emitteráram megoszlik az r_e ellenállás és a $C_{De} + C_{Te}$ kapacitás között, de az utóbbiba folyó áram haszontalan, hiszen csak töltik a kondenzátort. Vezérlő hatása csak az r_e ellenálláson folyó áramnak van. Ennek árama így számolható:

$$i|_e = i_e \frac{1}{1 + j\omega(C_{De} + C_{Te}) \cdot r_e} \quad (5.88)$$

Ha ez az $i_e / \sqrt{2}$ értékre esik, az $|\alpha|$ is körülbelül ilyen mértékben csökken. Ez pedig éppen (5.88) törésponti frekvenciáján következik be. Tehát

$$f_\alpha \cong \frac{1}{2\pi r_e (C_{De} + C_{Te})} = \frac{1}{2\pi T_0 + r_e C_{Te}} \quad (5.89)$$

– ahol felhasználtuk az (5.71) összefüggést is.

A fenti közelítésben α frekvenciafüggését egyetlen RC taggal, tehát a BODE diagram egyetlen töréspontjával írjuk le. Ez egyenértékű az alábbi összefüggéssel:

$$\alpha(f) = \frac{\alpha_0}{1 + j \cdot f / f_\alpha} \quad (5.90)$$

A béta határfrekvenciát a $\beta = \alpha / (1 - \alpha)$ összefüggést felhasználva számoljuk ki. Behelyettesítve ebbe az előbb kapott $\alpha(f)$ egyenletünket, a következőkre jutunk:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 + j \cdot f / f_\alpha}}{1 - \frac{\alpha_0}{1 + j \cdot f / f_\alpha}} = \frac{\frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}}{1 + \frac{1}{1 - \alpha_0} j \cdot f / f_\alpha} \quad (5.91)$$

Ezt a kifejezést így is írhatjuk:

$$\beta(f) = \frac{\beta_0}{1 + j \cdot f / f_\beta} \quad (5.92)$$

ahol

$$f_\beta = (1 - \alpha_0) f_\alpha = f_\alpha / (\beta_0 + 1) \quad (5.93)$$

A β áramerősítés láthatóan a most kiszámolt f_β frekvencián esik $\sqrt{2}$ -ed részére, ez tehát valóban a béta-határfrekvencia. Megállapíthatjuk, hogy f_β lényegesen, körülbelül β_0 -szor kisebb, mint f_α .

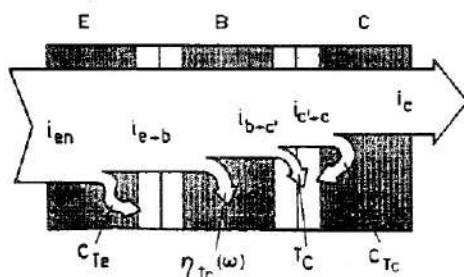
Az f_i határfrekvencia számítása. Felhasználva az (5.92) egyenletet, meghatározhatjuk, hogy mely frekvencián lesz $|\beta|$ egységnyi. Ehhez az egyenlet nevezője β_0 értékű kell legyen, amiből közelítőleg

$$f_i \cong \beta_0 \cdot f_\beta \cong f_\alpha \quad (5.94)$$

Vagyis az f_i határfrekvencia közelítőleg f_α -val egyenlő.

5.9.3. A határfrekvenciát befolyásoló további tényezők

Vizsgáljuk meg újból, mélyebb részletekbe menően, hogy milyen hatások csökkentik nagyobb frekvenciákon az α áramerősítést! Az 5.48. ábrán felrajzoltuk a tranzistorban az emittertől a kollektorig folyó nagyfrekvenciás elektronáramot, feltüntetve azon helyeket, ahol az áram veszteséget szenved. Nézzük ezeket sorra!



5.48. ábra. Az emitteráram veszteségei nagyfrekvencián

- Az emitter által injektált i_{en} elektronáramnak csak az $i_{e \rightarrow b}$ része jut át a bázisba, a többi az EB átmenet tértöltés-kapacitásának töltésére-kiürítésére fordítódik.
- A bázisba bejutott $i_{e \rightarrow b}$ elektronáramnak továbbra is transzport hatásfok-szorosa éri el a kollektor oldalt: $i_{b \rightarrow c} = \eta_{tr} i_{e \rightarrow b}$ - de ez a transzport hatásfok a bázis töltéstárolása, véges időállandója miatt kisebb értékű az egyenáramon észlelhető η_{iro} értéknél.
- A BC átmenet kiürített rétegében haladó konvekciós elektronáram eltolási áramot is okoz (futási idő jelenség), ennek következtében a kollektor oldalra csökkent értékű $i_{c \rightarrow c}$ áram érkezik.
- A kollektorba érkező áram egy részét a BC átmenet tértöltés-kapacitása veszi fel, s csak a maradék adja a kollektor i_c nagyfrekvenciás áramát.

A felsorolt négy hatás közül az első kettőt az 5.39 ábra kapcsán már figyelembe vettük, de igen nagy frekvenciás tranzisztoroknál a c.) és a d.) jelenség is számottevő hatású.

A számítás részleteit mellőzve közöljük, hogy ezen négy hatás alapján hogyan számolható az f_a határfrekvencia:

$$f_a = \frac{1}{2\pi C_{te} r_e + T_0 + T_c / 2 + C_{tc} r_{cc}} \quad (5.95)$$

ahol T_0 a bázis-áthaladási idő, T_c az elektronok futási ideje a BC kiürített rétegben, r_{cc} a kollektor soros ellenállása.

A tranzisztor f_{max} határfrekvenciája az f_a mellett a bázis kivezetés ellenállásából és a CB átmenet tértöltési kapacitásából álló RC tag időállandójától is függ. Levezetés nélkül közöljük a végeredményt:

$$f_{max} = \sqrt{\frac{1}{8\pi r_{bb} C_{bc}}} \cdot f_a \quad (5.96)$$

Az r_{bb} csökkentése láthatóan jelentősen növelheti a határfrekvenciát, ezért nagyfrekvenciás tranzisztoroknál a kis báziskivezetési ellenállás biztosítása elsőrendű konstrukciós szempont.

Az igen nagy frekvenciás tranzisztorok működését a hibrid- π vagy hasonló bonyolultságú modellek már nem írják le kielégítően. Ennek talán elsőrendű oka az, hogy a tranzisztortokozás szórt reaktanciái jelentősen befolyásolják a működést. Itt elsősorban a kivezetések induktivitása és az elektródák közti szórt kapacitások említendők. Ezért igen nagy frekvenciákon a tulajdonképpeni tranzisztort leíró, pl. hibrid- π modellt körül kell rajzolni a kivezetések parazita elemeivel, csak így kapunk megfelelő, használható helyettesítőképet. Az elmondottakból az is következik, hogy igen nagy (GHz feletti) frekvenciákon a szokványos tranzisztortokozások már nem használhatók; helyettük különleges, kis induktivitású, tápvonalba illeszthető geometriájú konstrukciókat alkalmaznak.

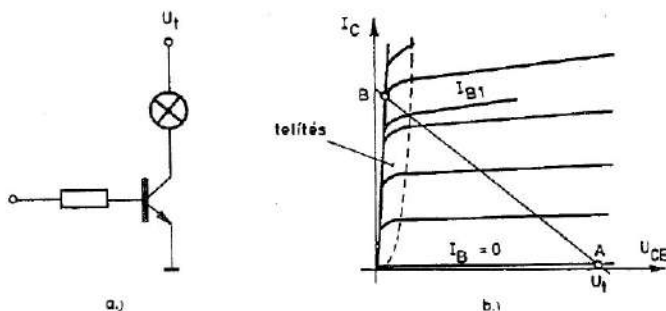
5.10. A tranzisztor kapcsoló működése

5.10.1. A kapcsoló működés jellege

Az előző két szakaszban a tranzisztor kisjelű működésével foglalkoztunk. A vezérlés mindvégig a normál aktív tartományban maradt, s a karakterisztika munkapont-közel,

lineárisnak tekinthető szakaszára korlátozódott. Most az alkalmazások azon csoportját vizsgáljuk meg, amelyeknél a vezérlés messze túlmegy a karakterisztika lineárisnak tekinthető szakaszán, s általában a telítés és a lezárás tartományát is érinti. Az ilyen alkalmazások legtöbbször a tranzisztort mint elektronikus vezérelhető kapcsolót használjuk. Ezért beszélünk itt *kapcsoló működésről*.

Az 5.49a. ábra áramkörében a tranzisztort kapcsolóként használjuk. Feladata annyi mint egy fali villanykapcsolóé: egy izzólámpát be- és kikapcsolni. A vezérlést a bázisárammal végezzük. Az 5.49b. ábrán felrajzoltuk a tranzistor karakteristikáját és feltüntettük az izzólámpának megfelelő munkaegyenest is (utóbbi nemlinearitását az egyszerűség kedvéért nem vettük figyelembe). Figyeljük meg: ha a bázisáram zérus, a munkapont az A pontban, a lezárt állapot közelében van. Ilyenkor az áramkörben folyó áram elhanyagolható, s a teljes tápfeszültség a tranzisztoron (a kapcsolón) esik. Ez a *kikapcsolt állapot*. Ha viszont a bázisáram meghaladja az I_{B1} határt, a tranzisztor a telítési tartományba kerül (B munkapont az ábrán). Most a tranzisztoron eső feszültség lesz elhanyagolható (pl. 1%-a a teljes tápfeszültségnek), gyakorlatilag a teljes tápfeszültség a fogyasztóra jut. Ez a *bekapcsolt állapot*.



5.49. ábra. A tranzisztor mint kapcsoló

A kapcsoló tüzem lényeges vonása, hogy stacionáriusan csak a teljesen kikapcsolt ill. bekapcsolt állapotot engedjük meg, a bázisáram tehát vagy zérus, vagy I_{B1} -nél nagyobb. A közbenső, tehát a normál aktív tartományba eső munkapontokat csak átmenetileg, az átkapcsolás idején veszi fel a tranzisztor. Összefoglalva: a fenti alkalmazásban a tranzisztor feladata teljesítmény ki- és bekapcsolása egy fogyasztón.

Létezik egy másik, igen lényeges alkalmazási terület, ahol a tranzisztor szintén kapcsolóként működik. Ez a terület a digitális logikai áramköröké. Az 5.50a. ábrán a legegyszerűbb, tranzisztorból és ellenállásból felépített invertert mutatjuk be⁶. Az inverter a bemeneti logikai érték ellentettjét kell szolgáltatassa a kimenetén. Tekintsük pl. logikai 0 értéknek a 0,5 V alatti feszültségeket, logikai 1 értéknek az 5 V feletti feszültségeket. Ha az áramkörünk bemenetére logikai 0 szintet, tehát max. 0,5 V-ig terjedő feszültséget adunk, a tranzisztoron nem folyik számottevő áram (lévén az EB átmenet nyitó feszültsége 0,7 V körüli). Ekkor az R_C ellenálláson feszültségesés nincs; a

⁶ A kapcsolást a digitális IC gyártás kezdetén használták; itt mint működési szempontból legegyszerűbb példát tárgyaljuk.

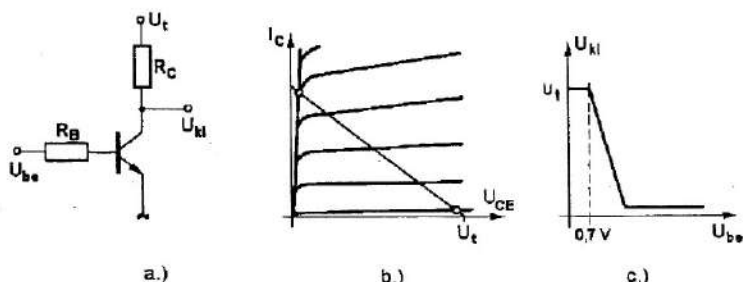
kimeneten a tápfeszültség, tehát logikai 1 érték jelenik meg (5.50c. ábra). Fordított esetben, ha a bemenetre logikai 1 értéket adunk ($U_{be} \approx 5 \text{ V}$), a tranzisztoron

$$I_B \approx (U_{be} - 0,7) / R_B \quad (5.97)$$

bázisáram folyik. Az áramkört úgy méretezik, hogy ez a bázisáram már elegendő legyen a tranzisztor telítésbe vezérléséhez. Ennek feltétele, hogy a bázisáram B -szerese átfolyva az R_C ellenálláson már az egész tápfeszültséget "elvigye":

$$B \cdot R_C (U_{be} - 0,7) / R_B \geq U_t \quad (5.98)$$

A kollektor és emitter között, tehát az áramkör kimenetén csak a telített tranzisztor 0,1 V nagyságrendű maradék feszültsége, tehát logikai 0 érték jelenik meg.



5.50. ábra. Inverter RTL (ellenállás-tranzisztor logika) kivitelben

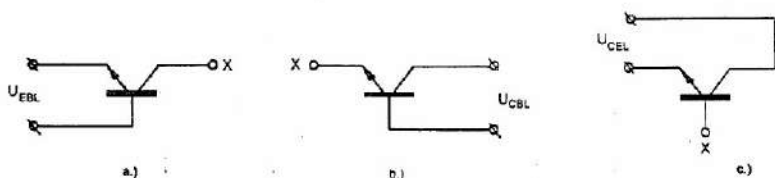
Észrevehetjük, hogy a tranzisztor az inverter áramkörben is kapcsolóként működik. Két sztatikus állapota van (vezet / nem vezet, megfelelően a kimenet logikai 0 és 1 állapotának). A tranzisztor tartósan vagy telítésben, vagy a lezárt állapot közelében van; normál aktív tartományban csak átmenetileg, az átkapcsolások idején működik (5.50b. ábra). Sok közös vonása van tehát a teljesítmény be- és kikapcsolására használt és a logikai áramkörben alkalmazott tranzisztor működésének. Ezért tárgyaljuk e kérdéseket egyazon szakaszban. Jellemző eltérés viszont a következő. A teljesítménykapcsolót arra igyekszünk optimalizálni, hogy minél nagyobb teljesítményt tudjunk vele be- és kikapcsolni, minimális veszteség mellett. Az átkapcsolás gyorsasága másodrendű (bár nem mindig figyelmen kívül hagyható) körülmény. A logikai áramköröknél viszont éppen a működési sebesség az elsődleges szempont; az átkapcsolási időkre kell tehát a fő figyelmet fordítanunk.

5.10.2. Határadatok, maximális kapcsolható teljesítmény

A tranzisztor nem terhelhető tetszőleges mértékben. Feszültségben, áramban, disszipációban figyelemmel kell lennünk azokra a határookra, melyek túllépése az eszköz tönkremeneteléhez vezethet. Ezeket a határadatokat tekintjük át az alábbiakban.

Letörési feszültségek, határfeszültségek. Ha a tranzisztor pn átmeneteit külön-külön tekintjük, érvényesek rájuk a pn átmenet letöréséről leírtak. Az 5.51a. ábra szerint szakadt kollektorvezeték mellett az EB dióda U_{EBL} letörési feszültségét mérhetjük, a b. ábra szerint a CB dióda U_{CBL} letörési feszültségét.

Az EB dióda letörési feszültsége a mai planár tranzisztoroknál 8-12 V körüli, a kettős diffúziós adalékprofilból adódó viszonylag nagy adaléksűrűségek miatt. Ez az alkalmazások szempontjából általában nem zavaró, ezért növelése nem is konstrukciós szempont.



5.51. ábra. A háromféle letörési feszültség

A CB dióda U_{CBL} letörési feszültsége típustól függően 40-200 V közötti, sőt, különleges konstrukciókkal ennek még sokszorosa is elérhető. Az U_{CBL} érték elsőrendű fontosságú adata a tranzisztornak. Ettől függ, hogy mekkora jelamplitúdókat tud az eszköz feldolgozni, mekkora tápfeszültséget alkalmazhatunk. Nagyságát elsősorban a gyengébben adalékolt oldal, tehát a kollektor adaléksűrűsége befolyásolja.

A nagy letörési feszültség gyengén adalékolt kollektorréteget követel. Ez ellentmond egyéb konstrukciós szempontoknak (pl. kis kollektoroldali soros ellenállás). Ezért a kollektor adalékolást a több szempont összeegyeztetésével kialakult kompromisszumból határozzuk meg.

A gyakorlati áramkörök igen sokszor az 5.51c. ábrán vázolt feszültség-igénybevételt jelentik a tranzisztor számára. A bázisvezeték szakadt (vagy áramgenerátoros lezárású), a feszültséget az emitter és a kollektor közé kapcsoljuk. Az így mért letörési feszültség az U_{CEL} feszültség.

Első ránézésre azt gondolnánk, hogy U_{CEL} nagyobb lesz, mint U_{CBL} – hiszen távolabb fekvő két réteg közé kapcsoljuk a feszültséget. A tranzisztor hatás azonban úgy befolyásolja a viszonyokat, hogy U_{CEL} minden esetben kisebb U_{CBL} -nél!

Vizsgáljuk meg, mi okozza ezt a jelenséget! A tranzisztor kollektorárama az (5.36) egyenlethez hasonlóan

$$I_C = -M(A_N I_R + I_{CB0}) \quad (5.99)$$

Eltérés, hogy most figyelembe vettük a lavina sokszorozást, a kollektoráramot szoroztuk a CB átmenet M sokszorozási tényezőjével. Vegyük tekintetbe, hogy szakadt bázisvezeték mellett $I_E = -I_C$. Átrendezések után

$$I_C = \frac{MI_{CB0}}{1 - MA_N} \quad (5.100)$$

Azonnal látjuk, hogy a kollektoráram végtelenhez tart, ha MA_N tart 1-hez. Ez már akkor bekövetkezik, amikor a sokszorozási tényező néhány ezrelékkel meghaladja 1-et, vagyis U_{CBL} -nél jóval kisebb feszültségnél.

A tranzisztor megengedett feszültségét az *érintkezési jelenség* (lásd 3.3.3. pont) is korlátozhatja. Ha a nagy U_{CB} feszültség következtében a kiürített réteg annyira kiszélesedik, hogy a teljes bázisszélességre kiterjed, fellép az emitter és a kollektor érintkezése. A kettős diffúzióval készült tranzisztoroknál a jelenséggel nem kell

számolunk; előbb lép fel a CB lavinaletörés, mint a viszonylag erősen adalékolt bázis teljes kiürülése.

A tranzisztor megengedett feszültségeit (U_{CEmax} , U_{CBmax}) a fenti hatások figyelembe vételével határozzuk meg.

A maximális áram. Ezt elsősorban az áramkiszorítási jelenség korlátozza. Az áramkiszorítás erőteljes fellépte esetén megengedhetetlenül nagy helyi felmelegedés állhat elő az emitter kerületén még akkor is, ha az átlagos disszipáció elfogadható értékű. A tranzisztor elkerülhetetlen inhomogenitásai fokozzák is ezt a hatást. Ha van egy pont az emitter kerületén, ami anyag-inhomogenitás miatt néhány százalékkal nagyobb áramsűrűséggel vezet a környezeténél, akkor ez a pont jobban is melegszik. A nagyobb hőmérséklet ugyanazon feszültség mellett azt jelenti, hogy e helyen jobban nyit az EB dióda, tovább nő az áram. A jelenség így visszacsatolódik, és egy határ felett pontszerű *hőmegfutásba* mehet át, az eszköz tönkremenetelét okozva. A tranzisztor I_{Cmax} maximális kollektoráramát úgy határozzuk meg, hogy még biztonsággal elkerüljük ezt a jelenséget.

Másodlagos letörés. Egyidejűleg nagy árammal és nagy feszültséggel terhelt tranzisztoroknál léphet fel ez a jelenség. Az áram alatta van I_{Cmax} -nak, a feszültség U_{CEmax} -nak, és a kettő szorzata sem haladja meg a megengedett disszipációt. Ennek ellenére előállhat, hogy a tranzisztor hirtelen kollektor-emitter zárlatot kezd mutatni. A jelenség sokszor irreverzibilis; tönkremenetelt okoz. Az ok most is pontszerű hőmegfutás, az emitter keresztmetszet valamely inhomogenitása környezetében. Nagy U_{CE} feszültségnél a lokális disszipáció már viszonylag kis áramsűrűségnél nagy lehet, ezért a jelenség I_{Cmax} töredékénél is felléphet. A jelenség számításal nehézzen követhető; a félvezető katalógusok a tapasztalati úton megállapított biztonságos működési tartományt közlik. Ez a "safe operating area", SOA.

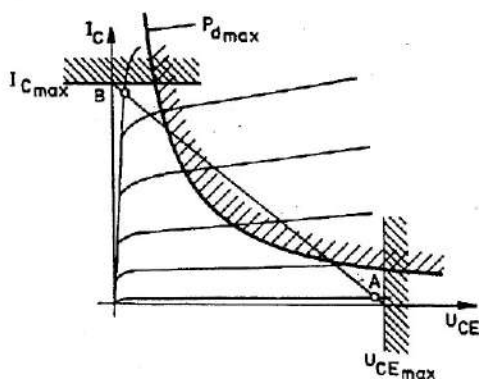
Maximális disszipáció, P_{dmax} . Ez további lényeges határadata a tranzisztornak. Értéke a tokozás, hőelvezetés módjától függ: ugyanúgy, ahogy a diódára vonatkozóan a 4.1.2 pontban már részleteztük. Most is érvényes az, hogy ez a határadat pillanatszerűen túlléphető, ha vigyázunk arra, hogy ez alatt a belső hőmérséklet ne szaladjon a megengedett fölé. Ennek számításához most is az impulzus hővezetési ellenállás fogalmát használjuk. A katalógusok a tranzisztorokra vonatkozóan is közölnek a 4.7. ábrához hasonló diagramokat.

A maximális kapcsolható teljesítmény. Tegyük fel, hogy egy tranzisztor az 5.49. ábrán látható áramkörben dolgozik. Kérdés: optimális méretezésnél mekkora teljesítményt tudunk a fogyasztóra rá- ill. lekapcsolni, és ehhez az optimális beállításhoz milyen ellenállású fogyasztó tartozik?

Az 5.52. ábrán felrajzoltuk a tranzisztor karakterisztikáját, feltüntetve az I_{Cmax} , U_{CEmax} , P_{dmax} adta korlátokat. A kapcsolható teljesítmény akkor lesz a legnagyobb, ha a tápfeszültség a megengedhető legnagyobb, tehát U_{CEmax} , és ha bekapcsolt állapotban a fogyasztón a megengedhető legnagyobb, I_{Cmax} áram folyik. Ennek tudatában rajzoltuk az optimális munkaegyenest az A és B pontok közé az ábrán. Az optimális beállítás adatai jó közelítéssel

$$R_{opt} = \frac{U_{CEmax}}{I_{Cmax}}, \quad P_{max} = U_{CEmax} \cdot I_{Cmax} \quad (5.101)$$

Az eredményeket korrigálhatnánk még a bekapcsolt állapot U_{CES} maradékfeszültségének figyelembevételével, de ez a pontosítás a százalék nagyságrendbe esik; elhanyagolható.



5.52. ábra. Megengedett működési tartomány az $I_C(U_{CE})$ karakterisztikán

Érdemes megjegyezni, hogy a maximális kapcsolható teljesítmény sokszorosa lehet a maximális disszipációnak! Például a BD 442 tranzisztorra $P_{dmax} = 36$ W, ugyanakkor $U_{CEmax} = 80$ V, $I_{Cmax} = 4$ A, tehát a maximális kapcsolható teljesítmény $P_{max} = 320$ W.

5.10.3. Áramköri tranziensek

Ebben és a következő pontban azt igyekezünk feltárni, hogy milyen hatások befolyásolják a tranzisztoros kapcsoló (pl. az 5.50a. ábrán látható inverter) átkapcsolási folyamatát a két stacionárius munkapont között. Célunk ehhez fűződően a kapcsolási idők számításának bemutatása is.

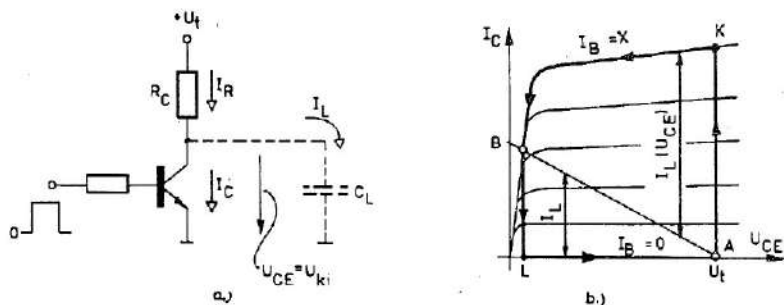
Az átkapcsolási jelenségek körében két alapesetet különböztetünk meg.

1. A tranzisztorhoz csatlakozó hálózatnak számottevő reaktáns összetevői vannak; akkorak, hogy a változások sebességét elsődlegesen azok határozzák meg (kapacitások töltődése/kisülése, induktív terhelés áramváltozása stb.). Ekkor beszélünk *áramköri tranziensekről*.
2. A csatlakozó hálózat ohmos; reaktanciáinak hatása elhanyagolható a működési sebesség tranzisztoron belüli korlátozó tényezői mellett. Ez a *belső tranziensek* esete.

A jelen pontban az áramköri tranziensek jellegzetes példáját: a kapacitív terhelésű kapcsolót mutatjuk be. A következő pontban a belső tranzienseket tárgyaljuk.

Kapacitív terhelésű kapcsoló. Tekintsük az 5.53a. ábrán látható inverter áramkört. A kimenetet a C_L kapacitás terheli (pl. egy csatlakozó hosszú vezeték szórt kapacitása). Feltételezésünk szerint a terhelő kapacitás elég nagy ahhoz, hogy az általa okozott tranziensek mellett a tranzisztor belső tranziensei már elhanyagolhatók legyenek.

(Többnyire már néhány pF kapacitásnál így van.) Ez feljogosít arra, hogy most a tranzisztort ideálisnak, végtelenül gyorsan működőnek tekintsük.



5.53. ábra. Tranzisztoros kapcsoló kapacitív terheléssel

Az inverter két stacionárius munkapontját az 5.53b. ábrán A és B-vel jelöltük. Tegyük fel, hogy vizsgálatunk kezdetén a bázisáram zérus, és az áramkör a stacionárius A munkapontban van. Most a bemenetet vezérelve hirtelen megemeljük a bázisáramot az $I_B = X$ értékre. A tranzisztor karakterisztikaszeregéből ezzel az $I_B = X$ görbe válik érvényessé. Ennek metszéspontja a munkaegyenessel kiadja a tranziens folyamat végén majd beálló új stacionárius állapotot (B pont). Most viszont még csak a folyamat kezdetén vagyunk. Vizsgáljuk meg, melyik munkapontban lesz a tranzisztor a bázisáram megemelését követő első pillanatban. A tranzisztor kollektora és emittora közé kapcsolódik a terhelő kapacitás; ezen a feszültség ugrásszerűen nem változhat meg. Így az U_{CE} feszültség az első pillanatban változatlan marad; a munkapont az $I_B = X$ görbére, a K pontba ugrik fel. Ez viszont azzal jár, hogy különbözővé válik a tranzisztor I_C és a munkaellenállás I_R árama. A kettő különbsége a terhelő kapacitás mindenkor töltőárama:

$$I_L = I_R - I_C \quad (5.102)$$

Az I_L áram most negatív, a kondenzátor kisül. Feszültsége és ezzel U_{CE} egyre csökken, a tranzisztor munkapontja az $I_B = X$ görbén vándorol egyre balra. Közben az I_L áram is változik, hiszen az I_C és I_R különbségeként, tehát az $I_B = X$ görbe és a munkaegyenes közötti függőleges metszékként adódik. Ez az I_L metszék tehát függvénye U_{CE} -nek. Amikor a munkapont megközelíti a B pontot, az I_L metszék egyre kisebb és tart a zérushoz. Ezzel a kondenzátor kisütő árama is zérushoz tart. A változás lelassul és a munkapont (aszimptotikusan) tart a B stacionárius munkapontához.

Szükség esetén e függvény pontos lefutását is megállapíthatjuk. Ehhez a terhelőkapacitás feszültsége és árama közti összefüggést kell felírnunk:

$$C_L \frac{dU_{CE}}{dt} = I_L(U_{CE}) \quad (5.103)$$

Ez differenciálegyenlet az $U_{CE}(t)$ függvényre. Mivel a jobb oldal $I_L(U_{CE})$ függvénye csak grafikusán adott, megoldása numerikus-grafikus módszerekkel lehetséges. Ha a tranzisztorkarakterisztika $I_B = X$ görbéjére analitikus közelítést vezetünk be, akkor természetesen analitikusan is megoldható az egyenlet.

Sok esetben nincsen szükségünk a függvény pontos lefutására, csak arra az adatra, hogy a teljes átkapcsolás mennyi idő alatt zajlik le. Az átkapcsolás kezdetén U_{CE} az A pontnak megfelelő U_A értékű; az átkapcsolás végének azt az időpillanatot tekintjük, amikor a kimenő feszültség átmetszi a logikai 0 érték felső határát jelentő U_0 értéket. Ezt figyelembe véve, (5.103) integrálásával a kapcsolási idő így adódik:

$$t_{1 \rightarrow 0} = C_L \int_{U_A}^{U_0} \frac{1}{I_L(U_{CE})} dU_{CE} \quad (5.104)$$

Vizsgáljuk most meg a kikapcsolási folyamatot! A tranzisztor bázisáramát hirtelen zérusra csökkentjük. A karakterisztikák közül most az $I_B = 0$ érvényes, ami gyakorlatilag a vízszintes tengellyel esik egybe. Az átkapcsolás kezdetén a munkapont a B pontból az L pontba ugrik (5.53. ábra). A kapacitás I_L árama most pozitív, a kapacitás töltődik. A munkapont most a növekvő U_{CE} -k felé, jobbra vándorol, a folyamat aszimptotikusan tart az A munkaponti stacionárius állapot felé. A folyamatban most a tranzisztornak semmi szerepe nincs. $I_C \cong 0$, a tranzisztor "mintha ott sem lenne", a tranziens most a C_L terhelőkapacitás töltődése az R_C munkaellenálláson keresztül; egy lineáris elemekből álló RC tag exponenciális folyamata tehát. Az. (5.103) egyenlet természetesen most is igaz. A jobb oldalon álló függvényt most analitikusan is könnyen megadhatjuk:

$$I_L = (U_i - U_{CE}) / R_C \quad (5.105)$$

Ebből a megoldás:

$$U_{CE}(t) = U_i - (U_i - U_B) \exp(-t / R_C C_L) \quad (5.106)$$

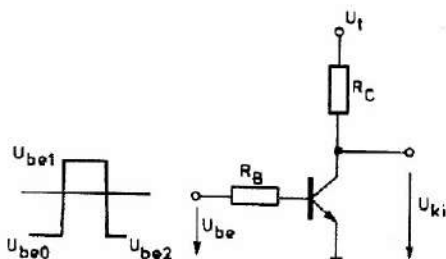
A tárgyalt felépítésű inverter áramköröknél a tranzisztor bekapcsolása (a kimenet logikai $1 \rightarrow 0$ átmenete) sokkal gyorsabban zajlik le, mint az ellentétes átváltás. Ennek oka abban keresendő, hogy a kimenet $1 \rightarrow 0$ átmeneténél a tranzisztor aktív; nagy árammal süti ki a terhelő kondenzátort, "lehúzza" a kimenetet. A kisütő áram és ezzel a gyorsaság a bázis erőteljesebb vezérlésével szükség szerint növelhető. A kimenet $0 \rightarrow 1$ átmeneténél viszont a tranzisztor kikapcsolt állapotban van; szerepe nincs. A kondenzátor az R_C ellenálláson át töltődik fel, a folyamatot a tranzisztor vezérlésével semmi módon nem lehet gyorsítani. A dolgon csak úgy segíthetünk, ha a kimenet "felhúzását" nem egy passzív elemre, ellenállásra bizzuk, hanem egy másik, szintén vezérelt tranzisztorra. A nagyobb igényeket kielégítő inverter kapcsolásokra többnyire ez a jellemző.

5.10.4. A belső működés tranziensei

Vizsgáljuk meg most a tranzisztoros inverter működését olyan körülmények között, amikor a külső reaktáns elemek hatása elhanyagolható. Ekkor az átkapcsolási folyamatot egyedül a tranzisztor belső kapacitásai, töltésváltozásai határozzák meg, a sebességet ezek korlátozzák.

Tekintsük az 5.54. ábra áramkörét! Az inverter kapcsolás bemenetén a vizsgálat kezdetén negatív feszültség legyen (U_{be0}), amit hirtelen (sokkal gyorsabban, mint a

tranzisztor belső tranzienseinek ideje) átváltunk az U_{be1} pozitív bemenő feszültségre. Utóbbi hatására a tranzisztor bekapcsol. A bekapcsolási tranziens teljes lezajlása után a bemeneti feszültséget ismét negatívra váltjuk: az $U_{be2} = U_{be0}$ értékre. Ennek hatására a kikapcsolási tranziens jelenség játszódik le. Ezt a két folyamatot fogjuk a következőkben részletesen nyomon követni, először csak kvalitatíve mérve fel az átkapcsolást meghatározó fizikai hatásokat, azután a tranziens idők számításának módját is érintve.



5.54. ábra. Áramkör a belső tranziensek vizsgálatához

A kvalitatív magyarázathoz az 5.54. ábrán látható inverter kapcsolás be- és kikapcsolási tranziens folyamatát az összes lényeges jellemző időfüggésének felvázolásával tesszük követhetővé (5.55. ábra).

A $t = 0$ időpillanatban a bemenetre a negatív U_{be0} feszültség kapcsolódik. A tranzisztor EB diódája lezárt állapotban van, az I_B bázisáram gyakorlatilag zérus. Az R_B ellenálláson feszültség nem esik; a tranzisztor bázis-emitter feszültsége megegyezik a bemenet U_{be0} feszültségével. Mivel a tranzisztor lezárt állapotban van, I_C és a bázis felhalmozott Q_B töltése is zérus.

A bekapcsolási folyamat

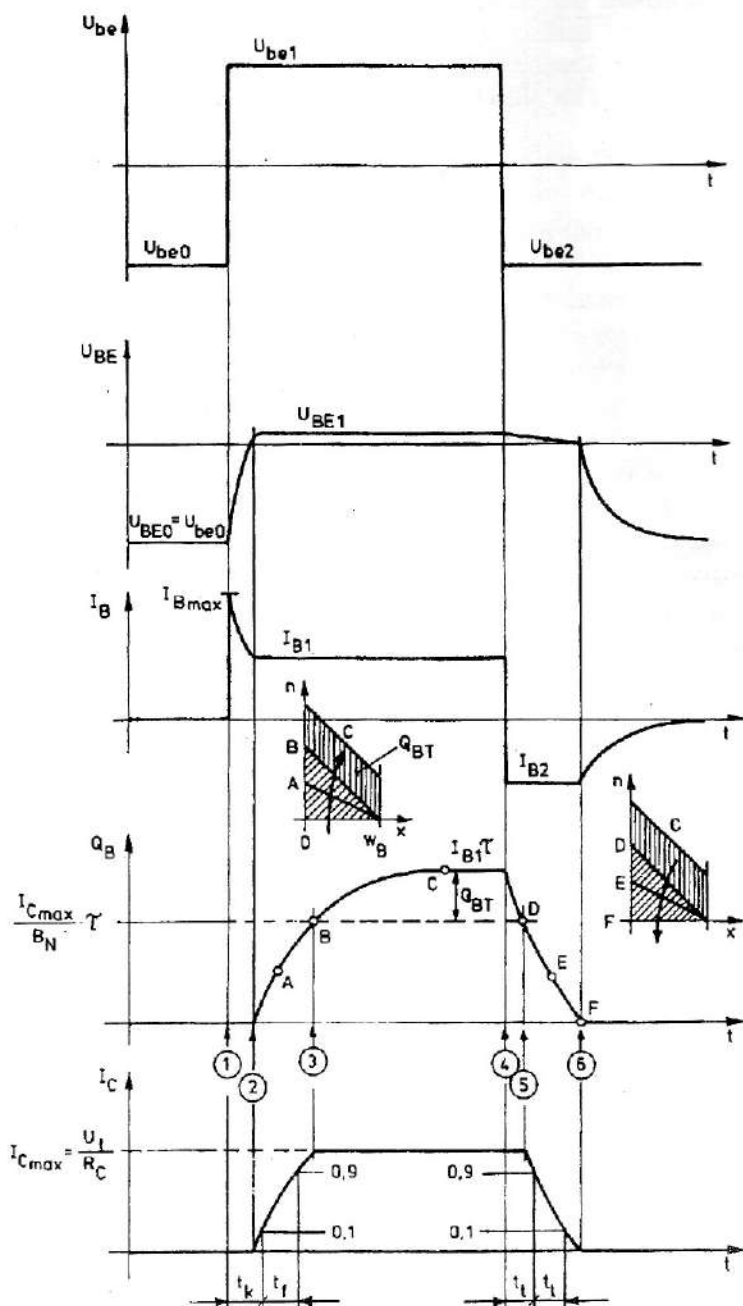
Az ábrán ①-gyel jelölt pillanatban a bemenet feszültsége a pozitív U_{be1} értékre vált. A tranzisztor bázis-emitter feszültsége viszont az első pillanatban marad az $U_{BE0} = U_{be0}$ értéken, mivel a bázis-emitter tértöltés-kapacitás feszültsége ugrásszerűen nem változhat meg. Ez annyit jelent, hogy e pillanatban az R_B ellenállás két vége között $U_{be1} - U_{be0}$ feszültségkülönbség áll fenn; a bázison tehát

$$I_{B\max} = \frac{U_{be1} - U_{be0}}{R_B} \quad (5.107)$$

áram folyik. Az ① és ② pillanat közti időszakban ez az áram az EB tértöltés-kapacitást tölti. Az U_{BE} feszültség negatívból nulla felé tart. A bázisáram közben csökken, mert csökken R_B kapcsai között az $U_{be1} - U_{BE}(t)$ feszültségkülönbség. Ezen idő alatt az EB átmenet mindvégig lezárt állapotban van, tehát a bázisban diffúziós töltés még nem halmozódik fel és ennek megfelelően a kollektoráram is zérus.

A vezérlés hatása a kimenetre tehát *késleltetést szenved*: hiába váltottuk át a bemeneti feszültséget az ① pillanatban, ennek hatása a kimeneten, a kollektoráramban a ② pillanattal egyáltalán nem mutatkozik. Bekapcsoláskor tehát először az EB tértöltés-

kapacitás feszültségét kell megváltoztatni; az ehhez szükséges idő késleltetésként jelentkezik.



5.55. ábra. A bipoláris tranzisztor belső tranziensei

A ② időpont után a bázis-emitter feszültség pozitívvá válik. A tranzisztor vezetni kezd. Elkezdődik a bázistöltés felépülése és vele kb. arányosan megindul a kollektoráram felfutása. Ez a *felfutási szakasz*. A felfutás alatt az U_{BE} feszültség már nem sokat változik: megmarad a pn átmenet nyitó feszültségének $0,6-0,7$ V körüli értékén. Ez arra vezet, hogy a bázisáram is kb. állandó:

$$I_{B1} \approx \frac{U_{be1} - 0,7}{R_B} \quad (5.108)$$

Vagyis a bázistöltés felhalmozódása állandó töltőáram mellett, tehát időben exponenciálisan zajlik le. A végérték $Q_B = I_{B1} \cdot \tau$, ahol τ körülbelül egyenlő τ_B -vel, a bázis kisebbségi hordozóinak élettartamával.

A $Q_B(t)$ függvény mellett egy kis ábrán feltüntettük a bázistöltés eloszlását is a bázisban. Látjuk, hogy a töltés növekedtével az eloszlás gradiense is nő (az A-val és B-vel jelzett fázis). Ez a kollektoráram arányos növekedését jelenti, amit az $I_C(t)$ függvényen is megfigyelhetünk. A bekapcsolás második fázisában tehát a bázistöltésnek kell felépülnie, az ehhez szükséges idő a kollektoráram véges felfutási idejeként jelentkezik.

A ③ időpillanat elérésekor új jelenség áll elő: a tranzisztor telítésbe megy. Az egyre növekvő kollektoráram ugyanis növekvő feszültségesést hoz létre az R_C terhelő ellenálláson. Ez levonódva a tápfeszültségből, csökkenti a U_{CE} feszültséget. Ha I_C eléri az $I_{Cmax} = U_i/R_C$ értéket, az U_{CE} feszültség "elfogy", beáll a telítés. Ennek a határnak felel meg a ③ időpont. Most a kollektoráram már nem növekszik tovább, azt ugyanis limitálja az U_i/R_C érték. Növekszik viszont a bázistöltés, hiszen még nem érte el az $I_{B1} \cdot \tau$ végértéket. A bázistöltés telítésbe lépést követően felgyűlt részét *telítési többlettöltésnek* nevezzük és $Q_{B\tau}$ -vel jelöljük. A bázis most kialakuló töltéseloszlását is feltüntettük a $Q_B(t)$ függvény mellett (az $n(x)$ függvény C egyenese). Figyeljük meg, hogy a telítés beállta után az eloszlás gradiense már nem növekszik – összhangban azzal, hogy a kollektoráram sem nő tovább. Nullánál nagyobb viszont most a koncentráció az $x = w_B$ helyen, megfelelően annak, hogy telítésben a CB átmenet is kinyitott. A bekapcsolás harmadik fázisában tehát a bázis többlettöltés felhalmozódása zajlik le. Ehhez a kimeneten már nem fűződik változás: a kollektoráram állandó értékű.

A kikapcsolási folyamat

A ④ pillanatban a bemeneti feszültség a negatív U_{be2} értékre vált. A tranzisztor U_{BE} feszültsége viszont még hosszan pozitív marad – mindaddig, amíg a bázis teljes diffúziós töltése el nem távozik. Ez a ⑥ pillanatban következik be, így tehát a ④ - ⑥ intervallumban az R_B ellenállásra U_{be2} feszültség jut (az EB átmenet nyitó feszültségét elhanyagoltuk U_{be2} mellett), így a bázisáram az állandó

$$I_{B2} = \frac{U_{be2}}{R_B} \quad (5.109)$$

értéket veszi fel. Figyeljük meg, hogy az áram most előjelet váltott; nem betölti, hanem elviszi, "kihúzza" a bázistöltést (kihúzóáram). Állandó I_{B2} mellett a bázistöltés csökkenése exponenciális folyamat, ahogyan az ábrán is látjuk.

A bázistöltésnek először a Q_{BT} többlettöltése tűnik el. Az $n(x)$ töltéseloszlás önmagával párhuzamosan tolódik lefelé, amíg a többlettöltés el nem fogy. Gradiense nem változik; a kollektoráram is a konstans I_{Cmax} értéken marad. Egy késleltetés-jellegű jelenséget tapasztalunk tehát: hiába váltottuk át a ④ pillanatban a bemeneten a vezérlést; ennek az ⑤ pillanatig a kimeneten semmi hatása nem mutatkozik. Ezt a jelenséget *tárolási jelenségnek* nevezzük. A kikapcsolás első fázisa a bázis többlettöltés eltűnése; ez alatt a kollektoráram még változatlan marad (tárolás).

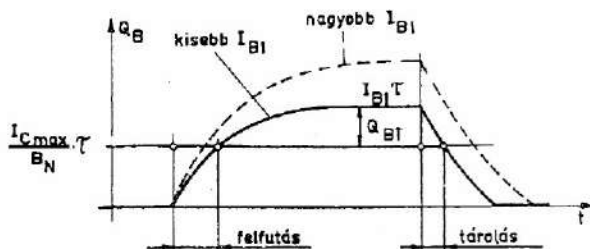
Az ⑤ és ⑥ időpillanat között az állandó I_{B2} kihúzóáram tovább fogyasztja a bázistöltést. A töltéseloszlás a D-E-F fázisokon keresztül tart zérushoz. Az eloszlás gradiense és ezzel a kollektoráram egyre csökken. Ez a *lefutás folyamata*. A kikapcsolás második fázisában tehát a teljes bázistöltés elfogy és ezzel összefüggően a kollektoráram zérusra csökken (lefutás).

A ⑥ időpillanatot követően a tranzisztor EB átmenetének tértöltéskapacitása feltöltődik a negatív U_{be2} bemenő feszültségre. Ahogyan ez a folyamat halad előre, úgy csökken a bázisáram és tart az egyensúlyi, zérushoz közeli értékhez. A kimeneten eközben változás már nem tapasztalható.

A tranzisztor kapcsolási idői: t_k , t_f , t_t , t_l . Ezek rendre a *késleltetés*, *felfutás*, *tárolás*, *lefutás* idejét jelentik. Pontos definíciójuk az 5.55. ábra I_C görbéjéről olvasható le.

A kapcsolási idők a tranzisztor belső sajátosságain túlmenően függenek a vezérlés módjától is. A lényegesebb tendenciákat minden számítás nélkül, az 5.55. ábrát tekintve beláthatjuk.

a) Az I_{B1} áram változtatása. Ha növeljük, csökken a felfutás ideje (lásd az 5.56. ábrát is!). Növekszik viszont a bázis telítési többlettöltése és a tárolási idő. Ha csökkentjük I_{B1} -et, a tárolási idő csökken. $I_{B1} = I_{Cmax}/B_N$ beállításával a tárolás egészen el is tűnik. Ez a megoldás mégsem alkalmazható, mert a felfutás nagymértékben leromlana, továbbá B_N szórása miatt a beállítás nem is volna pontosan megvalósítható. A gyakorlatban olyan mértékű bázisáram túlvezérlést szokás alkalmazni, hogy még az előforduló legrosszabb B_N -nél is biztonsággal telítésig vezérelődjék a tranzisztor.



5.56. ábra. A bázistöltés tranziense különböző túlvezérlések mellett

b) Az U_{be2} feszültség és ezzel az I_{B2} áram változtatása. Ha növeljük a feszültséget, nő az I_{B2} kihúzóáram és gyorsabb lesz a lefutás. Ugyanakkor az EB átmenet nagyobb negatív feszültségre töltődik és a késleltetés megnő.

Látható, hogy az elektromos beállítás változtatása egyidejűleg javítja az egyik időadatot és rontja a másikat; a tervezés itt a megfelelő kompromisszum keresését jelenti.

5.10.5. A töltésegységek

Megfigyelhettük az előző pontban, hogy a tranzisztor tranziens jelenségeit elsődlegesen a bázistöltés felhalmozódása és eltűnése befolyásolja. Ez módot ad arra, hogy a tranziens jelenségek legfőbbjét a bázistöltés változásaira vezessük vissza. Ahogyan a pn átmenet kapcsán, a 3.5.3. pontban már leírtuk, tekinthetjük a bázistöltést olyan elsődleges mennyiségnek, ami minden továbbit (áramot, feszültséget) meghatároz. Ez a *töltésvezérlés* elve.

A pn átmenet után most a tranzisztorra vonatkozóan is felírjuk a töltés időbeni változását meghatározó differenciálegyenletet, a *töltésegységet*. A normál aktív működést vesszük először számításba. Az ehhez tartozó bázistöltést Q_{BN} -nel jelöljük. A bázisáram fedezi ennek a Q_{BN} töltésnek a megváltozását, valamint a rekombináció folytán bekövetkező veszteségét. Ennek megfelelően a bázistöltés egyensúlyára (a pn átmenethez igen hasonlóan) az alábbi egyenletet írhatjuk:

$$I_B = \frac{dQ_{BN}}{dt} + \frac{Q_{BN}}{\tau_n} \quad (5.110)$$

A töltésvezérelt modellre jellemző eljárás, hogy a további áramokat, feszültségeket úgy származtatja a Q_{BN} bázistöltésből, mintha stacionárius viszonyok állnának fenn. Ez nyilván közelítővé teszi a számításokat, hiszen éppen a tranzienseket vizsgáljuk. Stacionárius viszonyok között $I_B = Q_{BN}/\tau_n$. Ezzel a kollektor áram:

$$I_C \cong B_N I_B = B_N \frac{Q_{BN}}{\tau_n} = \frac{Q_{BN}}{\tau_{CN}} \quad (5.111)$$

ahol $\tau_{CN} = \tau_n / B_N$ a tranzisztor *kollektor időállandója*. Ezzel tehát a normál aktív tartományra vonatkozóan a következő formában kaptuk a töltésegységeket:

$$I_B(t) = \frac{dQ_{BN}}{dt} + \frac{Q_{BN}(t)}{\tau_n} \quad (5.112)$$

$$I_C(t) = \frac{Q_{BN}(t)}{\tau_{CN}} \quad (5.113)$$

A fenti egyenletek használata során először meg kell oldanunk az első sor szerinti differenciálegyenletet az érvényes $I_B(t)$ gerjesztés mellett. Ezután a kapott $Q_{BN}(t)$ függvényt a második sorba helyettesítve kapjuk a kollektoráramot az idő függvényében.

A bevezetett egyenleteink csak a normál aktív tartomány leírására alkalmasak. Inverz aktív működésben igen hasonló egyenletek írhatók fel az inverz üzemhez tartozó Q_{BI} bázistöltésre vonatkozóan. A feltételek működés a korábbiakban leírt érveknek megfelelően a normál és az inverz működés szuperpozíciójának tekinthető. Ekkor a normál és az inverz működés töltésegységeit együtt kell megoldani és a két megoldás összegét venni.

A töltésegységeket a fentiekben azzal a közelítéssel vezettük be, hogy az injektálási hatások közel egységnyi és az áramerősítést a transzporthatások határozza meg. Ha nem ez a helyzet, strukturálisan igen hasonló, de állandóiban valamelyest eltérő egyenletekre jutunk.

Megjegyezzük még, hogy a töltésegységekben szereplő időállandók és a tranzisztor határfrekvenciái között szoros kapcsolat van. Például a kollektor időállandó így számolható:

$$\tau_{CN} \cong \frac{1}{2\pi f_a} \quad (5.114)$$