H. TANI, E. VELMRE

POOLJUHTSEADISED JA NENDE KASUTAMINE



KIRJASTUS «VALGUS» · TALLINN 1967

 $\frac{6T2.15}{T21}$

Kunstiliselt kujundanud E. Tali

Raamatus selgitatakse pooljuhtmaterjalides ja mitmesugustes pooljuhtseadistes esinevaid füüsikalisi nähtusi. Esitatakse andmeid pooljuhtseadiste rakendamise kohta raadiotehnikas ja automaatikas. Lühidalt vaadeldakse tähtsamate pooljuhtseadiste konstruktsiooni ja valmistamise tehnoloogiat.

Teos on mõeldud kasutamiseks elektrotehnika, raadiotehnika ja automaatika alal tegutsevatele inseneridele ja tehnikutele ning vastaval erialal õppijatele, samuti ka raadioamatööridele.

ISBN 9789949483341 (pdf)

 $\frac{3 - 3 - 12}{12 - 66}$

EESSÕNA

Kuigi pooljuhtseadiste tehniline rakendamine sai alguse juba mitu aastakümmet tagasi, on pooljuhtelektroonika tõeliselt tormiline areng toimunud ligikaudu viimase viieteistkümne aasta jooksul. Selle aja jooksul on loodud väga palju mitmesuguseks otstarbeks ettenähtud pooljuhtseadiseid ning nad on real kasutusaladel elektronlambid peaaegu täielikult välja tõrjunud. Tänu suurele töökindlusele, väikestele mõõtmetele ja heale kasutegurile kasutatakse pooljuhtseadiseid tänapäeval laialdaselt raadiovastuvõtjates, televiisorites, elektronarvutites, mitmesugustes automaatikaseadmetes jne.

Seni puudus eestikeelne kokkuvõtlik teos, mis küllaidase põhjalikkusega valgustaks tähtsamaid pooljuhtseadistega ning nende kasutamisega seotud küsimusi. Käesoleva raamatu ülesandeks on seda lünka osaliseltki täita.

Raamatus võib eraldada järgmisi suuremaid sisulisi alajaotusi: tahke keha ehitus, elektrijuhtivuse ja *p-n*-siirde teooria (I ja II ptk.); pooljuhtdioodid (III ja IV ptk.); transistorid ja nende rakendusi (V, VI, VII, VIII, IX, X ja XI ptk.); muud pooljuhtseadised, nagu varistor, termistor, fototakisti ja Halli andur (XII ptk.). Raamatu lisades toodud andmed on mõeldud kasutamiseks peamiselt rakendusliku iseloomuga küsimuste lahendamisel.

Raamatus on pearõhk asetatud pooljuhtseadistes asetleidvate füüsikaliste nähtuste selgitamisele. Nende tundmine on vajalik pooljuhtseadiste rakendatavuse piiride ja iseärasuste kindlakstegemisel. Teades neid, saab pooljuhtseadiste võimalusi paremini ära kasutada ning projekteerida optimaalsete parameetritega pooljuhtaparatuuri.

Raamatu piiratud mahu tõttu on pooljuhtseadiste kasutamist käsitlevad paragrahvid III ja XI peatükis küllaltki kokku surutud. Autorid ei seadnudki endale eesmärgiks vaadelda põhjalikult ühe või teise skeemi kõiki võimalikke variante ning anda täpset arvutusmetoodikat, sest nimetatud ainevald vääriks käsitlemist eraldi raamatus. Toodud rakendusnäited on mõeldud kõigepealt pooljuhtseadiste laialdaste kasutamisvõimaluste illustreerimiseks.

Erinevalt paljudest pooljuhtseadiste üldküsimustele pühendatud raamatutest on käesolevas töös küllaltki palju tähelepanu pööratud transistori lülitirežiimile (VIII ptk.), kuna lülitirežiimis töötavaid transistore kasutatakse viimasel ajal väga laialdaselt elektronarvutites, kontaktivabades automaatjuhtimise süsteemides, elektriajamite juhtimisskeemides jne.

Pooljuhtseadiste valmistamise tehnoloogia küsimusi on vaadeldud eelkõige sellest seisukohast, kuidas mitmesuguste tehnoloogiliste võtete rakendamine mõjutab seadise parameetreid. Käesolevas raamatus on võimatu kirjeldada kõiki seniajani välja töötatud pooljuhtseadiste konstruktiivseid erikujusid. Kirjeldatud on kõige iseloomulikumad ja rohkem kasutamist leidnud variandid, samuti mõningad uuemad suurte perspektiividega pooljuhtseadised, nagu kiletransistor ja MOP-transistor. Raamatu piiratud mahu tõttu on vaatluse alt välja jäänud nn. tahked lülitused, mida tänapäeval väga intensiivselt edasi arendatakse. Samuti on välja jäetud veel väljatöötamisjärgus olevad, kuid sellele vaatamata suurt huvi pakkuvad seadised, nagu metallbaasiga transistorid, optilised transistorid, heterosiiretega seadised jt.

Käesoleva raamatu kirjutamisel oli tõsiseks raskuseks väljakujunemata eestikeelne terminoloogia. Seoses sellega on autoritel tulnud kasutusele võtta ka mõned uued terminid, näiteks puhtpooljuht, vaegkiht, läte, pais ja suue. Üldiselt on kasutatud terminid püütud viia vastavusse koostatava vene-eesti elektrotehnilise sõnaraamatuga.

Raamatu kirjutamisel jagunes töö autorite vahel järgmiselt. Sissejuhatuse, I, II, III, IV ja XII peatüki ning IX peatüki paragrahvid I, 2, 3, 4, 9 ja 11 kirjutas H. Tani; V, VI, VII, VIII, IX ja X peatüki, samuti XI peatüki paragrahvid 5, 6, 7, 8, 10, 12 ning lisad kirjutas E. Velmre.

Autorid avaldavad tänu retsensent U. Tammele, TPI tööstuselektroonika kateedri dotsendile O. Pikkovile ning Projekteerimis-Tehnoloogilise ja Teadusliku Uurimise Instituudi automaatikavahendite laboratooriumi töötajatele kasulike nõuannete ja kriitiliste märkuste eest, mida nad tegid käsikirja läbivaatamisel ja üksikküsimuste arutamisel.

Autorid

SISUKORD

Ees Sis	sõna sėjuha	tus
1,		Tahke keha elektrijuhtivus
spand spand panel panel spand stand	1. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8.	Tahke keha kristallstruktuur15Tahke keha tsooniteooria ja elektrijuhtivus16Sidejõud kristallis24Pooljuhtmaterjalide elektrijuhtivus26Pooljuhi elektrijuhtivus sõltuvus temperatuurist31Laengukandjate kontsentratsiooni tüürimine pooljuhis42Fotoelektrilised ja optilised nähtused pooljuhis49Halli efekt51
2.		Kontaktnähtused pooljuhis
2.2.2.2.	1. 2. 3. 4.	Nähtused mittehomogeenses pooljuhis, <i>p-n</i> -siirde moodustumine 54 <i>p-n</i> -siirde pinge-voolukarakteristik
3.		Pooljuhtdioodid
	1. 2. 3. 4. 5. 6.	Punktdioodid ja pinddioodid 74 Pooljuhtdioodi staatilised karakteristikud ja aseskeem 78 Pooljuhtdioodi parameetrite temperatuurisõltuvus 89 Pooljuhtdioodi aseskeem vahelduvvoolule 92 Pooljuhtdioodi töö impulssrežiimis 96 Pooljuhtdiood kõrgsagedusdetektorina ja vahelduvvooluventiilina 99
4.		Eritüüpi pooljuhtdioodid
4. 4. 4. 4. 4. 4.	1. 2. 3. 4. 5. 6.	Ränistabilitronid

5

5. Transistori tööpõhimõte

5. 5. 5. 5. 5. 5. 5. 5. 5. 5.	1. 2. 3. 4. 5. 6.	Punkttransistor 1 Pindtransistor 1 Füüsikalised nähtused kahe p-n-siirde koostoimel 1 Transistori põhilised iseloomustussuurused 1 Transistori füüsikaline aseskeem ja selle parameetrid 1 Transistori parameetrite sõltuvus töörežiimist ja temperatuurist 1	29 31 33 42 48 57
6.		Transistori staatilised karakteristikud	
6. 6. 6.	1. 2. 3.	Ideaalse transistori staatilised karakteristikud	62 68 76
7.		Transistor lineaarses võimendusrežiimis	
7. 7. 7. 7. 7. 7. 7. 7. 7.	1. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8. 9.	Transistor kui lineaarne neliklemm1Transistori Z-, Y-, ja H-parameetrid1Ühise h-parameetrite mõõtmine2Transistor ühise emitteri, baasi ja kollektoriga lülituses2Negatiivse tagasisidestuse kasutamine2Liittransistor2Transistori tööpunkti stabiliseerimine2Transistori töö kõrgetel sagedustel2Transistori mürad2	94 97 06 09 18 25 29 38 57
8.		Transistor lülitirežiimis	
8. 8. 8. 8.	1. 2. 3. 4. 5.	Transistorlüliti staatiline režiim2Siirdeprotsessid ühise emitteriga transistorlülitis2Lülitirežiim mitmesuguse iseloomuga kollektortakistuste puhul2Liittransistor lülitirežiimis2Transistorkatkesti2	66 78 86 94 97
9.		Transistori soojusreziim	
9. 9. 9.	1. 2. 3.	Transistori soojuslikud parameetrid ja aseskeem	07 10 13
10.		Mitmesuguseid transistoritüüpe ja nende omadusi	
10. 10. 10. 10. 10.	1. 2. 3. 4. 5.	Difusioontransistorid	17 23 32 41 45
11.		Transistori rakendusi	
11. 11. 11. 11. 11. 11.	1. 2. 3. 4. 5. 6.	RC-sidestuses võimendusaste 3 Trafosidestuses võimendusaste 3 Võimsusvõimendusaste 3 Helisagedusgeneraator 3 Sümmeetriline triger 3 Emittersidestusega triger 3	51 57 59 62 65 71
11.	7. 8.	Multivibraator	76 81
11. 11.	9. 10.	Blokeergeneraator	84 89

11. 11. 11. 12.	Pingemuundur	393 396
12.	Teisi levinumaid pooljuhtseadiseid	
12. 1. 12. 2. 12. 3. 12. 4.	Varistor	403 406 413 418
Lisad		
Lisa 1.	Füüsikalisi konstante	423
Lisa 2.	Pooljuhtmaterjalide füüsikalis-keemilisi andmeid	424
Lisa 3.	z-, y- ja h-parameetrite üleminekuvalemid	425
Lisa 4.	Seosed z-, y- ja h-parameetrite ning transistori T-kujulise ase- skeemi parameetrite vahel	426
Lisa 5.	<i>h</i> -parameetrite üleminekuvalemid transistori erinevate lülitus- viiside jaoks	428
Lisa 6.	Valemid võimendusastme iseloomustussuuruste arvutamiseks Z-, Y- ja H-parameetrite järgi	429
Lisa 7.	Valemid võimendusastme iseloomustussuuruste arvutamiseks transistori T-kujulise aseskeemi parameetrite järgi	430
Lisa 8.	Pooljuhtseadiste markeerimine	431
Lisa 9.	Pooljuhtseadiste tingmärgid	434
Kasutatu	id kirjandus	437
Kasutatu	ıd tähiseid	439
Aineregis	ster	442

SISSEJUHATUS

Juba enam kui sada aastat tagasi oli teada, et eri ainetei on väga erinev elektritakistus. Samuti oli olemas üldine ettekujutus sellest, et takistuse sõltuvus temperatuurist ei ole kõigil ainetel ühesugune. Üldiselt arvati, et temperatuuri tõusmisel aine takistus kasvab. Ilmselt oli M. Faraday see, kes hõbesulfiidi elektrilisi omadusi uurides esimesena märkas, et temperatuuri tõusmisel selle aine takistus väheneb. Nende uurimistööde tulemused avaldati 1833. a. Sama nähtust täheldati hiljem ka paljude teiste ainete juures. Metallide kohta teati, et nende elektrijuhtivus on suhteliselt hea ning takistuse temperatuuritegur on positiivne. Et negatiivse temperatuuriteguriga ainetel oli elektrijuhtivus üldiselt väiksem kui metallidel, kuid siiski palju suurem kui isoleerainetel, hakati neid aineid nimetama pooljuhtideks. Takistuse negatiivse temperatuuriteguri olemasolu jäigi aastakümneteks põhiliseks kriteeriumiks, mis määras aine kuuluvuse pooljuhtide hulka.

Nagu selgus hiljem, ei ole see aga ainukeseks kriteeriumiks, seda enam, et teatavatel temperatuuritingimustel võib ka pooljuhtmaterjali takistuse temperatuuritegur olla positiivne.

Tänapäeval loodud kvantmehaanikale rajaneva teooria kohaselt sõltuvad pooljuhtide elektrilised omadused väga oluliselt mitmesugustest lisanditest, mis võivad olla nende koostises. Tol ajal ei saanud loomulikult juttugi olla kõrge puhtusastmega materjalide saamisest, mistõttu ka katsetulemused olid lisandite olemasolu tõttu tihti üksteisele vastukäivad. Sellest tingituna peeti mõningaid metalle kaua aega ekslikult pooljuhtideks ja, vastupidi, mitmeid pooljuhte peeti metallideks.

Vaatamata suurtele raskustele, mis seisid uurijate ees, huvi pooljuhtide vastu järjest kasvas. 1873. a. avastas W. Smith seleeni fotojuhtivuse ning 1874. a. avastas F. Braun alaldusnähtuse püriidi ja galeniidi juures. Seejärel ilmunud suure hulga tööde tulemusena võis juba eraldada tervet klassi aineid — pooljuhte, millel olid järgmised olulisemad elektrilised iseärasused: a) negatiivne takistuse temperatuuritegur;

b) eritakistuse väärtus piirides 10⁻³...10¹⁰ Ωcm;

c) tühised lisandihulgad mõjutavad tunduvalt elektrijuhtivust;

d) paaris metallidega üldjuhul kõrge termoelektromotoorjõud;

e) elektrivcolu alaldamise efekt;

f) mitmesugused kiirgused (valgus, radioaktiivne kiirgus) mõjutavad elektrijuhtivust.

Üheks tähelepanu väärivamaks sündmuseks oli Halli efekti avastamine 1879. a., mis avaldub ristsuunalise emj. tekkimises voolu juhtimisel läbi magnetväljas asuva pooljuhtmaterjalist plaadi. Halli efekti kasutamine kujunes hiljem üheks põhimeetodiks pooljuhtide omaduste uurimisel. Katsete tulemusena tehti kindlaks, et aine elektrijuhtivus sõltub peamiselt kahest tegurist — laengukandjate kontsentratsioonist aines ja nende liikumise vabadusest ehk nn. liikuvusest. Osutus, et laengukandjate liikuvus temperatuuri tõusmisel tunduvalt väheneb. Metallides on laengukandjate kontsentratsioon püsiv, mistõttu temperatuuri tõusmisel elektrijuhtivus liikuvuse vähenemise tõttu samuti väheneb. Pooljuhtides seevastu kasvab laengukandjate kontsentratsioon koos temperatuuriga sedavõrd, et vaatamata liikuvuse vähenemisele elektrijuhtivus suureneb.

Rööbiti pooljuhtmaterjalide omaduste uurimisega tekkis huvi nende kasutamiseks tehnikas. Juba 1883. a. valmistas C. E. Fritts esimese seleenventiili. Seoses elektromagnetiliste lainete kasutuselevõtmisega uuriti aastail 1900...1905 võimalusi metalli ja pooljuhi vahelise kontakti kasutamiseks kõrgsagedusvoolude detekteerimisel. Esimese praktilise rakenduse sel alal tegi raadio leiutaja A. S. Popov, kes oma raadiovastuvõtjas kasutas detektorina pooljuhtkristalli. Kristalldetektor jäi raadiovastuvõtjates pikaks ajaks kasutusele.

Suure tõuke pooljuhtide rakendamiseks tehnikas andis tehniliselt kõlblike vaskoksiid- (kuproks-) ventiili ning kuproksfotoelemendi leiutamine 1926. a. L. O. Grondahli poolt ning seleenfotoelemendi leiutamine 1930. a. B. Lange poolt. Sellest peale hakkasid pooljuhtseadised väikesevõimsuseliste ventiilide ja fotoelementide näol massiliselt levima. Kõige enam kasutati neid raadio- ja kinotehnikas (viimases tekkis helifilmi kasutuselevõtmisega tungiv vajadus fotoelementide järele).

Samal perioodil tehti tulemusrikkaid uurimusi ka Nõukogude Liidus V. I. Lenini nimelises Nižni Novgorodi Raadiolaboratooriumis, kus O. V. Lossev 1922. a. avastas mõningate detektorite pingevoolukarakteristikutel negatiivse takistusega ala, mis osutas võimalusele pooljuhtide kasutamiseks võimendina ja generaatorina.

Süstemaatiline ja laiaulatuslik pooljuhtide uurimine Nõukogude Liidus algas 30-ndatel aastatel akadeemik A. F. Joffe juhtimisel. Sellest võtsid osa paljud ülemaailmselt tuntud füüsikud, nagu B. V. Kurtšatov, J. I. Frenkel, V. P. Žuze, B. I. Davõdov, I. J. Tamm jt.

Samal perioodil toimunud elektronlampide võidukäigust tingituna langes aga huvi pooljuhtide kasutamise vastu raadiotehnikas tunduvalt ja 1939. aastaks olid nad sealt praktiliselt välja tõrjutud. Peab märkima, et selleks ajaks olid elektronlambid arenenud juba peaaegu täiuslikkuseni ja rahuldasid kõiki tolleaegse raadiotehnika nõudmisi. 1938. a. tegid R. Hilsch ja R. W. Pohl küll esimese katse pooljuhtvõimendi loomiseks (analoogiliselt elektronlambiga püüdsid nad tüürida elektronide liikumist kristallis oleva elektroodi abil), kuid ei saavutanud tehniliselt rahuldavaid tulemusi.

Huvi pooljuhtide vastu hakkas uuesti kasvama Teise maailmasõja päevil seoses raadiolokatsiooni kiire arenguga. Nimelt ei olnud elektronlambid kõlblikud ülikõrgsageduslike voolude detekteerimiseks ning selleks otstarbeks hakati kasutama ränidioode. 1940...1945. a. uuriti pooljuhte intensiivselt ka Saksamaal, mille tulemusena võeti kasutusele pooljuhtfotoelemendid infrapunase kiirguse avastamiseks. Samal perioodil hakati ehitama esimesi suuri arvutusmasinaid, mis nõudsid kümneid tuhandeid suure töökindlusega võimenduselemente.

Kõige selle tõttu intensiivistus uurimistöö veelgi, eriti Ameerika Ühendriikides, mis viis väga olulisele sündmusele — pooljuhttrioodi ehk transistori leiutamisele J. Bardeeni ja W. H. Brattaini poolt 1948. a. Järgmisel aastal avaldas W. Shockley *p-n*-siirde teooria. Nimetatud tööde eest anti J. Bardeenile, W. H. Brattainile ja W. Shockleyle Nobeli 1956. a. füüsikapreemia. Suure tähtsusega olid ka W. Schottky ja N. F. Motti tööd pooljuhtide teooria alal.

Pärast transistori leiutamist algas pooljuhttehnika tormiline areng. Juba 1952. aastaks olid välja töötatud kõik põhilised pooljuhtseadised — punkt- ja pinddioodid, punkt- ja pindtransistorid, pindtetrood, kanaltransistor jt. Kuna kõrgekvaliteediliste pooljuhtseadiste tootmiseks on vaja väga puhast lähtematerjali, siis on pidevalt täiustatud ka ülipuhaste ainete saamise meetodeid. 1952. a. leiutas W. G. Pfann germaaniumi tsoonpuhastamise mooduse ning juba 1954. a. saadi germaaniumi monokristalle, milles 10¹⁰ germaaniumi aatomi kohta oli ainult 1 lisandaatom.

Tingituna pooljuhtide järjest avarduvatest rakendusvõimalustest hoogustusid veelgi ka teoreetilised uurimistööd. Uurimistöösse lülitusid suured teadlaste ja inseneride kollektiivid, mille tulemusena täiustati oluliselt pooljuhtide teooriat ning leiti nendele palju uusi kasutusalasid.

Tänapäeval toodetakse massiliselt väga mitmesuguseid pooljuhtseadiseid. Kui esialgseks sihiks oli peamiselt alaldite ja võimendite loomine, siis hiljem tekkis n.-ö. «kõrvalproduktidena» hulgaliselt muid seadiseid, nagu pooljuhtstabilitronid, fotodioodid, fototransistorid, tunneldioodid, termo- ning fotoelektrigeneraatorid jne. Esi-

11

mesed transistorid olid madalsageduslikud, väikese võimsusega ja kõrge müratasemega. Seevastu kaasaegsetel transistoridel on müratase tunduvalt madalam, sageduspiir ulatub tuhandetesse megahertsidesse, lubatud kaovõimsus aga ületab 100 vati piiri.

Oluliselt on muutunud ka pooljuhtseadiste tehnoloogia. Üheks esimeseks meetodiks *p-n*-siirde valmistamisel oli kristallide kasvatamine. 1952. a. võeti kasutusele sulandatud *p-n*-siirded ning 1952...

... 1954. a. difundeeritud *p-n*-siirded. Transistoride parameetrite parendamise seisukohalt oli otsustava tähtsusega mesastruktuuri rakendamine 1956. aastal ja epitaksiaal- ja planaartehnoloogia kasutuselevõtmine 1960. aastal.

Kuigi pooljuhtseadised on mitmetelt kasutusaladelt elektronlambid välja tõrjunud, on paljudes seadmetes viimased siiski kindlalt kasutusel, vastupidiselt esialgsetele prognoosidele. See on tingitud pooljuhtide reast iseärasustest ja puudustest. Tehnika ajaloos on see tavaline nähtus — peaaegu ükski uus tehniline seadis ei ole vanu täielikult välja tõrjunud, vaid igaühele on jäänud oma spetsiifiline koht.

Transistori üheks olulisemaks eeliseks elektronlambi ees on suur töökindlus. Elektronlampides on sagedaseks tõrgete põhjuseks kütteniidi katkemine ja katoodi emissioonivõime kaotus. Transistoris neid rikkeid esineda ei saa. Kompaktne konstruktsioon ja detailide väike mass teevad transistori töövõimeliseks ka tugevate vibratsioonide ja löökide tingimustes. Kui elektronlambi garanteeritud tööiga on tavaliselt 500 ... 1000 tundi, siis transistoril moodustab see viimastel andmetel kuni 10000 tundi. Eriti oluline on see aparatuuris, kus elementide arv on suur. Näiteks suur elektronlampidel töötav arvuti (kuni 5000 lampi) on tegelikult enamik ajast töövõimetu ainuüksi juba lampide tööst väljalangemise tõttu. Analoogilised pooljuhtarvutid töötavad kuude jooksul avariideta. Teiseks transistori iseärasuseks on väike tarbitav võimsus. Eriti silmatorkav on see nõrga signaali võimendamisel. Näiteks annab elektronlamp raadiovastuvõtja kõrgsagedusastmes mõned mikrovatid kasulikku võimsust, tarbitav võimsus moodustab aga 5...10 W! Tänu kütteniidi puudumisele ja madalale tööpingele tarbib transistor samades tingimustes 1...2 mW. Ainuüksi NSVL-s kasutatavate raadiovastuvõtjate ja televiisorite üleviimine pooljuhtidele võimaldaks säästa samapalju elektrienergiat, kui toodab seda Dnepri Hüdroelektrijaam.

Kolmandaks iseärasuseks, nagu juba varem märkisime, on pooljuhtseadiste väikesed gabariidid, mis eriti ilmekalt avalduvad tahkete lülituste juures. Teatavasti toodeti varem kõik lülituselemendid üksikuna ning ühendati juhtmete abil. Vastavate lisandite viimisega pooljuhtkristalli on aga osutunud võimalikuks kõigi vajalike lülituselementide — takistuste, mahtuvuste, dioodide ja transistoride ning ühendusjuhtmete moodustamine ühe kristalli pinnal. Seega võib nüüd toota tervikuna terveid raadiotehnilisi sõlmi — võimendusastmeid, generaatoreid, trigereid jne. Tahked lülitused on väga kompaktsed — ühte kuupsentimeetrisse mahub tuhandeid lülituselemente. Kirjandusest on teada tahketest lülitustest elektronarvuti, mille maht on 1,5 dm³.

Kuigi tihti kaldutakse lugema transistori elektronlambi analoogiks, peab silmas pidama mitmeid põhimõttelisi erinevusi nende vahel. Peamised nendest on järgmised. Kui elektronlambi väljundvool on võrdeline sisendpingega, siis transistori väljundvool on võrdeline sisendvooluga; väljundvoolu sõltuvus sisendpingest on põhimõtteliselt mittelineaarne. Teiseks tuleb arvestada, et transistori väljundring on galvaaniliselt seotud sisendringiga, mis tingib tugeva tagasisidestuse. Elektronlampide töötemperatuuride ala on piiratud peamiselt ainult konstruktiivsete raskustega, kuid transistori puhul on see piiratud põhimõtteliselt. Töötemperatuuride ala piiratus ongi tänapäeva pooljuhtseadiste üheks kõige suuremaks puuduseks. Nad on tundlikud ka radiatsioonile, mis raskendab nende kasutamist tugeva kiirguse korral. Suhteliselt suur on transistoride müratase. Raske on saavutada parameetrite korduvust masstootmisel, mis teeb vajalikuks nende küllaltki töömahuka sorteerimise pärast valmistamist.

Pooljuhttehnika on teinud võimalikuks suure progressi paljudel rahvamajanduse aladel. Ei oleks mõeldav kaasaegsete elektronarvutite, automaatikaseadmete, sidevahendite ning eriti kosmiliste objektide loomine ilma pooljuhtseadisteta.

18 aasta jooksul on pooljuhtseadiste tootmine tõusnud üksikeksemplaridelt miljonilistesse partiidesse. Paljudes maades on tekkinud võimas pooljuhtseadiste tööstus. Eriti kõrgelt arenenud on nende tootmine Nõukogude Liidus, Jaapanis, Ameerika Ühendriikides ja Saksa FV-s.

Pidades silmas pooljuhttehnika lühikest iga võib julgesti väita, et selles valdkonnas on ees veel suur avastuste ja saavutuste ajajärk.

1. TAHKE KEHA ELEKTRIJUHTIVUS

1. 1. TAHKE KEHA KRISTALLSTRUKTUUR

Oma ehituselt jagunevad tahked ained kahte klassi — amorfseteks ja kristallilisteks. Kristalliliste ainete peamiseks väliseks erinevuseks amorfsetest on mitmesuguste füüsikalis-keemiliste omaduste sõltuvus suunast. Näiteks on klaasi soojusjuhtivus kõigis suundades ühesugune, teemandi kui kristallilise aine soojusjuhtivus aga sõltub vaadeldavast suunast. Ilmekalt tuleb aine kristalliline struktuur esile murdmisel. Amorfse aine murdepind on tavaliselt ühtlane, kristallilisel ainel on see teralise pinnaga, tihti on näha üksikute «terade» korrapärased nurgad ja tahud.

Kristallilise aine anisotroopsus on tingitud sellest, et kristalli osakesed on korrapäraselt paigutatud kristallivõre sõlmedesse. Kristallivõre, mille üks võimalikest struktuuridest on kujutatud joonisel 1. 1, a, koosneb rakkudest. Raku all mõistetakse kristallivõre sellist osa, mille ümberpaigutamisel tema endaga paralleelselt on võimalik saada kogu kristallivõre. Joonisel 1. 1, a näidatud kristallivõres on rakuks servadel a_1 , a_2 , a_3 põhinev rööptahukas. Raku külgede pikkused ja nende vahelised nurgad võivad olla







mitmesugused. Igale konkreetsele raku kujule vastab kristallivõre erisugune struktuur ehk nn. kristallograafiline süsteem. Põhilisteks kristallograafilisteks süsteemideks on kuubiline, tetrago-

naalne, rombiline, romboeedriline, heksagonaalne, monokliinne ja trikliinne — kokku 7 süsteemi.

Joonisel 1. 1, b on näidatud keedusoola NaCl kristallivõre ehitus. Naatriumi ioonid — mustad ringid — moodustavad tahktsentrilise kuubilise võre, milles aatomid asuvad tippudes ja tahkude tsentrites. Kloori ioonid — valged ringid — asuvad kuubi servade keskpunktides ja kuubi tsentris.

Aatomite asetust kristallis tuleb vaadelda muidugi tinglikult, sest reaalses kristallis on aatomid alalises soojuslikus võnkumises.

Keha välispinnal aatomite asetuse perioodilisus loomulikult lõpeb. Kui aatomid asetsevad korrapäraselt keha kogu mahu ulatuses, nimetatakse sellist keha *monokristalliks*. Kui perioodilisus ilmneb ainult väikeste aineosade piires, siis võib seda vaadelda väikeste, juhuslikult seotud monokristallide kogumikuna; vastavalt nimetatakse ka sellist keha *polükristalliliseks kehaks* ehk *polükristalliks*.

Ka pooljuhtmaterjalid on kristallilise ehitusega. Joonisel 1. 2 on näidatud tüüpiliste pooljuhtide — germaaniumi ja räni struktuur. See on hästituntud teemandi struktuur — iga aatom, mis asub korrapärase tetraeedri keskpunktis, on seotud nelja naaberaatomiga, mis asuvad selle tetraeedri tippudes.

Paratamatult tekib küsimus jõududest, mis määravad aatomitevahelised kaugused kristallis ja hoiavad neid nii korrapäraselt koos. Nende jõudude vaatlemisele asume paragrahvis 1. 3, kus käsitleme keemilisi sidejõude kristallides.

1. 2. TAHKE KEHA TSOONITEOORIA JA ELEKTRIJUHTIVUS

Selleks et asuda tahke keha tsooniteooria vaatlemisele, tuletame lühidalt meelde mõningaid põhimõisteid aatomifüüsikast.

Vastavalt kaasaegsele aatomiteooriale koosneb aatom kahest suurest osakeste grupist — aatomituuma moodustavatest nukleonidest ja seda ümbritsevast elektronkattest. Pooljuhtide teooria käsitlemisel on oluline tunda elektronkatte omadusi. Elektronkatte ehitus ja elektronide liikumine selles on võrdlemisi komplitseeritud, sest elektroni kui laetud osakese liikumist mõjutavad kõik läheduses asuvad elektrilaengud - nii naaberelektronide, aatomituuma kui ka naaberaatomite elektronkatete laengud.

Vaatleme esmalt lihtsaimat juhtu — isoleeritud vesinikuaatomit. Teatavasti koosneb see ühest prootonist, mille elektronkatte moodustab üks selle ümber tiirlev elektron. Peamiseks meid huvitavaks iseloomustussuuruseks elektroni liikumisel on tema energia, mis statsionaarsel orbiidil tiirlemise korral võrdub potentsiaalse energia W_p ja kineetilise energia W_k summaga:

$$W = W_p + W_k = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{mv^2}{2},$$
 1. 1.

kus ϵ_0 — elektriline konstant; ϵ — suhteline dielektriline läbitavus;

r — kaugus tuumast;

m — elektroni mass;

v — elektroni kiirus.

Elektroni liikumisel orbiidil on tuuma ja elektroni vahel mõjuv elektrostaatiline tõmbejõud tasakaalustatud kõverjoonelisest liikumisest tingitud kesktõukejõuga. Elektromagnetilise välja teooriast on teada, et laetud osakese liikumisega kaasneb alati elektromagnetiliste lainete kiirgumine ümbritsevasse ruumi. Vastavalt sellele peaks ka elektron kui laetud osake kiirgama ümber tuuma tiireldes elektromagnetilisi laineid. See aga põhjustaks elektroni energia vähenemise ning lõpuks peaks elektron elektrostaatilise tõmbejõu mõjul langema tuuma. Kuid katseandmetest järeldub, et elektron võib pikka aega püsida kindlal orbiidil, muutmata oma energiat. Seda vasturääkivust saab seletada ainult sellega, et elektroniga seotud elektromagnetilised lained moodustavad teda ümbritsevas ruumis seisva laine. Kulgeva laine korral esineks paratamatult energiavahetus.

Selleks et elektroni tiirlemisel tekiks seisev laine, peab elektroni orbiidi pikkus olema lainepikkusega täisarvuliselt seotud. See aga on mõeldav ainult teatud kindlate orbiidi mõõtmete korral, s. o. orbiidi raadius peab vastama tingimusele

$$2\pi r = n\lambda, \qquad 1. \quad 2.$$

kus $n = 1, 2, 3, \ldots$ — suvaline täisarv;

 $\lambda = \frac{h}{mv}$ — kiirusega v liikuva elektroni lainepikkus;

h — Plancki konstant.

Arvestades seda, et elektrostaatiline tõmbejõud võrdub liikumisel tekkiva kesktõukejõuga, ning pidades silmas tingimust 1. 2. saame

2 Pooljuhtseadised.

17

elektroni püsiva orbiidi raadiuse väljendada järgmise valemiga:

$$r = n^2 \, \frac{\varepsilon \varepsilon_0 h^2}{\pi m q^2} \,. \tag{1. 3.}$$

Nagu nähtub valemist 1. 3, võib elektroni püsiv orbiit omada väga mitmesugust raadiust, muutudes võrdeliselt arvu *n* ruuduga. Arvu *n*, mis näitab, mitu elektroni lainepikkust mahub elektroni orbiidile, nimetatakse *peakvantarvuks*. Asetades valemiga 1. 3 arvutatavad erinevatele peakvantarvudele vastavad raadiuse väärtused elektroni energia valemisse 1. 1, saame:

$$W = - \frac{mq^4}{8(\varepsilon\varepsilon_0)^2h^2n^2}.$$

Niisiis võib aatomituumaga seotud elektron omada rea diskreetseid energiaväärtusi, mis on määratud peakvantarvuga n. Igale peakvantarvu n väärtusele (püsiva orbiidi raadiusele) vastavat energia väärtust nimetatakse elektroni lubatud energianivooks ehk energiaolekuks. Joonisel 1. 3 on näidatud elektroni lubatud energianivoode diagramm. Minimaalsele energianivoole vastab elektroni orbiit peakvantarvuga n = 1. See energianivoo on edaspidi võetud nullnivooks. Elektroni energia loetakse seega positiivseks ning suurenevaks eemaldumisel aatomituumast. Peakvantarvu suurenemisel lähenevad lubatud energianivood üksteisele, moodustades suurte n väärtuste juures praktiliselt pideva spektri (viirutatud ala diagrammil). See on ka loomulik, sest mida rohkem mahub lainepikkusi orbiidile, seda väiksem on suhteline orbiidi muutumine selle pikenemisel ühe lainepikkuse võrra.

Nagu nägime, ei saa seotud elektroni energia olla suvalise väärtusega nagu vaba elektroni puhul, vaid võib olla ainult lubatud väärtusega. Vastavalt sellele ei saa ka elektroni energiat muuta suvalise väärtuse võrra, vaid ainult kindlate annuste, nn. kvantide kaupa. Energia *kvandiks W*₀ nimetatakse

1. 3. Lubatud energianivoode diagramm



kahe kõrvuti asuva lubatud energianivoo vahet. Elektroni üleminekul madalamale energianivoole vabanev energia kiirgub elektromagnetilise laine kvandina; üleminekul kõrgemale energianivoole energiakvant neeldub. Arvuliselt on energiakvant määratav valemiga:

 $W_0 = hv,$ 1.

4.

kus v — kiirguva või neelduva elektromagnetilise laine sagedus.

Kui elektron saab näiteks soojusliikumise või valguskvandi arvel lisaenergiat, siis läheb ta suurema energiaga nivoole, millele vastab suurem peakvantarv n. Kui lisaenergia on suurem sellest energiast, mis on vajalik elektroni viimiseks energianivoole W = 0, siis võib elektron lahkuda tuuma mõjupiirkonnast ning muutuda vabaks elektroniks. Vabale elektronile aga võib anda juba meelevaldseid energiajuurdekasve, näiteks tema kiirendamisega elektriväljas.

Tegelikult ei ole elektroni orbiit mitte ringikujuline, vaid elliptiline. Mitme elektroni olemasolu korral elektronkattes ei ole nende liikumisorbiidid ühel tasapinnal, vaid on erineva ruumilise orientatsiooniga. Peale selle pöörleb elektron ümber oma liikumissuunaga risti oleva telje. Seega siis tegelikus aatomis on elektroni orbiit ja energia määratav nelja kvantarvuga. Nendeks on peakvantarv *n*, orbitaalne kvantarv *l*, orbitaalne magnetkvantarv *m* ja elektroni pöörlemissuund ümber oma telje. Esimene nendest määrab elliptilise orbiidi suure, teine väikese telje pikkuse, kolmas aga magnetilise momendi ehk orbiidi ruumilise orientatsiooni. Elektroni pöörlemisega ümber oma telje on seotud teatav mehaaniline liikumishulga moment ehk *spinn* (*spin* tähendab ingl. k. *pöörlemine*), mille vektor võib orbitaalse liikumishulga momendi vektoriga olla sama- või vastassuunaline.

Vastavalt *Pauli keeluprintsiibile* võib aatomis igal nelja kvantarvuga määratud energianivool asuda ainult üks elektron ehk igal püsival liikumisorbiidil võib liikuda ainult kaks erineva spinniga elektroni. Seega koosnevad ka joonisel 1. 3 näidatud lubatud energianivood tegelikult mitmest, üksteisest vähe erinevast energianivoost.

Asume nüüd kahest aatomist koosneva süsteemi vaatlemisele. Kui nende vahekaugus on küllalt suur, siis elektronkatted üksteist ei mõjuta ning mõlema aatomi elektronid võivad olla mistahes lubatud energianivool. Aatomite vahekauguse R vähendamisel (joon. 1. 4) hakkavad elektronkatted üksteist mõjutama. See põhjustab lubatud energianivoode lõhustumise kaheks. Joonisel 1. 4 on näidatud mingi lubatud energianivoo W_1 , mis kauguse vähenemisel alla kriitilise väärtuse R_1 lõhustub kaheks. Selline lõhustumine toimub loomulikult kõigi lubatud energianivoodega. Väliselt analoogiline olukord esineb sidestatud võnkeringide puhul

19

2*



1. 4. Energianivoo lõhustumine aatomite lähendamisel



1. 5.

Energiatsoonide moodustumine

raadiotehnikas. Kui kaks samale sagedusele häälestatud võnkeringi on teineteisega sidestamata, resoneerivad mõlemad resonantsisagedusel fo. Võnkeringide sidestamisel hakkavad võnkeringide resonantsisagedused alates sidestusteguri kriitilisest väärtusest kõrvale kalduma ja tegelikult moodustub kaks resonantsisagedust. Seda põhjustavad vastastikku ülekanduvad täiendavad reaktiivsused.

Vaadeldes kristalli kui süsteemi N aatomist selgub, et samal põhjusel on kõik lubatud energianivood lõhustunud N energianivooks, mis moodustavad lubatud energiatsoonid. Et aatomite arv on kristallis väga suur, on ka lubatud energianivoode arv tsoonis väga suur. Joonisel 1. 5 on näidatud lubatud energiatsoonide moodustumine aatomitevahelise kauguse vähenemisel. Nagu näha, üksikud tsoonid isegi kattuvad. Kõige laiemad tsoonid moodustuvad kõrgematel energianivoodel. Väiksema energiaga elektronid asuvad tuumale lähemal ning seetõttu on teiste aatomite elektronkatete mõju neile väiksem. Teatavasti on keerukamates aatomites elektronkate kihilise ehitusega. Sealjuures avaldavad naaberaatomid maksimaalset mõju valentselektronide kihile (valentselektronid moodustavad teatavasti elektronkatte kõige välimise kihi). Tsooni igal lubatud energianivool võib elektron olla, kuid võib

ka puududa. Kui elektronid asuvad tsooni kõigil energianivoodel,

nimetatakse tsooni *täidetud tsooniks*; kui osa energianivoosid on vaba, nimetame tsooni *osaliselt täidetud tsooniks*, kui aga elektroni ei ole ühelgi energianivool, nimetame tsooni *vabaks tsooniks*. Joonisel 1. 6 on näidatud elektronide asetus tsooni erinevatel energianivoodel. Et Pauli printsiibi kohaselt saab igal energianivool olla ainult kaks elektroni — üks positiivse, teine negatiivse spinniga, võib N energianivoost koosnevas tsoonis olla maksimaalselt 2Nelektroni. Seega joonis 1. 6, a vastab täidetud tsoonile ning 1. 6, b — osaliselt täidetud tsoonile. Kahe lubatud energiatsooni vahelist ala, milles ei asu ühtki lubatud energianivood, nimetatakse *keelutsooniks*.

Üksikute tsoonide täidetuse uurimisel ilmneb, et madalama energiaga tsoonid on kõik täidetud. See on ka loomulik, sest iga süsteem püüab võtta minimaalse energiaga olekut. Tegelikult on kõik elektronkatte sisekihtidele vastavad energiatsoonid täidetud. Elektronkatte väliskihile (valentselektronidele) vastavate energiatsoonide ehitus on komplitseeritum. Pooljuhtide teooria seisukohast on aga valentselektronide käitumine määrava tähtsusega, seepärast vaatleme edaspidi lähemalt ainult valentstsooni ja sellele järgnevat, nn. *juhtivustsooni.*

Elektronkatte väliskihis on sõltuvalt ainest üks kuni kaheksa elektroni, kusjuures elektronide arv määrab ka sellele kihile vastava valentstsooni ehituse.

Võtame näiteks leelismetalli naatriumi, mille elektronkatte väliskihis asub üks elektron. Moodustades kristalli N aatomist, saame valentstsooni mahuks N lubatud energianivood. N energianivoo! võib olla kuni 2N elektroni, meil on aga ainult N elektroni, seega pooled energianivood jäävad vabaks. Ergastamata olekus asuvad

elektronid vööndi $\frac{1}{2}N$ madalamal energianivool, kuna kõrgemad energianivood on vabad.



Elektronide asetus energiatsoonis:
 a — täidetud, b — osaliselt täidetud tsoonis

Ainetel, mille aatomi elektronkatte väliskihis on kaks vastupidise spinniga elektroni, osutub valentstsoon täidetuks, sest tsoonis moodustuvale N energianivoole mahub just täpselt 2N elektroni. Üldse saab valentstsoon olla täidetud ainult siis, kui elektronkatte väliskihis on paarisarv elektrone.

Asume nüüd selgitama tahke aine elektrijuhtivuse mehhanismi. Peab märkima, et kuni tsooniteooria loomiseni ei olnud võimalik anda enam-vähem objektiivset seletust elektrijuhtivuse mehhanismile. See on ka loomulik, sest võrreldes elektrolüütilise juhtivusega või juhtivusega, mis esineb elektrovaakuumseadistes, on tahke aine juhtivusmehhanism võrreldamatult komplitseeritum. Varem püüti tahke aine elektrijuhtivuse seletamisel lähtuda analoogiast elektronide liikumisega vaakuumis. Nimelt oletati, et metallides ei ole elektronid seotud kindlate aatomitega ja moodustavad vabade elektronide kogumiku, «elektrongaasi». Sellised elektronid võiksid siis kristallis liikuda takistamatult, moodustades elektrivoolu Edasi oletati, et aatomjääkide laengud üksteist täielikult kompenseerivad, mistõttu kristallis elektriväli puudub. Väli on tasakaalustamata ainult kristalli väliskülgedel, mis loob elektronide väljumist takistava potentsiaalbarjääri. Aluseks sellele oli oletus, et metallides võivad valentselektronid aatomist kergesti eralduda, isoleerainetes on nad aga tugevasti seotud. Kuid nagu näitasid hilisemad katsed, ei ole see oletus paikapidav — metallide ja isoleerainete ionisatsioonienergiad erinevad üksteisest väga vähe.

Kvantmehaanikale rajanev tsooniteooria lubab seletada usutavamalt tahke aine elektrijuhtivuse mehhanismi. Kaasaegse elektrijuhtivuse teooria rajas A. H. Wilson 1931. a. Edaspidistes arutlustes tuginemegi Wilsoni teooriale.

Selleks et osa võtta elektrijuhtivusest, peab elektronidel olema võimalus elektrivälja arvel muuta oma energiaolekut. Kui elektronil on võimalik minna ühelt energianivoolt teisele, siis võrdub tema energia muutus nendele energianivoodele vastavate energiate vahega. Tsoonis olevate energianivoode suure arvu tõttu on nende vahe väga väike (umbes 10⁻²² eV), mis lubab anda elektronile väga väikesi energia muutusi, ehk, teiste sõnadega, juba väga nõrk elektriväli kutsub esile elektronide energia muutuse ning põhjustab elektrivoolu. Selleks aga, et elektronid võiksid tsoonis oma energiaolekut muuta, peab antud tsoonis olema vabu energianivoosid. Täidetud tsoonis selline võimalus loomulikult puudub, mistõttu sellises tsoonis asuvad elektronid ei saa elektrijuhtivusest osa võtta. Nagu eespool selgus, võib vabu energianivoosid esineda ainult valents- või sellest kõrgemal asuvas tsoonis, seega võivad elektrijuhtivusest osa võtta ainult viimased. Niisiis on elektrijuhtivuse olemasolu vajalikuks tingimuseks vabade energianivoode olemasolu tsoonis.

Selgitame nüüd, millistel juhtudel võib tsoonis olla vabu energianivoosid.









1. Ainetel, mille elektronkatte väliskihis on paaritu arv elektrone, jääb osa valentstsooni energianivoosid vabaks; seega võivad sellised ained olla elektrijuhid (joon. 1. 7, α).

2. Kui elektronkatte väliskihis on paarisarv elektrone, on valentstsoon täidetud. Paljudel ainetel aga valentstsoon ja järgmine, vaba tsoon, nn. juhtivustsoon, osaliselt kattuvad. Järelikult leidub resulteerivas tsoonis küllaldaselt vabu energianivoosid (joon. 1. 7, b). Paarisarvulise valentselektronide arvuga metallide elektrijuhtivus on järelikult seletatav just tsoonide osalise kattumisega.

3. Kui täidetud valentstsooni ja järgmise vaba tsooni energiavahe ΔW (joon. 1. 7, c) ei ole suur (germaaniumil $\Delta W = 0,66 \text{ eV}$), võib osa elektrone soojuslike võngete või ka valguse toimel saada

23

juurde energiat sellisel määral, mis on piisav keelutsooni ületamiseks. Pärast sellist üleminekut jääb valentstsoonis energianivoo vabaks, millele võib asuda elektron sama tsooni mingilt teiselt energianivoolt. Juhtivustsoonis asuv elektron võib muuta samuti oma energiat tsooni piires. Seega on nii valentstsoonis kui ka juhtivustsoonis loodud tingimused elektrijuhtivuseks. Aineid taolise tsoonidiagrammiga nimetatakse *pooljuhtideks*. Nende tüüpilisemaiks esindajaiks on neljavalentne germaanium ja räni.

4. Kui valentstsoon on täidetud ja sealjuures juhtivustsoonist eraldatud laia keelutsooniga, siis on elektroni üleminek valentstsoonist juhtivustsooni väga raske ning neid läheb üle väga vähe. Sellistes ainetes ei ole eeldusi elektrijuhtivuse tekkimiseks ning neid nimetatakse *isoleeraineteks* ehk *dielektrikuteks*.

Need Wilsoni elektrijuhtivuse teooria põhijooned võimaldavad nii kvalitatiivselt kui ka kvantitatiivselt selgitada elektrijuhtivuse olemust, samuti eristada objektiivselt omavahel juhte, pooljuhte ja dielektrikuid.

Kokku võttes defineerime juhi, dielektriku ja pooljuhi mõisteid elektrijuhtivuse teooria seisukohast lähtudes.

Juhid on ained, mille valentstsoonis on vabu energianivoosid või mille valentstsoon osaliselt kattub juhtivustsooniga.

Dielektrikud on ained, mille täidetud valentstsoon on järgmisest, vabast tsoonist eraldatud laia keelutsooniga.

Pooljuhid on ained, mille täidetud valentstsoon on juhtivustsoonist eraldatud suhteliselt kitsa keelutsooniga.

1. 3. SIDEJÕUD KRISTALLIS

Püüame selgitada põhjusi, mis tingivad aatomite korrapärase asetuse kristallis. Jälgides elementide paigutust Mendelejevi tabelis näeme, et keemiliselt kõige vähemaktiivsed ained (näit. Ne, Ar, Kr it.) on kaheksavalentsed. Ilmselt moodustab kaheksaelektroniline väliskiht minimaalse võimaliku energiaga süsteemi ja on seetõttu kõige püsivam. Sellega on seletatav ka asjaolu, et aatomite lähendamisel üksteisele ilmneb tendents kaheksaelektronilise väliskihi moodustumiseks. Selle alusel võib lihtsalt seletada leelishalogeenühendite tekkimist, mis on nn. ioonside klassikaliseks esindajaks. Näitena vaatleme keedusoola NaCl molekuli tekkimist. Teatavasti on naatriumi väliskihis üks elektron, klooril aga seitse elektroni. Kui lähendada aatomeid teineteisele, ilmneb tendents naatriumi väliskihi aatomi üleminekuks kloori aatomi väliskihti. Tulemusena saame positiivse naatriumiiooni Na+ ja negatiivse klooriiooni Cl-, mille vahel toimib tavaline elektrostaatiline tõmbejõud. See tõmbejõud püüab ioone teineteisele lähendada ning valitseb ioonide vahel, kuni viimaste vahekaugus on vähemalt 10⁻⁷ cm. Kui ioonid veelgi lähenevad, hakkavad nende elektronkatted lõikuma, mis tekitab tugeva tõukejõu. Kaugusel ligikaudu 10⁻⁸ cm on mõlemad jõud ühesuurused ning tasakaalustuvad. Sellel kaugusel on ka elektronkatete energia minimaalne. Ioonide vahel moodustub kindel distants, mida ühelt poolt hoiab elektrostaatiline tõmbejõud ja teiselt poolt elektronkatete vaheline tõukejõud.

Hoopis komplitseeritum on aatomitevaheline side kristallis sama aine aatomite vahel. Puuduvad ju siin joonidevahelised elektrostaatilised tõmbejõud (laengud on samanimelised). Sellist side-



 B. Germaaniumi aatomite keemiline side: *a* — ruumiline, *b* — tasapinnaline mudel

liiki nimetatakse *kovalentseks* ehk *homöopolaarseks*. Pooljuhtmaterjali kristallid koosnevad enamikul juhtudel ühe aine aatomitest (Ge, Si), mistõttu pooljuhtide teoorias pakub erilist huvi just kovalentne side.

Kovalentse side võimalikkust ei osatud väga kaua seletada. Alles pärast kvantmehaanika loomist võidi anda sellele rahuldav seletus. Leiti, et kahe sama aine aatomi lähendamisel teineteisele nende väliskihtide elektronid jaotuvad ümber, hakates liikuma ümber mõlema aatomituuma. Selle tagajärjel tekivad aatomite vahel tugevad jõud. Kui elektronide spinnid on samasuunalised, tekib tõukejõud, vastupidisel juhul aga tõmbejõud. Samas tekib tendents kaheksaelektronilise väliskihi moodustumiseks.

Tähtsamad pooljuhtmaterjalid — germaanium ja räni — kuuluvad Mendelejevi tabeli neljandasse rühma. Nende elektronkatte väliskihis on neli elektroni — kaks paari erisuunalise spinniga. Selliste aatomite lähendamisel omavahel jaotuvad nende väliskihi elektronid ümber. Iga elektron ühest aatomist hakkab paaris naaberaatomi vastupidist spinni omava elektroniga tiirlema ümber mõlema aatomi. Aatomite asetus kristallis on selline, et iga aatomi läheduses asub keskmiselt võrdsetel kaugustel neli naaberaatomit. Elektronide paarikaupa liikumisel ümber naaberaatomite on kõik aatomid omavahel seotud kahe elektroniga, iga aatomi ümber aga liigub kaheksa elektroni. Näeme, et aatomi ümber moodustub kaheksaelektroniline väliskiht. Joonisel 1. 8, a on näidatud sellise sideme ruumiline mudel (mustad ringid joonisel 1. 2). Tavaliselt kasutatakse lihtsustatud, tasapinnalist kujutusviisi (joon. 1. 8, b). Viimasel vastab igale aatomivahelisele sideelektronile üks joon.

Tsooniteooria seisukohast lähtudes moodustavad sideelektronide energianivood täidetud valentstsooni.

Käsitletud kahe sidetüübi kõrval esineb veel segatüüpi side, mis on kombineeritud kahest nimetatud sideviisist.

1. 4. POOLJUHTMATERJALIDE ELEKTRIJUHTIVUS

Seni käsitlesime nn. ideaalseid kristalle, mille rangelt perioodilise kristallivõre sõlmedes asuvad liikumatud aatomid. Olukord reaalses kristallis on tunduvalt keerukam. Esiteks on aatomid nullist erinevatel temperatuuridel alalises soojuslikus võnkumises tasakaaluasendi ümber. Teiseks on reaalse kristalli kristallivõre range perioodilisus rikutud järgmistel põhjustel:

a) reaalses aines esineb alati peale põhiaine aatomite ka võõraid, lisandite aatomeid;

b) kristalli välispinnal perioodilisus lõpeb;

c) reaalne kristall on alati deformeerunud — sisaldab nihkeid, rebenemisi jne.

 Kristallstruktuuri defekte:

a — spiraaldislokatsioon;
 b — äärdislokatsioon

Üheks sagedamini esinevaks kristalli deformatsiooni liigiks on dislokatsioon — üksteise suhtes nihutatud kristallograafiliste ehk lehisuse tasapindadega piirkondade olemasolu kristallis. Joonisel 1. 9 on skemaatiliselt kujutatud kaks põhilist dislokatsiooni liiki äärdislokatsioon (joon. 1. 9, b) ja spiraaldislokatsioon (joon. 1. 9, *a*). Esimesel juhul on dislokatsiooni tasapind kristalliosa nihkesuunaga risti, teisel juhul paralleelne.

Vaatleme esmalt aatomite soojuslike võngete mõju elektrijuhtivusele ja keemilise sideme struktuurile. Tuumad, võnkudes soojuse toimel, mõjutavad pidevalt väliskihi elektrone. Kui mõningad elektronid saavad lisaenergiat, mis on küllaldane keelutsooni ületamiseks, võivad nad sattuda tühja juhtivustsooni. Nagu juba eespool nägime, tekib sel juhul elektrijuhtivus. Keemilise sideme seisukohalt vastab see elektroni lahkumisele oma normaalselt kohalt ja siirdumist mingi naaberaatomi koostisse. See on näidatud sideskeemil joonisel 1. 10 (noolega 1 on näidatud üleminek aatomipaarilt 5-6 aatomipaarile 2-3). Et side aatomite 2-3 vahel oli normaalne (kaks elektroni), siis kolmas, juurdetulnud elektron sidestub väga nõrgalt, mistõttu juba väike energia-

muutus võib ta viia üle näiteks paarile 1—2. Siit järeldub, et keelutsooni laius võrdub minimaalse energiaga, mis kulub sideelektroni üleviimiseks teise aatomipaari koosseisu.



 I0. Valentselektroni üleminek naaberaatomi koosseisu

Omapärane olukord tekib paari 5-6 juures. Väliskihis on neil mõlemail ainult seitse elektroni, järelikult ei ole olukord stabiilne. Selline ebastabiilne side võib hõivata elektroni näiteks paarilt 8-9, kus siis omakorda jääb üks elektron puudu. Näeme, et tekkinud paar — lisaelektron ühel aatomil ja puuduv elektron teisel annab võimaluse elektronide suunatud liikumiseks elektriväljas. Kui lisaelektron liigub nagu negatiivne laeng, siis puuduva elektroni kohta võib vaadelda positiivse laenguna. Puuduvat sidet aatomite vahel nimetatakse *auguks*.

Paari, mis koosneb puuduvast sidemest aatomite vahel ning teise aatomipaari koosseisu üleläinud sideelektronist, nimetatakse *elektron-auk-paariks*.

Elektron-auk-paari poolt põhjustatud elektrijuhtivus kestab seni, kuni teise aatomipaari koosseisu üleläinud sideelektron juhuslikult satub puuduva sideelektroniga aatomipaari koosseisu ning esialgne olukord taastub. Nähtust nimetatakse elektron-auk-paari *rekombineerumiseks.* Elektron-auk-paari moodustumist ehk genereerumist selgitab joonisel 1. 11 kujutatud energiadiagramm. Elektroni üleminekul juhtivustsooni jääb valentstsoonis energianiyoo vabaks, mida nimetamegi auguks. 1. 11. Elektron-auk-paari moodustumine

Et keelutsooni laius on germaaniumil väiksem kui ränil, toimub elektron-auk-paaride genereerumine antud temperatuuril germaaniumis palju suurema tõenäosusega kui ränis.

Dielektrikud erinevad pooljuhtidest ainult keelutsooni laiuse D00-

lest. Tavaliselt on neil keelutsoon nii lai, et elektron-auk-paari genereerumise tõenäosus on väike.

Vaatleme nüüd keemilist sidet ja tsoonistruktuuri pooljuhis, milles sisaldub vähesel määral lisandeid. Olgu germaaniumile lisatud, viievalentset lisandit, näiteks arseeni As. Joonisel 1, 12, a on näidatud vastav sideskeem. Et germaaniumi aatomid püüavad moodustada kõigi naaberaatomitega kaheelektronilist sidet, siis neli arseeni valentselektroni seotakse hästi, viies aga ei kuulu ühtegi normaalsesse sidemesse. Üks sidemetest on kolmeelektroniline. Järelikult kujuneb samasugune olukord kui aatomipaarile lisaelektroni liitumise puhul elektron-auk-paari genereerumisel. Ka käesoleval juhul võib liigne sideelektron väikese energiamuutuse toimel siirduda naaberaatomi koosseisu, sealt jälle järgmise juurde ine. Elektrivälja olemasolu korral hakkab selline elektron



1. 12. Legeeritud germaaniumi keemilise sideme mudel doonorlisandite (a) ja aktseptorlisandite (b) olemasolu korral



kergesti liikuma. Et antud juhul tekib vool ainult elektronide osavõtul, nimetatakse tekkinud elektrijuhtivust *elektronjuhtivuseks*. Saadud ainet nimetatakse *elektron-* ehk *n-pooljuhiks* (*n* — sõnast «*negatiivne*»), legeerivat ainet aga — doonoriks. Huvitav on veel märkida, et arseeni aatomil on ioniseeritud olukorras üks väliskihi elektron puudu. Järelikult osutub ka see defektiks — auguks. Erinevus seisab aga selles, et see auk ei moodusta liikuvat laengukandjat, sest ta on lokaliseeritud — tugevasti seotud naaberaatomitega — ning järelikult ei saa juhtivusprotsessist osa võtta.

Kui legeerivaks aineks on kolmevalentne aine, näiteks gallium, siis saame vastupidise olukorra. Keemilise sideme moodustumisel jääb üks galliumi naaberaatomitest seotuks ainult kolme elektroniga üks sideelektron jääb vajaka (joon. 1. 12, b). Selline puuduv side võib soojusvõngete mõjul ära tõmmata ühe sideelektroni naaberaatomite paarilt. Galliumi aatom osutub siis negatiivselt ioniseerituks, puuduva sideelektronita germaaniumi aatom ioniseerub aga positiivselt. Seega läks auk üle ühelt aatomipaarilt teisele. Tekib mulje, nagu liiguks elektronile vastupidises suunas auk. Vajalik energiamuutus augu üleminekuks ühelt aatomipaarilt teisele ei ole suur, mistõttu see võib toimuda võrdlemisi madalal temperatuuril. Juba toatemperatuuril on peaaegu kõik galliumi aatomid ioniseeritud. Elektrivälja olemasolu korral tekib aukude suunatud liikumine, mis moodustab elektrivoolu. Juhtivust nimetatakse sel juhul aukjuhtivuseks. Sisuliselt osutuvad ka sellel juhul laengukandjateks elektronid, mis siirduvad järk-järgult ühelt aatomipaarilt teisele. Hoopis lihtsam on aga vaadelda aukude kui positiivselt laetud osakeste liikumist.

Kolmevalentse ainega legeeritud pooljuhti nimetatakse *auk*- ehk *p*-pooljuhiks (p — sõnast «*positiivne*»), legeerivat ainet aga *aktseptoriks*. Joonisel 1. 13 on toodud vastavad energiadiagrammid. Pooljuht ise on normaalse keelutsooni laiusega ΔW . Legeerimisel doonoritega tekib keelutsooni, juhtivustsooni lähedusse uus lubatud energianivoo — *doonornivoo* (joon. 1. 13, *a*). Energiamuutus ΔW_d , mis on vajalik elektroni üleminekuks doonornivoolt juhtivustsooni, on tunduvalt väiksem kui ΔW . Legeerimisel aktseptoritega tekib keelutsoonis, valentstsooni lähedal uus lubatud energianivoo — *aktseptornivoo*. Energiamuutus, mis on vajalik üleminekuks valentstsoonist aktseptornivoole, on vastavalt ΔW_a .

Tegelikult tekivad lisandite sisseviimisel pooljuhti keelutsoonis mitte doonor- ja aktseptornivood, vaid vastavad tsoonid. Et aga lisandite kontsentratsioon on tavaliselt väga väike, on lisandaatomite mõju üksteisele tühine, mistõttu neid tsoone võib vaadelda nivoodena.

Puhas kovalentne side esineb niisiis ainult ideaalselt puhta germaaniumi või räni puhul. Lisandite olemasolu korral kujuneb side segatüübiliseks.



 1. 13. Legeeritud pooljuhi energiadiagramm: *a* — *n*-pooljuht; *b* — *p*-pooljuht

Pooljuhi juhtivustüüp on seega määratud lisandaine valentsiga. Selleks et saada *n*-pooljuhti, tuleb põhiainet legeerida viievalentse ainega, *p*-pooljuhi saamiseks tuleb aga legeerimiseks kasutada kolmevalentset lisandit.

Kui lisada pooljuhile aineid, mille valents erineb pooljuhi valentsist rohkem kui ühe võrra, saame keerukama struktuuri, mille kohta teooria on veel vähe arenenud.

Kasutatavamateks pooljuhtmaterjalideks tänapäeval on germaanium ja räni, kuid pooljuhtideks on ka mõned ühendid, eriti III ja V rühma elementide ühendid (näiteks galliumarseniid). Tuntud kristalldetektori materjal — tsinkhelk — on kahe- ja kuuevalentse elemendi ühend.

Germaaniumi ja räni puhul võib esineda kaks erinevat juhtivust.

1. Keemiliselt puhtas germaaniumis või ränis (mis võib esineda ainult teoreetiliselt) võib elektrijuhtivus tekkida ainult elektronauk-paaride genereerimise tõttu elektronide üleminekul valentstsoonist juhtivustsooni. Üleminek võib toimuda kas soojusenergia või kiirguse (näiteks valguse) toimel. Sellist juhtivust nimetatakse pooljuhi *omajuhtivuseks*. Vastavat pooljuhti nimetatakse *legeerimata* ehk *puhtpooljuhiks* või ka *i-pooljuhiks* (*i* — sõnast *«intrinsic»* — oma).

2. Legeeritud pooljuhis on võimalik juhtivuse tekkimine kas elektroni üleminekul doonornivoolt juhtivustsooni või valentstsoonist aktseptornivoole. Sellist juhtivust nimetatakse *lisandjuhtivuseks* (vastavalt kas elektron- või aukjuhtivuseks).

Reaalses pooljuhis esinevad loomulikult nii omajuhtivus kui ka lisandjuhtivus.

Juhtivusprotsessist osavõtvaid elektrone ja auke nimetatakse *laengukandjateks*. Pooljuhi *juhtivustüübi* määrab ülekaalus olevate laengukandjate tüüp. Laengukandjaid, mis antud juhtivustüübi juures on enamuses, nimetatakse *enamus-laengukandjateks*, vähemuses olevaid laengukandjaid nimetatakse *vähemus-laengukandjaiks*.

Elektrijuhtivust võivad põhjustada ka muud defektid kristallstruktuuris, samuti kõrvalised lisandid, mida ei ole suudetud materjalist kõrvaldada. Suurimateks defektideks on kristalli välispind, kus perioodiline struktuur lõpeb, samuti mitmesugused mehaanilised deformatsioonid. Polükristallilises materjalis esineb selliseid defekte hulgaliselt, monokristallilises vähem. Pooljuhtseadistes kasutatakse peamiselt monokristalle, real juhtudel (näiteks fototakistid) aga ka polükristallilisi materjale. Nähtusi, mis toimuvad kristalli välispinnal, vaatleme allpool lähemalt.

1. 5. POOLJUHI ELEKTRIJUHTIVUSE SÕLTUVUS TEMPERATUURIST

Eelmises paragrahvis nägime, et elektrivoolu tekkimiseks pooljuhis on vajalik vabade energianivoode olemasolu kas valents- või juhtivustsoonis. Elektrivool tekib sel juhul laengukandjate suunatud liikumisena ehk *triivina* elektriväljas. Teiseks võib elektrivool esineda ka laengukandjate difundeeruva liikumisena. Seda nn. difusioonvoolu vaatleme järgmises paragrahvis. Esialgu piirdume laengukandjate triivist põhjustatava triivvoolu vaatlusega pooljuhis.

Nii elektronide kui ka aukude triivvoolu tihedus (vastavalt j_{nt} ja j_{pt}) on võrdeline elektroni laengu, laengukandjate kontsentratsiooni ja nende triivikiirusega elektriväljas:

$$j_{nt} = qnv_{nt}; j_{pt} = qpv_{pt},$$

kus n — elektronide kontsentratsioon;

p — aukude kontsentratsioon.

Triivikiirust väljendatakse liikuvuse (vastavalt μ_n ja μ_p) kaudu, mis iseloomustab laengukandjate keskmist suunatud kiirust elektriväljas E ($v_t = \mu E$). Voolutihedus avaldub sel juhul järgmiselt:

$$j_{nt} = qn\mu_n E = \sigma_n E$$
,

 $j_{pt} = qp\mu_p E = \sigma_p E,$

kus σ_n — juhtivuse elektronkomponent;

 σ_p – juhtivuse aukkomponent.

Mõlema juhtivuskomponendi olemasolu korral pooljuhis saame resulteerivaks triivvoolu tiheduseks

$$j_t = j_{nt} + j_{pt} = (\sigma_n + \sigma_p)E = \sigma E.$$

Resulteeriv juhtivus $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ on määratav valemiga

$$\sigma = q \left(n \mu_n + p \mu_p \right). \tag{1. 5.}$$

Aukude liikuvus μ_p ei võrdu elektronide liikuvusega μ_n laengukandjate erinevate efektiivsete masside tõttu. Kristallivõres liikuvatele aukudele ja elektronidele avaldab mõju kristallivõre perioodiline potentsiaal, mistõttu nende näiv, nn. efektiivne mass erineb vaba laengukandja massist.

Laengukandjate kontsentratsiooni väljendab juhtivusest osavõtvate elektronide või aukude arv pooljuhi ruumiühikus.

Nagu teada, püüavad elektronid alati olla minimaalsel võimalikul energianivool. Absoluutsele nullile läheneval temperatuuril on valentstsoon ja doonornivoo täidetud, juhtivustsoon ning aktseptornivoo on tühjad. Juhtivus läheneb nullile. Temperatuuri tõusmisel hakkavad elektronid saama lisaenergiat ning siirduma kõrgematele energianivoodele.

Seoses sellega, et elektronide soojuslik energiavahetus toimub statistiliste seaduspärasuste järgi, ei ole elektronide jaotus energianivoodel, sõltuvalt temperatuurist, määratav absoluutselt. Määratav on ainult tõenäosus, millega elektron antud energianivool asub.

Energianivoo hõivatuse tõenäosus on eksponentsiaalse iseloomuga ja määratav Fermi-Diraci funktsiooniga

1. 6.

$$f_n(W) = \frac{1}{\frac{W - W_F}{e^{-kT} + 1}}$$

kus W_F — Fermi nivoo;

T — temperatuur; k — Boltzmanni konstant;

e - naturaallogaritmide alus.

Tihti on laengukandjate energiaolekut sobivam iseloomustada mitte energiaühikutes (näiteks elektronvoltides), vaid potentsiaaliühikutes - voltides. Ühelt dimensioonilt teisele üleminekuks tuleb W ja kT väärtused jagada elementaarlaenguga q. Fermi-Diraci funktsioon väljendub sel juhul järgmiselt:

$$f_n(\varphi) = \frac{1}{\varphi - \varphi_F}, \qquad 1. \quad 7.$$

kus φ — potentsiaal V; φ_F — Fermi potentsiaal V;

 $\varphi_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11\,600}$ — temperatuuripotentsiaal V; T — temperatuur °K.

Fermi nivooks ehk Fermi potentsiaaliks nimetatakse energianivood (potentsiaali), mis sõltumata temperatuurist võib ühesuguse tõenäosusega olla kas vaba või hõivatud. Võttes valemis 1. 7 $\varphi = \varphi_F$, saame $f_n(\varphi) = -\frac{1}{2}$. Hiljem kasutame Fermi nivoo mõistet korduvalt.

Suurust φ_T nimetatakse *temperatuuripotentsiaaliks*, sest ta on võrdeline temperatuuriga ja omab pinge dimensiooni. Toatemperatuuril (300 °K) $\varphi_T \approx 0,025$ V. Joonisel 1. 14 on toodud puhtpooljuhi potentsiaalidiagramm ja funktsiooni $f_n(\varphi)$ graafik. Kuna puhtpooljuhis on elektronide arv juhtivustsoonis võrdne aukude arvuga valentstsoonis, on Fermi-Diraci funktsioon keelutsooni suhtes sümmeetriline ning Fermi nivoo asub ligikaudu keelutsooni keskel.

Temperatuuril T = 0 on valentstsooni kõik energianivood hõivatud ning juhtivustsoon on tühi. Vastavalt sellele on ka funktsioon $f_n(\varphi)$ sellel temperatuuril astmeline (joonis 1. 14), s. t. valentstsooni energianivoode hõivatuse tõenäosus on võrdne ühega ning juhtivustsooni energianivoode tõenäosus on võrdne nulliga. Temperatuuri tõusmisel muutub funktsioon $f_n(\varphi)$ sujuvaks, sest elektronid saavad soojuslikult võnkuvatelt kristallivõre aatomitelt lisaenergiat ja võivad minna juhtivustsooni. Seoses sellega valentstsooni energianivoode hõivatuse tõenäosus väheneb, juhtivustsooni energianivoode hõivatuse tõenäosus aga kasvab. Fermi-Diraci funktsioon annab energianivoode hõivatuse tõenäosus eta keelutsoonis. Pauli keeluprintsiibi kohaselt seal tegelikult elektrone ei ole.

Joonisel 1. 14 näitena toodud funktsiooni $f_n(\varphi)$ graafikult nähtub, et potentsiaali φ_j (juhtivustsooni piiri) hõivatuse tõenäosus $f_{n1} = 0,125$. Augu olemasolu tõenäosus mingil potentsiaalil φ võrdub selle potentsiaali mittehõivatuse tõenäosusega, s. o.

$$f_p(\varphi) = 1 - f_n(\varphi).$$

Augu olemasolu tõenäosus potentsiaalil φ_v (valentstsooni piiril) on seega

$$f_p(\varphi_p) = 1 - f_{n2} = 1 - 0,875 = 0,125.$$

Seega $f_p(\varphi_v) = f_n(\varphi_j)$. Samasugused väärtuste paarid võime saada ka teiste juhtivustsooni ja valentstsooni lubatud potentsiaalide jaoks. Siit järeldub, et puhtpooljuhis on aukude keskmine jao-

3 Pooljuhtseadised ...

33





tus valentstsoonis sümmeetriline elektronide keskmise jaotusega juhtivustsoonis, kusjuures sümmeetriateljeks on Fermi nivoo. Real juhtudel, kui valemis 1. 7 liige $\varphi - \varphi_F \gg \varphi_T$, võime lugeda, et meid huvitavatel temperatuuridel

$$e^{\frac{\varphi-\varphi_F}{\varphi_T}} \gg 1$$

ning kirjutada valemi 1. 7 lihtsustatult:

$$f_n(\varphi) = e^{-\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}}.$$
 1. 8.

Peab aga silmas pidama, et alati ei ole valem 1. 8 kehtiv. Sel juhul nimetatakse pooljuhti *mandunuks* ning see esineb järgmistel juhtudel:

1) kõrgel temperatuuril;

 keelutsooni väikese laiuse puhul (kaugus Fermi nivoost lähima lubatud energiatsoonini on 2kT/q või vähem);

3) tugeva legeerimise puhul, kui Fermi nivoo on kas keelu- või valentstsoonile lähemal kui 2 kT/q.

Nimetatud juhtudel on kehtiv ainult Fermi-Diraci funktsioon.

Integreerides funktsiooni $f_n(\varphi)$ juhtivustsooni ulatuses (pidades silmas lubatud nivoode tihedust juhtivustsoonis), saame juhtivuselektronide kontsentratsiooni puhtpooljuhi korral

$$n_i = AT^{\mathfrak{s}_2} e^{-\frac{\varphi_f - \varphi_{Fi}}{\varphi_T}} = AT^{\mathfrak{s}_2} e^{-\frac{\Delta \varphi}{2\varphi_T}},$$

1. 9.

kus φ_j — juhtivustsooni põhja potentsiaal;

A' — konstant, germaaniumil $A = 10^{16}$, ränil $A = 4 \cdot 10^{16}$.

Sama väärtuse saame valentstsoonis olevate aukude kontsentratsiooni jaoks, sest pooljuht on elektriliselt neutraalne, seega $p_i = n_i$.

Laengukandjate kontsentratsioon puhtpooljuhis sõltub temperatuurist ligikaudu eksponentsiaalselt (teguri T^{a_2} mõju on väike) ja vastavalt sellele sõltub temperatuurist eksponentsiaalselt esimeses lähenduses ka juhtivus. Siit ilmneb pooljuhi põhiline omadus elektrijuhtivuse suurenemine temperatuuri tõusmisel.

Keerukam on olukord lisandite olemasolul pooljuhis. Olgu igas pooljuhi ruumiühikus N_d doonoraatomit (*n*-pooljuht). Tsoonidiagrammil asub doonornivoo juhtivustsooni lähedal, seega on kõrgemate potentsiaalide hõivatuse tõenäosus suurem. Funktsioon $f_n(\varphi)_d$ on võrreldes puhtpooljuhiga ($f_n(\varphi)_i$) nihkunud kõrgemate potentsiaalide suunas (vt. joon. 1. 15, *a*). Juhtivustsooni elektronide kontsentratsiooni n_n moodustavad doonornivoolt lahkunud elektronid $n_d = N_d^+$ (N_d^+ — ioniseerunud doonoraatomite arv ruumiühikus) ja valentstsoonist lahkunud elektronid, kontsentratsiooniga n_{φ} , s. o.

$$n_n = n_d + n_v$$

kus indeks n tähistab n-pooljuhti.

Jooniselt 1. 15, a nähtub, et juhtivustsoonis olevate elektronide kontsentratsioon on tunduvalt suurem kui puhtpooljuhis, sest $f_{n1d} > f_{n1i}$. Samast nähtub ka, et valentstsoonist juhtivustsooni üle läinud elektronide arv on väiksem kui puhtpooljuhis ($f_{n2d} > f_{n2i}$) seega on ka aukude kontsentratsioon p_n väiksem kui puhtpooljuhis samal temperatuuril.

1. 10.

Et $p_n = n_v$, siis valemist 1. 10 leiame, et $n_n > p_n$. Seega elektronid on *n*-pooljuhis enamus-laengukandjateks.

p-pooljuhi korral on olukord vastupidine. Sisaldagu selle iga ruumiühik N_a aktseptoraatomit. Funktsioon $f_n(\varphi)$ on võrreldes puhtpooljuhiga nihkunud madalamate potentsiaalide suunas. Valentstsoonis olevate aukude kontsentratsioon koosneb aukude kontsentratsioonist $p_a = N_a^-$ (N_a^- — ioniseerunud aktseptoraatomite tihedus), mille põhjustavad aktseptornivoole üle läinud elektronid, ning aukude kontsentratsioonist p_j , mille põhjustavad juhtivustsooni üle läinud elektronid, s. o.

$$p_p = p_a + p_j,$$
 1. 11.

kus indeks p tähistab p-pooljuhti.

Võrreldes puhtpooljuhiga on aukude kontsentratsioon *p*-pooljuhis tunduvalt suurem ($f_{n2a} < f_{n2i}$), nagu nähtub jooniselt 1. 15, *b*. Elektronide kontsentratsioon *p*-pooljuhis on aga tunduvalt väiksem

35

3*

kui puhtpooljuhis $(f_{n1a} > f_{n1i})$. Et $p_j = n_p$, siis valemist 1. 11 leiame, et

 $p_p > n_p$.

p-pooljuhis on enamus-laengukandjateks seega augud. Oluliseks järelduseks ülaltoodust on see, et kui suurendada legeerimise teel enamus-laengukandjate kontsentratsiooni, väheneb vähemus-laengukandjate kontsentratsioon.

Pooljuhi legeerimisel nihkub Fermi-Diraci funktsioon ja järelikult muutub ka Fermi nivoo φ_F , võrreldes puhtpooljuhi Fermi nivooga φ_{Fi} . *n*-pooljuhis nihkub see keelutsooni keskjoonelt juhtivustsooni poole, *p*-pooljuhi korral aga valentstsooni poole (vt. joon. 1. 15).



a — n-pooljuhis, b — p-pooljuhis

Avaldades elektroni ja aukude kontsentratsiooni lisandpooljuhis antud pooljuhi Fermi nivoo φ_{F} , puhtpooljuhi Fermi nivoo φ_{Fi} ja puhtpooljuhi laengukandjate kontsentratsiooni n_i ning p_i kaudu, võime leida enamus-laengukandjate ja vähemus-laengukandjate kontsentratsioonide vahekorra:

$$n = n_i e^{\frac{\varphi_F - \varphi_{Fi}}{\varphi_T}}; \quad p = p_i e^{\frac{\varphi_{Fi} - \varphi_F}{\varphi_T}}.$$

Korrutades need valemid ning pidades silmas, et $n_i = p_i$, saame:

$$np = n_i p_i = n_i^2 = p_i^2,$$
 1. 12.

s. o. antud temperatuuril on kontsentratsioonide korrutis konstantne ning ei sõltu lisandaatomite kontsentratsioonist pooljuhis.

Toatemperatuuril (300° K) on n_i väärtuseks germaaniumis 2,5 · 10¹³ cm⁻³, ränis 2 · 10¹⁰ cm⁻³. Lisandaatomite ioniseerimisenergia on tunduvalt väiksem keelutsooni laiusest. Juba toatemperatuuril on kõik doonorelektronid üle läinud juhtivustsooni. Seega toatemperatuuril

$$n_d \approx N_d = \text{const}$$
 ja $p_a \approx N_a = \text{const}$.

Pidades silmas, et *p*-pooljuhis $p_p \gg n_p$ ja *n*-pooljuhis $n_n \gg p_n$, võime küllaldase täpsusega kirjutada:

$$p_p \approx p_a = N_a, \ n_n \approx n_d = N_d.$$
 1. 13.

Asetades avaldised 1. 13 valemitesse 1. 12, saame seosed vähemuslaengukandjate kontsentratsioonide arvutamiseks pooljuhis (toatemperatuuril):

$$p_n = -\frac{n_i^2}{N_d}$$
; $n_p = -\frac{n_i^2}{N_a}$. 1. 14.

Absoluutsele nullile lähedasel temperatuuril on kõik elektronid minimaalses energiaolekus ning laengukandjate kontsentratsioon läheneb nullile. Temperatuuri tõusmisel hakkavad lisandaatomid ioniseeruma ning juba temperatuuril 28...30° K on praktiliselt kõik lisandaatomid ioniseerunud. Elektronide üleminekut valentstsoonist nii madalal temperatuuril peaaegu veel ei esine. Temperatuuri tõusmisel 380° K-ni muutub kontsentratsioon germaaniumi puhul vähe. Seda temperatuurivahemikku nimetatakse seepärast küllastuspiirkonnaks. Temperatuuri edasisel tõusmisel hakkab valentselektronide ioniseerumine muutuma märgatavaks ning kontsentratsioon kasvab nii, nagu puhtpooljuhi puhul — eksponentsiaalselt.

37

Harilikult ei õnnestu valmistada pooljuhtmaterjali, milles leiduks ainult ühetüübilisi lisandeid. Näiteks esineb *n*-pooljuhis alati ka aktseptorlisandeid, kuigi tunduvalt vähemal määral. Sel juhul võib laengukandjate kontsentratsiooni sõltuvus temperatuurist olla veelgi komplitseeritum.

Asume nüüd laengukandjate liikuvuse temperatuurisõltuvuse selgitamisele. Kristallis liikudes põrkub elektron sageli kristallivõre

aatomitega, mis on korrapäratus soojuslikus võnkumises. Joonisel 1. 16 on näidatud, millist trajektoori mööda liigub elektron kristallis elektrivälja *E* mõjul. Elektroni liikumissuuna kõrvalekaldumisi välja suunast nimetatakse hajumiseks.

Suurimat mõju liikuvusele avaldab hajumine aatomite soojusvõngete tõttu. Soojusvõnkumised ei lakka täielikult isegi absoluutse nulli lähedastel temperatuuridel. Nii nagu seotud elektron ei saa olla mistahes energianivool, saavad ka aatomid olla ainult lubatud energianivoodel. Vastavalt sellele toimub nende võnkumine ainult lubatud sagedustel. Samuti toimub ka võnkuva aatomi energiavahetus mitte suvalise hulgana, vaid kvantide kaupa. Kui kiirgusenergia kvanti nimetatakse *footoniks*, siis aatomi võnkeenergia kvanti nimetatakse foononiks. Laengukandja võib aatomiga põrkudes vahetada energiat seega ainult foononite kaupa. Absoluutse nulli lähedastel temperatuuridel ei ole osakestel vaatamata soojusvõngete olemasolule küllaldaselt energiat foononi moodustamiseks, seega ei toimu ka hajumist kristallivõre aatomite mõjul. Temperatuuri tõusmisel aatomite soojusenergia kasvab ning energiavahetus muutub võimalikuks. Liikuvuse sõltuvus temperatuurist, arvestades ainult kristallivõre aatomitest põhjustatud hajuvust, avaldub seosega

$$\mu' = \mu'_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{s/2},$$

1. 15.

kus μ_0' — liikuvus temperatuuril T_0 .

Niisiis temperatuuri tõusmisel liikuvus väheneb. See põhjustabki metallides juhtivuse vähenemise temperatuuri tõusmisel. Valem

1. 16.

Elektroni liikumise trajektoor kristallis
1. 15 ei kehti madalatel temperatuuridel — liikuvus ei muutu ülisuureks, vaid seda piiratakse teiste hajumismehhanismide poolt.

Hajumist põhjustavad ka ioniseeritud lisandaatomid oma elektrostaatilise väljaga, kristallivõre dislokatsioonid ning vähemal määral lisandaatomid. Liikuvuse sõltuvus temperatuurist, arvestades hajuvust lisandaatomitel ja dislokatsioonidel, avaldub seosega

$$\mu'' = \mu_0'' \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2},$$

kus μ_0'' — hajuvus temperatuuril T_0 .

Nende hajumismehhanismide mõju ilmneb madalatel temperatuuridel, mispuhul nende poolt põhjustatud liikuvuse vähenemine on peamine. Temperatuuri tõusmisel nende mõju väheneb. Laengukandiate summaarne liikuvus avaldub seosega:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu'} + \frac{1}{\mu''}$$
.





Liikuvuse sõltuvus temperatuurist omab seega maksimumi, mille asukoht temperatuuriskaalal sõltub suurel määral lisandite kontsentratsioonist pooljuhis. Joonisel 1. 17 on näidatud liikuvuse sõltuvus temperatuurist ränis lisandaatomite mitmesuguste kontsentratsioonide korral. Suurtel kontsentratsioonidel on joonisel vaadeldavas temperatuurivahemikus näha ka maksimum.







 Pooljuhtmaterjali eritakistuse sõltuvus temperatuurist (töötemperatuuridel)

Nagu eespool selgus, ei ole aukude ja elektronide liikuvus ühesugune. Temperatuuril 300°K on liikuvus omajuhtivusega germaaniumil

$$\mu_n = 3800 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}, \ \mu_n = 1820 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$$

ja ränil

$$\mu_n = 1300 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}, \ \mu_n = 500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}.$$

Joonisel 1. 18 on näidatud pooljuhi suhtelise elektrijuhtivuse sõltuvus temperatuurist. Iseloomulikuma graafiku saamiseks on ordinaatteljel juhtivus logaritmilises mõõtkavas.

Sirge a kujutab puhtpooljuhi juhtivuse temperatuurisõltuvust. Puhtpooljuhi juhtivust nimetame edaspidi omajuhtivuseks. Legeeritud materjali puhul on selgesti eraldatavad kolm piirkonda. Temperatuuridel $0...T_1$ (alumine kriitiline temperatuur) laengukandjate kontsentratsioon kasvab kiiresti, liikuvus samuti kasvab, seega juhtivus kasvab ligikaudu eksponentsiaalselt (antud koordinaadistikus sirgelt). Temperatuuril T_1 on kõik lisandaatomid ioniseerunud, kontsentratsioon jääb kuni temperatuurini T2 (ülemine kriitiline temperatuur) peaaegu püsivaks. Et liikuvus temperatuuri tõusuga hakkab vähenema, väheneb ka juhtivus. Temperatuurivahemikus $T_1 \dots T_2$ käitub pooljuht järelikult nagu metall. See viiski eksitusse paljud uurijad, kes määrasid aine kuuluvust pooljuhtide hulka ainult takistuse negatiivse temperatuuriteguri järgi. Temperatuuril T2 suureneb pooljuhi omajuhtivus sedavõrd, et resulteeriv juhtivus hakkab omajuhtivuse arvel kasvama eksponentsiaalselt. Kõverad b vastavad kolmele erinevale lisandite kontsentratsioonile. Jooniselt 1. 18 nähtub ka temperatuuri T2 sõltuvus lisandite kontsentratsioonist. Joonisel 1. 19 on toodud pooljuhtmateriali eritakistuse sõltuvus temperatuurist tavaliste töötemperatuuride vahemikus.

Senini eeldasime, et laengukandjate liikuvus ei olene välise elektrivälja tugevusest. Tegelikult hakkab suure väljatugevuse korral liikuvus viimasest sõltuma ja pooljuht lakkab allumast Ohmi seadusele. Suurte väljatugevuste juures saab elektron väljalt rohkem energiat kui ta suudab seda ära anda, järelikult tema keskmine kiirus kasvab. Keskmise kiiruse kasv põhjustab aga põrkumiste sagenemist, mis vähendab liikuvust. Liikuvuse sõltuvus elektrivälja tugevusest avaldub seosega

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{E_{kr}}{E}},$$

kus µe — liikuvus väikese väljatugevuse korral;

 E_{kr} — kriitiline väljatugevus, mille juures ilmneb μ vähenemine (valem on kehtiv, kui $E > E_{kr}$).



 Elektroni triivikiiruse sõltuvus elektrivälja tugevusest

Germaaniumil $T = 300^{\circ}$ K juures on $E_{kr} = 900$ V/cm *n*-tüübil ja 1400 V/cm *p*-tüübil, ränil vastavalt 2500 V/cm ja 7500 V/cm.

Väljatugevusel ca 8 · 10⁴ V/cm ilmneb järsk voolu tugevnemine pooljuhis algavad uued nähtused — toimub aatomite ioniseerumine ja sellest tingitud laengukandjate juurdekasv. Ioniseerimine toimub laviinina ning lõpuks pooljuht sulab (kui voolu ei piirata). Joonisel 1. 20 on toodud triivikiiruse sõltuvus väljatugevusest.

Kokku võttes märgime, et pooljuhtmaterjali elektrijuhtivus sõltub suurel määral temas sisalduvast lisandite hulgast ja iseloomust, temperatuurist ning suurel väljatugevusel ka viimasest.

1. 6. LAENGUKANDJATE KONTSENTRATSIOONI TÜÜRIMINE POOLJUHIS

Selleks et konstrueerida võimendavaid või alaldavaid pooljuhtseadiseid, peab olema võimalus pooljuhi laengukandjate kontsentratsiooni elektriliselt mõjutada. Vaatleme *n*-pooljuhti, mille kahes otsas on kontaktid K_1 ja K_2 (joon. 1. 21). Metallist ühendusjuhtmetes kantakse kogu vool üle elektronidega, mistõttu kontaktist K_2 sisenenud elektronide arv peab võrduma kontaktist K_1 väljuvate elektronide arvuga (voolu pidevuse seaduse kohaselt). See eeldab ruumlaengu (laengukandjate kuhjumise) puudumist pooljuhis. Igasugune lisalaeng kutsub kohe esile elektrivälja. Elektriväli, levides valguse kiirusega, põhjustab voolu, mis ühtlustab laengu kogu kristalli ulatuses. Lisalaengu ühtlustamisest võtavad osa kõik kristalli juhtivustsoonis olevad elektronid. Ajavahemikku, mis kulub lisalaengu vähendamiseks 2,7 korda, nimetatakse *relaksatsioonikestuseks*: $\tau = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\sigma} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{q n u_n} \,.$

Tavaliselt on τ suurusjärgus 10^{-12} s, s.o. väga lühike ajavahemik. Oletame nüüd, et kontakti K2 kaudu sisenevad elektronid juhtivustsooni, kontakti K₁ kaudu aga väljuvad valentstsoonist. See on samaväärne aukude sisenemisele kontakti K1 kaudu. Olgu elektronide algkontsentratsioon pooljuhis n_0 , aukude algkontsentratsioon p_0 ; n-pooljuhi korral $n_0 \gg p_0$. Olgu kontakti K_2 kaudu sisse viidud elektronide arv $\Delta n(0)$, kontakti K_1 kaudu sisse viidud aukude arv $\Delta p(0)$. Juhul kui $\Delta n(0) = \Delta p(0)$, kompenseerivad sisséviidud lisalaengud täielikult teineteist ning ruumlaengut ei teki. Kontsentratsioonid pooljuhis on siis vastavalt $p = p_0 + \Delta p(0)$ ja n = $= n_0 + \Delta p(0)$. Ruumlaengu puudumisel võivad lisalaengukandiad jääda püsima. Olgu näiteks $n_0 = 10^{16}$ cm⁻³ ja $p_0 = 10^{14}$ cm⁻³, siis $n_0 = 100p_0$. Viidagu sisse $\Delta n(0) = 10^{14}$ cm⁻³ ja $\Delta p(0) = 10^{14}$ cm⁻³. Seega saame uued kontsentratsioonide väärtused: $n = 10^{16} + 10^{16}$ $+10^{14} = 1.01 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $p = 10^{14} + 10^{14} = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Näeme, et enamus-laengukandjate kontsentratsioon muutus tühiselt - ainult 1% võrra. Vähemus-laengukandjate - aukude - kontsentratsioon aga muutus kahekordseks. Niisiis on laengukandjate arvu pooljuhis võimalik muuta ainult elektron-auk-paaridena, kusjuures oluliselt muutub ainult vähemus-laengukandjate kontsentratsioon (p-pooljuhi kohta on kehtiv analoogiline arutlus). Võimendavate ja alaldavate seadiste töö saab seega samuti põhineda ainult vähemus-laengukandiate kontsentratsiooni tüüritavusel. Seilise elektron-auk-paaride sisseviimisega pooljuhti kaasneb aga rida huvitavaid nähtusi. Nimelt ilmuvad augud kontakti K_1 , elektronid aga kontakti K2 juures. Järelikult ei ole nende kontsentratsioon kogu kristalli ulatuses ühtlane. Teiseks on sellises olukorras elektronauk-paaride arv suurem, kui see on pooljuhis tavaliselt tasakaalu olukorras ($np \neq const$). See kutsub esile kaks nähtust. Esiteks hakkavad augud kontakti K_1 ja elektronid kontakti K_2 juurest levima difusiooni teel kristalli sisemusse. Teiseks hakkavad sisseviidud augud ja elektronid rekombineeruma ning pärast vooluimpulsi lõppu hakkab nende arv pidevalt vähenema kuni esialgse tasakaaluolukorra taastumiseni. Vaatleme mõlemaid nähtusi

detailsemalt. Laengukandjate difusioon toimub alati väiksema kontsentratsiooniga ruumiosa



Pooljuhtkristallist katsekeha

suunas. Aukude arv, mis läbib ajaühikus pinnaelemendi suunas x. on võrdeline difusiooniteguriga D_p ja kontsentratsiooni muutusega pikkusühiku kohta ehk kontsentratsiooni gradiendiga

$$p_x = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} = D_p \text{ grad } p.$$
 1.16.

Difusioonitegur D sõltub laengukandjate liikuvusest pooljuhis ja temperatuurist ning on avaldatav Einsteini valemiga

$$D = \mu \, \frac{kT}{q} \,. \tag{1.17.}$$

Aukude ja elektronide difusiooniteguri märkimiseks kasutame tähiseid D_p ja D_n vastavalt.

Iga difundeeruv laengukandja viib edasi ka elektrilaengut, seega difusiooniprotsess põhjustab elektrivoolu, mida nimetame difusioonvooluks. Elektronide ja aukude difusioonvoolu tihedused avalduvad seostega

$$j_{nd} = qD_n \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}x}; \quad j_{pd} = --qD_p \frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}, \qquad \qquad 1. 18.$$

sest ühemõõtmelisel juhul (loeme kontsentratsiooni muutuvaks ainult piki x-telge) võime gradiendi asendada tuletisega.

Kui varem oli meil tegemist ainult nn. triivvoolu ehk juhtivusvooluga, mille moodustas laengukandjate triivimine elektriväljas, siis nüüd tekkis uus vooluliik - difusioonvool. Kui meie näites pärast elektron-auk-paaride sisseviimist kristallile rakendada elektriväli, moodustub neli voolutiheduse komponenti

- a) elektronide triivvoolu tihedus $j_{nt} = nq \mu_n E$;
- b) elektronide difusioonvoolu tihedus $j_{nd} = qD_n \frac{dn}{dx}$; c) aukude triivvoolu tihedus $j_{nd} = pq \mu_n E$;
- c) aukude triivvoolu tihedus $j_{pt} = pq \mu_p E;$
- d) aukude difusioonvoolu tihedus $j_{pd} = -qD_p \frac{dp}{dx}$.

Koguvoolu tihedus kristallis võrdub nende summaga:

$$j = j_{nt} + j_{nd} + j_{pt} + j_{pd}$$
. 1. 20.

Vaatleme esialgu olukorda, kus väline elektriväli on niivõrd nõrk, et kontakti K_1 juures on aukude triivvool nii väike, et selle võib jätta arvestamata. Koguvool K_1 juures koosneb seega aukude difusioonvoolust.

Augud, difundeerudes kontakti K_2 suunas, hakkavad samal ajal rekombineeruma juhtivustsooni elektronidega.

44

1. 19.

1. 22.

Rekombinatsioon «püünise» vahendusel

Rekombineerumine võib toimuda kolmel põhilisel viisil.

Ruumrekombinatsioon toimub rekombineerumistsentrite ehk nn. püüniste abil. Tavaliselt on juhtivustsooni elektroni rekombineerumine auguga vähe tõenäoline, sest keelutsoon on küllalt lai. Kui pooljuhis on

lisandeid, mille elektronide energianivoo asub umbes keelutsooni keskosas, siis moodustuvadki püünised. Germaaniumi jaoks on sellisteks lisanditeks vask, nikkel jt. Joonisel on näidatud rekombineerumisprotsess püünise kaudu. Elektron läheb juhtivustsoonist esmalt *püünisnivoole*, mis toimub väiksema energiamuutusega, ja sealt edasi valentstsooni. Taoline rekombineerumismehhanism on üks põhilisemaid.

Pindrekombinatsioon on tingitud kristallstruktuuri moonutustest pinnal ja väliste tegurite mõjust. Nii on pinnal tihti adsorbeerunud gaase ja muid kõrvalisi lisandeid, mis moodustavad hulgaliselt rekombineerumist soodustavaid püüniseid. Pindrekombinatsiooni vältimiseks töödeldakse spetsiaalselt pooljuhi välispinda, kaetakse kaitsekihtidega ning lõpuks asetatakse pooljuhtseadis hermeetilisse kesta.



Lisakontsentratsiooni jaotus kristallis:
 a — laengukandjate liikumine kristallis; b — lisakontsentratsiooni jaotus piki kristalli; c — voolutiheduse komponendid kristallis

Kristallivõre *dislokatsioon* põhjustab, tsoonistruktuuri moonutusi ning on samuti üheks rekombineerumise põhjuseks. Rekombineerumisel vabanev energia eraldub kas kiirgusena footonite näol või antakse üle kristallivõre aatomitele soojusena (foononite näol).

Pöördume nüüd tagasi oma näite juurde. Asetame koordinaadistiku x-telje piki kristalli, alguspunktiga kontaktile K_1 . Kontakt K_2 asub siis kaugusel x = l (joon. 1. 23, *a*). Aukude lisakontsentratsioon $\Delta p(0)$ tekib punktis x = 0. Augud, sisenenud kristalli, hakkavad difundeeruma kristalli sisemusse telje x suunas. Rekombinatsiooni tõttu nende hulk pidevalt väheneb. Lisakontsentratsiooni Δp_n muutumine sõltuvalt kaugusest x on näidatud joonisel 1. 23, *b* ning avaldub seosega

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0) e^{-\frac{x}{L_p}}$$
, 1.21.

kus

 $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$

- difusioonipikkus kaugus, millel aukude lisakontsentratsioon on vähenenud e korda;
- τ_p aukude keskmine iga n-pooljuhis ajavahemik, mille jooksul aukude kontsentratsioon *n*-pooljuhis väheneb rekombineerumise tõttu e korda.

Pärast aukude lisakontsentratsiooni sisseviimist pooljuhti väheneb nende kontsentratsioon ajas samuti eksponentsiaalselt:

$$\Delta p_n(t) = \Delta p_n(0) e^{-\frac{t}{\tau_p}}.$$
 1. 22.

Sõltuvuse 1. 22 graafik on toodud joonisel 1. 24. Aukude keskmine iga τ_p iseloomustab rekombineerumise kiirust ainult kristalli sisemuses. Tegelikult mõjutab aukude iga ka pindrekombinatsioon, mille kiirust iseloomustab iga τ_s . Selle arvestamiseks on kasutusel efektiivse ea τ_{ef} mõiste, mis on avaldatav järgmiselt:

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_S} \,. \tag{1. 23.}$$

Rekombineerumist illustreerib ka joonis 1. 23, a. Punktis x = 0 väljuvad elektronid valentstsoonist, mis on samaväärne aukude sissetulekuga. Difundeerudes kristalli sisemusse, rekombineeruvad nad juhtivustsooni elektronidega. Punktis x = l toimub elektronide sisenemine juhtivustsooni. Elektronide difusioonvool on elektronide lisakontsentratsiooni suhtelise väiksuse tõttu tähtsusetu. Seega elektronid, liikudes kuni aukudega rekombineerumiseni, moodustavad triivvoolu. Joonisel 1. 23, c on näidatud, kuidas

aukude difusioonvoolu tiheduse i_{pd} ja elektronide triivvoolu tiheduse j_{nt} suhe üldisse voolutihedusse j muutub piki kristalli. Kaugusel $x = 3L_p$ aukude lisakontsentratsioon väheneb peaaegu nullini ning koguvool muutub täielikult elektronide triivvooluks.

Tegelikult ei õnnestu saada kontakti, mis juhiks elektrone ära ainult valentstsoonist, sest osa elektrone lahkub alati ka juhtivustsoonist. Seega koguvoolu tihedus punktis x = 0 sisaldab alati ka elektronkomponenti. Vähemus-laengukandjate kontakti kaudu sisseviimist kristalli nimetatakse *injektsiooniks*, injitseerivat kontakti aga *emitteriks*. Kontakti omadusi iseloomustab *injektsioonitegur* γ , mis näitab, millise osa koguvoolust moodustab vähemuslaengukandjate vool. Tavaliste joodetud kontaktide puhul $\gamma =$ $= 0.1 \dots 0.5$.

Aukude lisakontsentratsiooni tõttu kontakti K_1 läheduses pooljuhi juhtivus suureneb, kusjuures saadav lisajuhtivus $\Delta \sigma$ avaldub valemiga

$$\Delta \sigma = q \,\Delta \, p_n (\mu_p + \mu_n),$$

sest $\Delta n = \Delta p$ igas ruumielemendis.

Vastupidist protsessi, mille puhul augud eemalduvad kristallist, nimetatakse *ekstraktsiooniks*. Sel juhul elektronid liiguvad kontaktilt valentstsooni, «likvideerides» auke. Ekstraktsiooni suurus on piiratud aukude arvuga kristallis. Ekstraheerivat kontakti nimetame *kollektoriks*.

1. 24.

Aukude lisakontsentratsiooni sõltuvus ajast



Suurendame nüüd kristallile rakendatava elektrivälja tugevust väärtuseni, mille juures aukude triivvool tunduvalt ületab difusioonvoolu suuruse. Tugeva välja tõttu jõuavad augud enne rekombineerumist triivida tunduvalt kaugemale, kui nad jõuaksid difundeerudes. Lisakontsentratsiooni suurus sõltuvalt kaugusest *x* avaldub sel juhul seosega

$$\Delta p_n(x) = \Delta p_n(0) e^{-\frac{x}{L_{pef}}},$$

1. 24.

kus kaugust $L_{pej} = E\mu_p \tau_p$ nimetatakse keskmiseks triivipikkuseks — s. o. kauguseks, millel lisakontsentratsioon väheneb tugeva elektrivälja puhul e korda.

Seega tugeva elektrivälja olemasolul levib lisakontsentratsioon tunduvalt kaugemale ning juhul, kui $l\!<\!L_{pef}$, suureneb juhtivus kogu kristalli ulatuses.

Märgime veel ära kaks efekti, mis esinevad nõrgalt legeeritud pooljuhtide juures. Kui väikese injektsiooniteguriga kontaktile rakendada kõrge positiivne pinge, siis viiakse kontaktilähedaselt alalt elektrivälja poolt ära rohkem auke kui neid jõuab kontaktist siseneda. Toimub kristalli vaesestumine vähemus-laengukandjatest. Nähtust nimetatakse eksklusiooniks. Vastupidine efekt esineb aukude väljaviimisel kristallist väikese γ korral. Sel juhul ei jõua kontaktini triivinud augud küllalt kiiresti väljuda ja tagajärjeks on vähemus-laengukandjate kuhjumine kontaktilähedases piirkonnas. Mõlemad efektid omavad suurt tähtsust pooljuhtseadiste töös impulssrežiimis.

p-pooljuhi korral, kus vähemus-laengukandjateks on elektronid, toimuvad protsessid üldiselt analoogiliselt ülaltooduga.





Katse kontsentratsiooni tüüritavuse demonstreerimiseks: a — katseseadme skeem; b — vähemus-laengukandjate levimine kristallis

Näitena kirjeldame tuntud katset vähemus-laengukandjate liikumise uurimiseks pooljuhis (joon. 1. 25). n-germaaniumist valmistatakse monokristalne pikk risttahukas, mille otstes on kontaktid K_1 ja K_2 . Piki risttahukat rakendatakse nõrk elektriväli vooluallika U_1 abil. Kontakti K_1 lähedal asub auke injitseeriv kontakt K_3 , kontakti K_2 lähedal asub kontakt aukude ekstraheerimiseks K_4 . Kontakti K_2 ahelat juhib impulssgeneraator G. Kontaktile K_4 on rakendatud negatiivne pinge vooluallikast U3. Järjestikku lülitatud takisti R klemmid on ühendatud ostsillograafiga Ö pingelangu jälgimiseks. Jõudeseisundis on vool I2 tühine, sest aukude kontsentratsioon kristallis on väike. Juhime nüüd generaatorist G vooluimpulsi kristalli, injitseerides sinna auke. Et vooluahelad on galvaaniliselt sidestatud, tuleb samal hetkel lühike vooluimpulss ka läbi takisti R, mida näitab ostsillograaf. Injitseeritud aukude kogum hakkab elektrivälja toimel triivima kontakti K_4 suunas, valgudes samal ajal difusiooni tõttu laiali. Joonisel 1. 25, b on näidatud aukude kogumiku asukoht ja suurus mitmesugustel hetkedel. Kui kogumiku esirinne jõuab kontaktini K_4 , tekib viimases tugev vooluimpulss, mida näitab ostsillograaf O. Vool kestab seni, kuni kõik kontaktini jõudnud augud on väljunud. Mõõtes impulsi parameetreid ja kahe impulsi vahelist aega, on võimalik kindlaks määrata triivi kestust ja rekombineerumisastet. Niisiis nägime, et vooluga kontaktpaari K_1 ja K_3 vahel võib tüürida voolu kontaktpaari K_2 ja K_4 vahel.

Kokku võttes rõhutame, et laengukandjate kontsentratsiooni pooljuhis saab muuta ainult elektron-auk-paaridena. Seejuures muutub oluliselt vaid vähemus-laengukandjate kontsentratsioon.

1. 7. FOTOELEKTRILISED JA OPTILISED NÄHTUSED POOLJUHIS

Nagu metallidki, on ka pooljuhid suure neeldumisvõimega elektromagnetiliste lainete nähtavas osas. Erinevalt metallidest hakkavad aga pooljuhid lainepikkuse teatavast väärtusest alates laineid hästi läbi laskma, s. o. muutuvad läbipaistvaks. Pooljuhi tsoonistruktuuri põhjal on seda nähtust kerge seletada. Selleks et toimuks energiavahetus kiirguse ja pooljuhi elektronide vahel, on elektronidele vaja anda lisaenergiat väärtusega vähemalt ΔW (keelutsooni laius). Kiirguskvandi energia määratakse teatavasti seosega 1. 4 ehk, väljendatuna lainepikkuse kaudu,

$$W_0 = \frac{hc}{\lambda}$$
,

kus λ — kiirguse lainepikkus;
 c — valguse kiirus.

4 Pooljuhtseadised . . .



Kriitiline lainepikkus, mille juures veel on võimalik energiavahetus, avaldub seega järgmiselt:

$$\lambda_{kr} = \frac{hc}{\Delta W} \, .$$

Kui lainepikkus on suurem kriitilisest, on kvandi energia niivõrd väike, et ei suuda elektroni valentstsoonist juhtivustsooni üle viia. Sel juhul energiakadusid ei esine ja kiirgus võib kristalli läbida. Seda nähtust kasutatakse laialdaselt infrapunase kiirguse filtrite ehitamiseks. Loomulikult peab kristall olema puhas ja optiliselt hästi töödeldud. Lisandite olemasolul neeldub kiirgus ka pikema-tel lainepikkustel. Joonisel 1. 26 on näidatud pooljuhi neeldumis-teguri α sõltuvus lainepikkusest erinevate lisandite kontsentrat-sioonide N korral.

Kui kriitiline lainepikkus on teada (seda on kerge määrata optiliste mõõtmiste teel), saame määrata pooljuhi keelutsooni laiuse. Seda meetodit kasutatakse praktikas tihti.

Kiirguskvandi neeldumisel toimunud elektroni üleminek juhtivustsooni tekitab laengukandjate lisakontsentratsiooni, mis suurendab pooljuhi elektrijuhtivust. Sel teel tekkinud lisajuhtivust nimetatakse *fotojuhtivuseks*. Peale selle võivad tekkinud augud ja elektronid vastavate tingimuste olemasolul koonduda kristalli eri osadesse, tekitades elektromotoorse jõu. Seda nähtust kasutatakse fotoelektriliste vooluallikate, nn. «päikesepatareide» ehitamisel.

Kuigi fotojuhtivuse tekkimiseks on kiirguskvandi neeldumine kristallis vajalik, ei ole see tingimus piisav. On teada suur hulk kiirgust neelavaid kristalle, kus fotojuhtivust ei esine. Tekkinud elektron-auk-paarid ehk *ekstsitonid* difundeeruvad sel juhul ühise tervikuna kristallivõres kuni rekombineerumiseni. Rekombineerumisel annab ekstsiton oma energia kristallivõrele soojuse näol. Fotoefekti tekkimiseks on vajalik elektroni ja augu eraldumine teineteisest.

Joonisel 1. 27 on näidatud fotojuhtivuse sõltuvus kiirguse lainepikkusest (fototakisti Φ C-A kohta). Pikemate lainete poolt on piiravaks kvandi energia suurus. Piiramine lühemate lainete poolt on tingitud neeldumisteguri suurenemisest lainete lühenemisel. Suure neeldumisteguri puhul neeldub kogu valgus kristalli pinnal, milles tekkiv laengukandjate kontsentratsioon osutub niivõrd suureks, et laengukandjate iga hakkab vähenema.

Fotoefekti toimel tekkinud laengukandjad ei erine millegi poolest «harilikest» ning omavad sama liikuvust ja iga. Tasakaalu olukorras on fotojuhtivus määratud neelduvate kiirguskvantide arvu ja rekombineerumise kiirusega. Mida väiksem on rekombinatsioon, seda rohkem on resulteerivaid laengukandjaid pooljuhis, seda suurem on vastavalt ka fotojuhtivus. Laengukandjate ea pikendamine aga suurendab fotoefekti inertsust. Lähemalt vaatleme fotoefekti põhimõttel töötavaid seadiseid vastavates peatükkides.

1. 8. HALLI EFEKT

Üheaegse elektri- ja magnetvälja toimel ilmneb metallides ja pooljuhtides rida huvitavaid efekte, mida nimetatakse galvanomagnetilisteks nähtusteks. Vaatleme neist ühte tähtsamat, Halli efekti, mida kasutatakse viimasel ajal tehnikas väga laialdaselt.

Halli efekt avaldub ristsuunalise elektrivälja tekkimises magnetväljas asetsevas juhis, mida läbib elektrivool.

Hiljem tema nime järgi nimetatud efekti avastas E. H. Hall 1879. a. Selle kasutamine on kujunenud üheks põhilisemaks meetodiks pooljuhtide uurimisel. Katseseadme skeem efekti jälgimiseks on näidatud joonisel 1. 28. Kui asetada õhuke risttahukakujuline *n*-pooljuhist plaatristsuunalisse magnetvälja ning juhtida sellest läbi vool, mõjub plaadis liikuvatele laengukandjatele Lorentzi

51

4*





jõud, mis sunnib neid kõrvale kalduma x-telje negatiivses suunas. Tagajärjeks on laengukandjate kuhjumine juhtme ühele äärele, mis kutsub esile elektrivälja. Tekkinud elektromotoorset jõudu nimetatakse Halli elektromotoorseks jõuks ja seda mõõdetakse plaadile kinnitatud nn. *Halli kontaktide* kaudu. Ristsuunaline elektriväli tasakaalustab Lorentzi jõu, nii et tasakaalu olukorras laengukandjate kontsentratsioon juhtme kõigis osades on püsiv. Kui magnetväli on plaadi pinnaga ja voolu *I* suunaga risti, on tekkiv Halli emj. arvutatav valemiga:

$$E_H = R_H \frac{BI}{d} \,,$$

kus R_H — Halli tegur, sõltub juhtiva materjali omadustest;

d — plaadi paksus;

B - magnetvootihedus.

Lorentzi jõud on teatavasti määratud seosega:

 $F = qvB\sin \alpha$,

kus q — elektroni laeng;

- v elektroni kiirus;
- α voolu suuna ja magnetvälja vaheline nurk.

Nagu teame, on pooljuhtides laengukandjatekontsentratsioon väiksem kui metallides, vastavalt on Halli tegur pooljuhtidel 5...8 suurusjärku suurem kui metallidel. Sellega on seletatav ka asjaolu, et see juba ammu avastatud efekt leidis tehnikas kasutamist alles tänapäeval, koos pooljuhttehnika arenguga.

Halli emj. põhjustajaks on laengukandjate kuhjumine juhtme ühele äärele. Järelikult on selle emj. polaarsus määratud laengukandjate tüübiga. *n*-pooljuhi korral on enamus-laengukandjateks elektronid, mis *x*-telje sihis liikudes kutsuvad esile negatiivse laengu (nagu on näidatud joonisel 1. 28). *p*-pooljuhi korral on enamus-laengukandjateks augud, mis samuti *x*-telje sihis liikudes kutsuvad esile positiivse laengu (positiivne laeng peaks kuhjuma vastassuunas, antud juhul on aga laengukandjate liikumissuund vastupidine elektronide liikumisele, nii et Lorentzi jõud mõjub samas suunas).

Aukude ja elektronide laengud kompenseerivad teineteist, mistõttu Halli emj. märk näitab enamus-laengukandjate tüüpi. Kui elektronide ja aukude kontsentratsioonid plaadi servadel oleksid võrdsed, oleks Halli emj. võrdne nulliga. Sellele lähedane olukord esineb puhtpooljuhi korral. Halli efekti abil võib kindlaks määrata laengukandjate tüübi, samuti nende liikuvuse. See ongi põhjustanud nimetatud efektil põhinevate meetodite laialdase kasutamise pooljuhtide uurimisel.

Puhtpooljuhi korral on Halli tegur määratav valemiga

$$R_{H} = \frac{A\left(\mu_{p} - \mu_{n}\right)}{n_{i} q\left(\mu_{p} + \mu_{n}\right)},$$

kus A — konstant.

Üldjuhul aga

$$R_{H} = \frac{A\left(p\mu_{p}^{2} - n\mu_{n}^{2}\right)}{q\left(p\mu_{p} + n\mu_{n}\right)^{2}}.$$
 1. 25.

Halli efekti kasutamine tehnikas põhineb peaasjalikult tekkiva emj. võrdelisusel voolu ja magnetvootiheduse korrutisega.

2. KONTAKTNÄHTUSED POOLJUHIS

2. 1. NÄHTUSED MITTEHOMOGEENSES POOLJUHIS, p-n-SIIRDE MOODUSTUMINE

Seni käsitlesime pooljuhte, mille elektrilised omadused kogu keha piires olid ühesugused, s. o. *homogeenseid* pooljuhte. Homogeense pooljuhi üheks iseärasuseks on tema elektriline neutraalsus ruumlaengu puudumise tõttu, sest ruumlaengu puudumine eeldab laengukandjate ühtlast kontsentratsiooni.

Mittehomogeenses pooljuhis on lisandaatomid kristalli mahus jaotatud ebaühtlaselt. Joonisel 2. 1 on skemaatiliselt näidatud pooljuhtkristall, milles lisandaatomite tihedus *x*-telje sihis lineaarselt muutub. Ülejäänud telgede suunas olgu lisandaatomite tihedus ühtlane.

Homogeenses pooljuhis on laengukandjate soojuslikul liikumisel kõik liikumissuunad võrdtõenäolised. Liikumine toimub keskmiselt kõigis suundades ühtlaselt ning laengukandjate kuhjumist ei esine. Mittehomogeense pooljuhi korral ilmneb tendents laengukandjate difundeerumiseks suurema kontsentratsiooniga piirkonnast vähema kontsentratsiooniga piirkonda, s. o. laengukandjad püüavad kristalli ulatuses ühtlaselt jaotuda. Kui puuduks jõud, mis difusiooni takistab, siis teatud aja möödumisel laengukandjate kontsentrat-

2. 1. Mittehomogeense pooljuhi mudel





 Nähtused mittehomogeenses pooljuhis: *a* — kontsentratsiooni jaotus; *b* — ruumlaengu tekkimine; *c* — elektri-välja tugevuse jaotus

sioon ühtlustuks. Tegelikult aga seda ei juhtu, sest difusioonist tingitud laengukandjate ümberjaotumisele kaasneb kristallisisese elektrivälja tekkimine (meenutame, et algolukorras olid kristalli kõik osad elektriliselt neutraalsed). Kui suurema lisandite tihedusega ruumiosast osa laengukandjaid, näiteks elektrone, lahkub, siis kohalejäänud ioonide positiivne laeng jääb tasakaalustamata, mis põhjustab ruumlaengu. Ruumi osas, kuhu difundeerusid elektronid, tekib elektronide ülekaalu tõttu negatiivne ruumlaeng. *p*-pooljuhis on kujunevate ruumlaengute märgid vastupidised. n-pooljuhi doonoraatomite kontsentratsiooni muutumine piki x-telge on kujutatud graafikuna joonisel 2. 2, a. Joonisel 2. 2, b on skemaatiliselt näidatud ruumlaengu tekkimine. Parempoolsest ruumiosast lahkuvad elektronid jätavad viimase positiivselt laetuks ja tekitavad vasakpoolses ruumiosas negatiivse laengu. Elektronide jaotus kristallis erineb seega mõnevõrra doonoraatomite jaotusest (kriipsjoon). Ruumlaeng teatavasti kutsub esile elektrivälja E, mis omakorda hakkab mõjutama laengukandjaid, püüdes neid triivi teel tagastada kristalli parempoolsesse ossa. Elektrivälja tugevuse graafik on näidatud joonisel 2. 2, c. On ilmne, et protsess tasakaalustub — ajaühiku jooksul madalama kontsentratsiooniga piirkonda difundeerunud elektronide arv võrdub sealt triivi teel lahkunute arvuga. Ruumlaengu suurus muutub püsivaks. Difusioon- ja triivvoolu tihedused avalduvad seostega 1. 19.

Tasakaalu olukorras sõltub elektrivälja jaotus kristallis lisandaatomite ruumilisest jaotusest, kristalli geomeetrilisest kujust ja on üldjuhul raskesti arvutatav.

Teiseks huvitavaks efektiks, mis esineb mittehomogeenses pooljuhis, on laengukandjate «sorteerumine» nende energia järgi. Selleks et näiteks elektron võiks difundeeruda väiksema kontsentrat-



 Tsoonipiiride kõverdumine mittehomogeenses pooljuhis

siooniga ruumiossa, peab tal olema piisavalt energiat elektrivälja pidurdava mõju ületamiseks. Analoogiline nõue kehtib aukude kohta. Niisiis võivad kristalli vasakpoolses osas asuda ainult need elektronid, mille energia on keskmisest kõrgem. Parempoolsesse ossa jäävad seega keskmisest väiksema energiaga elektronid. Selle tagajärjel kristalli potentsiaalidiagramm muutub — nii juhtivustsooni kui ka valentstsooni piirid kõverduvad. Mittehomogeense pooljuhtkristalli potentsiaalidiagramm on näidatud joonisel 2. 3. Näeme, et kristalli parempoolses osas läheneb juhtivustsooni piir Fermi nivoole, valentstsooni piir aga kaugeneb sellest. Keelutsooni laius jääb endiseks, samuti jääb muutumatuks Fermi nivoo (ühtlase rõhu ja temperatuuriga kehas on Fermi nivoo alati konstantsel kõrgusel, analoogiliselt vedeliku tasemega ühendatud anumates).

Niisiis veendusime, et mittehomogeenses pooljuhis esineb rida uusi nähtusi, mida homogeenses pooljuhis ei olnud. Seda asjaolu kasutatakse nn. *p-n-siirde* moodustamisel, mille käsitlemisele järgnevalt asume.

Eelnevas näites oli lisandaatomite jaotus kristallis ruumiliselt pidevalt muutuv, kusjuures see oli saavutatud ruumiliselt ebaühtlase legeerimisega. Edaspidi vaatleme kristalle, mis koosnevad kahest eritüübilise juhtivusega osast. See on teostatav näiteks *n*- ja *p*-tüüpi kristallide kokkusulatamisega. Saadud kristallis muutub lisandaatomite jaotus kahe lähtekristalli liitekohal järsult.



2. 4.

a — lähtekristallid; b — kontsentratsioonide jaotus siirdes; c — ruumlaengu tiheduse jaotus; d — elektrivälja tugevuse jaotus; e — potentsiaali jaotus

Lisandaatomite ja samuti laengukandjate jaotus lähtekristallides enne kokkusulatamist on näidatud joonisel 2. 4, α . Olgu n_n ja p_n laengukandjate kontsentratsioonid *n*-juhtivusega kristallis (edaspidi nimetame seda *n*-piirkonnaks) ning p_p ja n_p laengukandjate kontsentratsioonid *p*-juhtivusega kristallis (*p*-piirkonnas). Kui mõlemad kristallid on küllaldaselt legeeritud, on vähemus-laengukandjate kontsentratsioonid nendes väikesed, seega on täidetud tingimused $n_n \gg p_n$ ja $p_p \gg n_p$. Olgu näiteks $n_n = p_p = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ning kontsentratsioonide korrutis antud temperatuuril $n_i^2 =$ $= n_p \cdot p_p = n_n \cdot p_n = 10^{26}$ cm⁻⁶, siis $p_n = n_p = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{10^{26}}{10^{16}} = 10^{10}$ cm-3. Seega ühel pool kristallide liitekohta on elektronide algkontsentratsioon $n_n = 10^{16}$ cm⁻³, teisel pool liitekohta aga $n_p =$ = 1010 cm-3, s. o. kuus suurusjärku väiksem. Sama on kehtiv aukude kontsentratsiooni kohta. Kontsentratsioonide graafik on esitatud joonisel 2. 4, b. Selline järsk kontsentratsioonide muutus kutsub esile laengukandjate intensiivse difusiooni. Elektronid difundeeruvad n-piirkonnast p-piirkonda ning augud vastupidi, p-piirkonnast n-piirkonda. Kuni kokkusulatamiseni olid mõlemad kristallipooled elektriliselt neutraalsed ning ruumlaenguid neis ei olnud. Pärast liitmist moodustuvad intensiivse difusiooni tõttu liitekoha vahetus läheduses tugevad ruumlaengud. Elektronid, lahkudes n-piirkonnast, jätavad viimasesse positiivse ruumlaengu ioniseeritud doonoraatomite näol, p-piirkonnas moodustavad nad aga negatiivse ruumlaengu, p-piirkonnast lahkuvad augud jätavad viimasesse ruumlaengu negatiivsete aktseptorioonide näol, moodustades samal ajal n-piirkonnas positiivse ruumlaengu. Tekkinud ruumlaeng kutsub esile elektrivälja suunaga n-piirkonnast p-piirkonda, mis hakkab edasist difusiooni takistama. Ruumlaengu ja elektrivälja jaotus on toodud joonisel 2. 4, c ja d. Lugedes kristalli ühe poole potentsiaali nulliks, saame joonisel 2. 4, e näidatud potentsiaali jaotuskõvera. Elektriväli kutsub esile triivvoolud. p-piirkonnas olevad elektronid, sattudes elektrivälja mõjupiirkonda, triivivad n-piirkonda, moodustades elektronide triivvoolu tihedusega j_{nt} . Augud, triivides *p*-piirkonda, moodustavad aukude triivvoolu tihedusega j_{pt}. Elektronide ja aukude difusioonvoolude tihedused tähistame vastavalt jnd ja jpd . Tasakaalu olukorras, kus kristalli läbiv koguvool puudub, võime kirjutada:

$$j_{nt} + j_{pt} + j_{nd} + j_{pd} = 0, 2. 1$$

s. o. difusioonvoolude summa võrdub triivvoolude summaga (märgime veel, et difusioonvool on suunalt vastupidine triivvoolule). Seega moodustub difusiooni tagajärjel kahe, erinevalt legeeritud kristalli liitekohal laengukandjatevaene piirkond, nn. vaegkiht, mille juhtivus on lähtekristallide normaalsest juhtivusest tunduvalt väiksem ja mida nimetamegi *p-n-siirdeks*. Täpselt liitekohal võrdub juhtivus pooljuhi omajuhtivusega antud temperatuuril. Laengukandjate kontsentratsioonid liitekohal avalduvad seosega

$$n = p = n_i = p_i = \sqrt{p_n n_n} = \sqrt{n_p p_p}$$
. 2. 2.

Jooniselt 2. 4, *b* nähtub, et kaugusel $\frac{1}{2}$ l_s liitekohast laengukandjate kontsentratsioon läheneb esialgsele, s. o. jääb mõjutamata. Mida kõrgemad on *n*- ja *p*-piirkondade juhtivused, seda kitsamale alale on surutud ruumlaeng ja elektriväli. *Siirde laius l_s* avaldub seosega

$$l_s = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon \Delta \varphi_0}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)}, \qquad 2. \quad 3.$$

kus ε₀ -- elektriline konstant;

ε — keskkonna suhteline dielektriline läbitavus;

 N_d — doonoraatomite kontsentratsioon *n*-pooljuhis;

 N_a — aktseptoraatomite kontsentratsioon p-pooljuhis;

q — elektroni laeng.

$$\Delta \varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} = \varphi_T \ln \frac{p_p}{p_n}.$$
 2. 4.

Kontaktpotentsiaal $\Delta \varphi_0$ on *p*-*n*-siirde tasakaalu olukorras kujunev potentsiaal (vt. joon. 2. 4, *e*), mille kõrgus antud temperatuuril seadub alati selliseks, et triivvool ja difusioonvool oleksid tasakaalus vastavalt valemile 2. 1.

Valem 2. 3 on kehtiv nn. *järsu p-n-siirde* jaoks, milles lisandaatomite kontsentratsioon muutub astmeliselt. Praktikas kasutatakse tihti ka nn. *sujuvaid p-n-siirdeid*, kus lisandaatomite kontsentratsioon muutub sujuvalt *p*-piirkonnast *n*-piirkonda.

Asume nüüd *p-n*-siirde tsoonidiagrammi vaatlemisele, mis on kujutatud joonisel 2. 5. Erinevalt eelmistest tsoonidiagrammidest on siin kaks ordinaattelge φ — elektronide potentsiaali kujutamiseks ja — φ — aukude potentsiaali kujutamiseks. Aukude potentsiaali on seda suurem, mida kaugemal allpool nad valentstsooni piirist asuvad.

Analoogiliselt eelnenud naitega toimub ka siin laengukandjate sorteerumine nende potentsiaali järgi. On ilmne, et *n*-piirkonnast *p*-piirkonda saavad difundeeruda ainult need elektronid, mille energia ületab elektrivälja takistava mõju. Et kristall kujutab endast ühte tervikut, jääb Fermi nivoo loomulikult muutumatuks. Juhtivustsooni ja valentstsooni piirid kõverduvad vastavalt laengukandjate sorteerumisele. Joonisel 2. 5 on Fermi nivoo tähistatud φ_F , keelutsooni laius $\Delta \varphi$, juhtivustsooni piir *n*-piirkonnas — φ'_j , *p*-piirkonnas φ''_j , valentstsooni piir on vastavalt φ''_v . Keelutsooni keskjoone energia on φ . Ruumlaengust esilekutsutud *n*- ja *p*-piirkondade potentsiaalivahet, mis tasakaalu olukorras võrdub kontaktpotentsiaaliga, nimetatakse *potentsiaalibarjääriks* ehk *potentsiaalitõkkeks* ja selle kõrgus on määratav valemiga 2. 4, s. o. sõltub enamus- ja vähemus-laengukandjate suhte logaritmist ja temperatuurist. Väljendades kontsentratsioonid eritakistuste kaudu. saame:

$$\Delta \varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{\varrho_i^2 (b+1)^2}{\varrho_p \ \varrho_n b}$$

kus g, — puhtpooljuhi eritakistus;

$$\varrho_n, \ \varrho_p - vastavalt n- ja p-piirkondade eritakistused;$$
 $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} - liikuvuste suhe.$

Võttes $\varrho_p = 0,01 \ \Omega \text{cm}, \ \varrho_n = 1 \ \Omega \text{cm}$, saame toatemperatuuril ($\varphi_T = 0,025 \text{ V}$) potentsiaalitõkke väärtuseks germaaniumi puhul $\Delta \varphi_0 = 0,35 \text{ V}$. Ränist valmistatud *p*-*n*-siiretel on potentsiaalitõkke suurus toatemperatuuril $\Delta \varphi_0 \approx 0,6 \text{ V}$. Pöördume tagasi joonise 2. 5 juurde. Elektroni difundeerumine *p*-piirkonda on võimalik ainult siis, kui ta potentsiaal *n*-piirkonnas ületab väärtuse $\Delta \varphi_0 = \varphi_1'$, (elektronid e_2, e_3, e_4). Kui elektroni potentsiaal on madalam (e_1), siis tõugatakse ta elektrivälja poolt siirdepiirkonnast tagasi. Vastavalt sellele on augud, mille energia on kõrgem kui $\varphi_1'' = \varphi_{\tau}'$ (augud a_2, a_3, a_4), võimelised difundeeruma *n*-piirkonda, auk a_1 aga mitte. Triivvoolu moodustavate elektronide (e_5) trajektoore võib kujutleda mööda potentsiaalitõkke profiili veereva metallkuulikese trajektoorina. Triivvoolu moodustava augu (a_5) liikumist võib kujutleda kõverpinnalise kaane all oleva gaasimullikese liikumisena vedelikus.



5. Potentsiaalitõkke tekkimine

2.

2. 5.

Vaadeldud näites käsitlesime sümmeetrilist p-n-siiret, milles lisandaatomite tihedused p- ja n-piirkondades on võrdsed ning järelikult ka $n_n = p_p$. Tegelikult kasutatavad siirded on aga harilikult mittesümmeetrilised, kusjuures üks piirkondadest on tunduvalt tugevamini legeeritud. Mittesümmeetrilise siirde puhul asuvad ruumlaengud ja elektriväli praktiliselt tervenisti suurema eritakistusega kristallipooles.

*p-n-*siirde laius on sel juhul määratav valemitega:

$$N_s = \sqrt{rac{2 \, arepsilon_0 \Delta arphi_0}{q N_d}}$$
, kui $N_A >> N_d$

$$l_s = \sqrt{rac{2 \, \epsilon_0 \epsilon \Delta \phi_0}{q N_a}}$$
, kui $N_D \gg N_a$

Sellises mittesümmeetrilises *p-n*-siirdes moodustavad difusioonvoolu põhiliselt *p*-piirkonnast *n*-piirkonda difundeeruvad augud. *p*-ala võib sel juhul vaadelda kui auke injitseerivat elektroodi emitterit, kusjuures injektsioonitegur

2. 6.

2. 7.

$$\gamma \approx 1 - \frac{\varrho_p}{\varrho_n}$$
,

või

kus $\varrho_p - p$ -piirkonna eritakistus;

 $q_n - n$ -piirkonna eritakistus.

Suure takistusega *n*-piirkonda nimetatakse sel juhul *baasiks*. Kokku võttes märgime, et mittehomogeenses pooljuhis tekib difusiooni tõttu laengukandjate ümberjaotumine, mis kutsub esile ruumlaengu ja potentsiaalitõkke, Kui kristall koosneb erisuguse juhtivustüübiga pooltest, moodustub poolte liitekohal *p*-*n*-siire.

2. 2. p-n-SIIRDE PINGE-VOOLUKARAKTERISTIK

Eelmises paragrahvis vaatlesime *p-n*-siirdeid tasakaalu olukorras, s. t. kui neile ei mõjunud väline elektriväli. Nägime, et sel juhul on difusioonvoolu ja triivvoolu summa võrdne nulliga — koguvool kristallis puudub. See on isoleeritud kristalli puhul ka loomulik. Käesolevas paragrahvis kirjeldame nähtusi, mis ilmnevad välise elektrivälja rakendamisel *p-n*-siirdele.

Ühendades *p-n*-siirdega välise pingeallika, langeb peaaegu kogu pinge vaegkihile, sest selle takistus on tunduvalt suurem ülejäänud kristalliosa takistusest. Väline pinge, liitudes siirdel oleva kontaktpotentsiaaliga, võib sõltuvalt pinge polaarsusest resulteerivat saame:

$$\Delta \varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{\varrho_i^2 (b+1)^2}{\varrho_p \ \varrho_n b},$$

kus g, — puhtpooljuhi eritakistus;

 $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ — liikuvuste suhe.

Võttes $\varrho_p = 0,01 \ \Omega \text{cm}, \ \varrho_n = 1 \ \Omega \text{cm}$, saame toatemperatuuril ($\varphi_T = 0,025 \text{ V}$) potentsiaalitõkke väärtuseks germaaniumi puhul $\Delta \varphi_0 = 0,35 \text{ V}$. Ränist valmistatud *p-n*-siiretel on potentsiaalitõkke suurus toatemperatuuril $\Delta \varphi_0 \approx 0,6 \text{ V}$. Pöördume tagasi joonise 2. 5 juurde. Elektroni difundeerumine *p*-piirkonda on võimalik ainult siis, kui ta potentsiaal *n*-piirkonnas ületab väärtuse $\Delta \varphi_0 = \varphi_1'$, (elektronid e_2, e_3, e_4). Kui elektroni potentsiaal on madalam (e_1), siis tõugatakse ta elektrivälja poolt siirdepiirkonnast tagasi. Vastavalt sellele on augud, mille energia on kõrgem kui $\varphi_1'' = \varphi_v'$ (augud a_2, a_3, a_4), võimelised difundeeruma *n*-piirkonda, auk a_1 aga mitte. Triivvoolu moodustavate elektronide (e_5) trajektoore võib kujutleda mööda potentsiaalitõkke profiili veereva metallkuulikese trajektoorina. Triivvoolu moodustava augu (a_5) liikumist võib kujutleda kõverpinnalise kaane all oleva gaasimullikese liiku-misena vedelikus.



Vaadeldud näites käsitlesime sümmeetrilist p-n-siiret, milles lisandaatomite tihedused p- ja n-piirkondades on võrdsed ning järelikult ka $n_n = p_p$. Tegelikult kasutatavad siirded on aga harilikult mittesümmeetrilised, kusjuures üks piirkondadest on tunduvalt tugevamini legeeritud. Mittesümmeetrilise siirde puhul asuvad ruumlaengud ja elektriväli praktiliselt tervenisti suurema eritakistusega kristallipooles.

p-n-siirde laius on sel juhul määratav valemitega:

 $l_s = \left| \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon \Delta \varphi_0}{q N_d}}, \text{ kui } N_A \gg N_d \right|.$

$$l_s = \sqrt{rac{2 \, arepsilon_0 \epsilon \Delta \phi_0}{q N_a}}$$
, kui $N_D \gg N_a$

Sellises mittesümmeetrilises *p-n*-siirdes moodustavad difusioonvoolu põhiliselt *p*-piirkonnast *n*-piirkonda difundeeruvad augud. *p*-ala võib sel juhul vaadelda kui auke injitseerivat elektroodi emitterit, kusjuures injektsioonitegur

$$\gamma \approx 1 - \frac{\varrho_p}{\varrho_n}$$
,

või

kus $\varrho_p - p$ -piirkonna eritakistus; $\varrho_n - n$ -piirkonna eritakistus.

Suure takistusega *n*-piirkonda nimetatakse sel juhul *baasiks*. Kokku võttes märgime, et mittehomogeenses pooljuhis tekib difusiooni tõttu laengukandjate ümberjaotumine, mis kutsub esile ruumlaengu ja potentsiaalitõkke, Kui kristall koosneb erisuguse juhtivustüübiga pooltest, moodustub poolte liitekohal *p-n-*siire.

2. 2. *p-n-*SIIRDE PINGE-VOOLUKARAKTERISTIK

Eelmises paragrahvis vaatlesime *p*-*n*-siirdeid tasakaalu olukorras, s. t. kui neile ei mõjunud väline elektriväli. Nägime, et sel juhul on difusioonvoolu ja triivvoolu summa võrdne nulliga — koguvool kristallis puudub. See on isoleeritud kristalli puhul ka loomulik. Käesolevas paragrahvis kirjeldame nähtusi, mis ilmnevad välise elektrivälja rakendamisel *p*-*n*-siirdele.

Ühendades *p-n*-siirdega välise pingeallika, langeb peaaegu kogu pinge vaegkihile, sest selle takistus on tunduvalt suurem ülejäänud kristalliosa takistusest. Väline pinge, liitudes siirdel oleva kontaktpotentsiaaliga, võib sõltuvalt pinge polaarsusest resulteerivat

2. 6.

2. 7.

potentsiaalitõket suurendada või vähendada. Kui ühendame pingeallika positiivse pooluse *p-n*-siirde *n*-poolega ja negatiivse pooluse *p*-poolega, siis resulteeriv väljatugevus *p-n*-siirdel suureneb. See vastab potentsiaalitõkke kõrgenemisele. Vastupidine ühendamine vähendab potentsiaalitõket.

2. 6. p-n-siirde lülitus



Pingeallika *p*-*n*-siirdega ühendamise lülitus on kujutatud joonisel 2. 6. Vastavad potentsiaalidiagrammid on toodud joonistel 2. 7, *a* ja 2. 7, *b*. Kui rakendatav pinge U on samasuunaline kontaktpotentsiaaliga, siis potentsiaalitõke suureneb:

 $\Delta \varphi_1 = \Delta \varphi_0 + U.$

Sellele vastab potentsiaalidiagramm joonisel 2. 7, a. Et kristall on tasakaaluasendist välja viidud, siis ka Fermi nivoo ei jää konstantseks, vaid kõverdub.

Kui pingeallika pinge ja kontaktpotentsiaal on erinevate suundadega, siis potentsiaalitõke väheneb (joon. 2. 7, b):

 $\Delta \varphi_2 = \Delta \varphi_0 - U.$

Potentsiaalitõkke kõrguse muutumine mõjub triivvoolule ja difusioonvoolule erinevalt, seepärast vaatleme neid eraldi.

Tuletame meelde, et triivvoolu moodustavad *p*-*n*-siirde elektrivälja mõjupiirkonda sattunud vähemus-laengukandjad. Viimasteks osutuvad ainult need vähemus-laengukandjad, mis on võimelised *p*-*n*-siirde piirkonda difundeeruma, s. o. sellised, mis tekivad siirdest mitte kaugemal kui difusioonipikkus L_p . Kaugemal tekkivad vähemus-laengukandjad jõuavad enne siirdeni jõudmist rekombineeruda ning seega triivvoolust osa ei võta. *p*-*n*-siirde mõjupiirkonda jõudvate vähemus-laengukandjate arv ruumiühiku kohta oleneb aga ainult nende üldkontsentratsioonist antud pooljuhis $(n_p või p_n)$ ning nende tekkekiirusest, mis on pöördvõrdeline nende eaga (τ_p, τ_n) . On selge, et ükski loetletud komponentidest ei sõltu kristallile rakendatud elektrivälja tugevusest, seega ka pingest. *p*-*n*-siirdele rakendatud pingest sõltub ainult triivvoolu moodustavate laengukandjate kiirus, millega nad läbivad siirde.

Et triivvool ei sõltu p-n-siirdele rakendatud pingest, vaid on mää-

ratud ainult vähemus-laengukandjate kontsentratsiooniga, nende tekkekiiruse ja difusioonipikkusega, nimetatakse seda *p-n-siirde küllastusvooluks* ja tähistatakse I_s . Küllastusvoolu tihedus j_s , mis koosneb auk- ja elektronkomponentidest, on seega avaldatav valemiga:

$$j_s = j_{ps} + j_{ns} = q p_n L_p \frac{1}{\tau_p} + q n_p L_n \frac{1}{\tau_n}$$
. 2. 8.

Et vähemus-laengukandjate kontsentratsioon on pöördvõrdeline enamus-laengukandjate kontsentratsiooniga antud pooljuhis (vastavalt seosele $p_n n_n = n_p p_p = n_i^2$), siis mittesümmeetrilise p-nsiirde puhul on ülekaalus küllastusvoolu komponent, mis voolab suurema eritakistusega kristallipoolelt. Seega kui $p_p \gg n_n$, siis $p_n \gg n_p$ ja $j_{ps} \gg j_{ns}$; kui aga $n_n \gg p_p$, siis $n_p \gg p_n$ ja $j_{ns} \gg j_{ps}$. Avaldades difusioonipikkuse difusiooniteguri (D_p, D_n) ja laengukandjate ea kaudu ning vähemus-laengukandjate kontsentratsiooni



p-n-siirde potentsiaalidiagramm: a — vastupinge rakendamisel siirdele; b — päripinge rakendamisel siirdele

puhtpooljuhi laengukandjate kontsentratsiooni kaudu, võime valemi 2. 8 mittesümmeetriliste *p-n-*siirete jaoks saada kujul

$$j_s \approx j_{ps} = q \frac{n_l^2}{n_n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}}$$
, kui $p_p \gg n_n$; 2. 9.

$$j_s \approx j_{ns} = q \frac{n_l^2}{p_p} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}}$$
, kui $n_n \gg p_p$. 2. 10.

Tuleb veel märkida, et kuna laengukandjate kontsentratsioon puhtpooljuhis sõltub ligikaudu eksponentsiaalselt temperatuurist, siis sõltub eksponentsiaalselt temperatuurist ka küllastusvoolu tihedus.

Difusioonvoolu vaatlemisel siirdes tuletame meelde, et difusioonvoolu moodustavad need enamus-laengukandjad pooljuhis, mille potentsiaal (energia) on kõrgem p-n-siirde potentsiaalitõkkest ning mis seetõtu on võimelised difundeeruma p-n-siirde vastaspoolele. Välise pingeallika rakendamisel p-n-siirdele viimase potentsiaalitõke kas suureneb või väheneb vastavalt pinge polaarsusele. Järelikult peab muutuma ka potentsiaalitõket ületada võivate laengukandjate arv ning vastavalt sellele ka difusioonvoolu tugevus. Difusioonvoolu muutumise iseloomu kindlaksmääramiseks tuletame meelde laengukandjate jaotust vastavalt nende energiatele. Nagu oli märgitud eespool (vt. § 1. 5), allub laengukandjate jaotus potentsiaalide (või energiate) järgi Fermi-Diraci seadusele

$$f_n(\varphi) = \frac{1}{\frac{\varphi - \varphi_F}{1 + e^{\varphi_T}}}.$$

Toatemperatuuril ($\varphi_T = 0.025$ V), kui pooljuht pole mandunud, võib kirjutada, et exp $\left(\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}\right) \gg 1$, ning saame ligikaudse valemi:

$$f_n(\varphi) \approx \mathrm{e}^{-\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}}.$$
 2. 11.

Vastavalt valemile 2. 11 langeb laengukandjate arv tsoonis eksponentsiaalselt kaugusega Fermi nivoost (aukpooljuhi kohta võib saada analoogilise seose).

Joonisel 2. 8,*a* on näidatud enamus-laengukandjate kontsentratsiooni $n(\varphi)$ jaotus potentsiaali järgi *n*-pooljuhi juhtivustsoonis ning antud potentsiaalist φ väiksema potentsiaaliga laengukandjate kontsentratsiooni $N(\varphi)$ sõltuvus potentsiaalist. Joonisel 2. 8, *b* on osa *p*-*n*-siirde potentsiaalidiagrammist. Pingestamata olukorras



 8. p-n-siirde pinge-voolukarakteristiku selgituseks:
 a — elektronide jaotus juhtivustsoonis; b — osa p-n-siirde potentsiaalidiagrammist

on potentsiaalitõkke kõrguseks kontaktpotentsiaal $\Delta \varphi_0$. Elektronide arv, mille potentsiaal on väiksem kui $\Delta \varphi_0$, on joonise 2. 8, *a* kohaselt N_0 . Elektronide arv, mis võivad difundeeruda *p*-piirkonda, on siis

$$N'_0 = N - N_0,$$

kus N — elektronide üldarv juhtivustsoonis.

Tõstes välise pinge lisamisega potentsiaalitõkke kõrguse väärtuseni $\Delta \phi_1$, saame difundeeruda võivate elektronide arvuks

$$N'_1 = N - N_1.$$

Ilmselt $N'_1 < N'_0$, seega ka difusioonvool väheneb. Kõrgendades potentsiaalitõket veel, väheneb difusioonvool praktiliselt nullini. Rakendades välise pinge vastupidiselt, väheneb potentsiaalitõke väärtuseni $\Delta \varphi_2$. Sel juhul difundeeruda võivate elektronide arv

$$N'_{2} = N - N_{2}.$$

Et $N'_2 > N'_0$, siis vastavalt suureneb ka difusioonvool. Potentsiaalitõkke edasisel vähenemisel difusioonvool kasvab väga kiiresti.

5 Pooljuhtseadised . . .

Niisiis veendusime, et tänu elektronide eksponentsiaalsele jaotusele juhtivustsoonis muutub elektronide difusioonvool potentsiaalitõkke kõrgusest sõltuvalt eksponentsiaalselt. Analoogiline seaduspärasus kehtib ka aukude difusioonvoolu kohta.

Ét potentsiaalitõkke kõrgus on võrdne kontaktpotentsiaali ja välise pinge summaga (arvestades viimase märki), võime difusioonvoolu tiheduse j_d avaldada seosega

$$i_d = i_* e^{-\frac{\Delta \varphi_0 - U}{\varphi_T}}$$
, 2. 12.

kus j* — esialgu tundmatu kordaja.

Kirjutame valemi 2. 12 kujul

$$j_{d} = j_{*} e^{-\frac{\Delta \varphi_{0}}{\varphi_{T}}} e^{-\frac{U}{\varphi_{T}}}.$$
 2. 13.

Kui väline pinge puudub, siis võrdub difusioonvoolu tihedus küllastusvoolu (triivvoolu) tihedusega, s. o.

$$i_{d} = j_{s} = j_{*} e^{-\frac{\Delta \varphi_{0}}{\varphi_{T}}}.$$

Avaldise 2. 13 võime nüüd kirjutada kujul:

$$i_d = i_s e^{\frac{U}{\varphi_T}}.$$
 2. 14.

Seega on küllastusvool difusioonvoolu valemis kordajaks ning määrab difusioonvoolu suuruse antud temperatuuril ja pingel. Koguvoolu tihedus *p-n-*siirdes võrdub difusioonvoolu ja küllastusvoolu vahega:

$$j = j_d - j_s = j_s e^{-\frac{U}{\varphi_T}} - j_s = j_s \left(e^{-\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right).$$
 2. 15.

Seega vool läbi p-n-siirde

$$I = jS = Sj_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \qquad 2. 16.$$

kus S — siirde pindala.

2. 9. *p-n-siirde pinge-voolukarakteristik*



Avaldis 2. 16 väljendabki *p-n-*siirde pinge-voolu karakteristikut. Siit nähtub selle sõltuvuse tugev mittelineaarsus — kui rakendatav pinge on negatiivne, väheneb vool kiiresti küllastusvoolu väärtuseni. Voolu nimetatakse sel juhul *p-n-siirde vastuvooluks*. Positiivse pinge puhul kasvab vool sõltuvalt pingest väga kiiresti ning seda nimetatakse *p-n-siirde pärivooluks*.

Joonisel 2. 9 on kujutatud *p-n*-siirde voolutiheduse sõltuvus pingest. Küllastus- ja difusioonvoolu tiheduse komponendid on näidatud kriipsjoonega ja koguvoolu tihedus täisjoonega. Ilmekuse suurendamiseks on küllastusvoolu tihedus kujutatud tegelikust märgatavalt suuremana. Tegelikes *p-n*-siiretes on küllastusvool germaaniumi kasutamisel 1...100 µA ja räni kasutamisel 0,01... ...1 µA. Pärivool võib vastavalt konstruktsioonile küündida mõnest milliamprist sadade ampriteni.

Vastupingel on *p-n*-siirde pinge-voolu karakteristik tegelikult paralleelne abstsissteljega kuni pingeni U_l , mille juures toimub tõkkekihi elektriline läbilöök. Võib nimetada kolm erinevat läbilöögi mehhanismi:

1) tunnelläbilöök ehk Zeneri läbilöök;

5*

2) laviinläbilöök põrkeionisatsiooni tagajärjel;

3) termiline läbilöök.

Tunnelläbilööki käsitleme detailsemalt tunneldioodide juures (vt. § 4. 2), mistõttu siin me sellel ei peatu.

Põrkeionisatsioon seisneb laengukandjate laviinitaolises «paljunemises» tugevas elektriväljas. Elektronid ja augud, kiirendatuna elektrivälja toimel, hakkavad valentssidemetest elektrone välja lööma, mille tagajärjel tekivad uued elektron-auk-paarid. Viima-

sed, kiirenedes elektriväljas, tekitavad uusi elektron-auk-paare jne., s. o. protsess kasvab laviinitaoliselt. Laviinläbilöögile vastab karakteristiku osa *a* joonisel 2. 9.

Juhul kui soojuse ärajuhtimine p-n-siirdelt ei ole küllalt intensiivne, esineb kõrge vastupinge puhul siirde soojenemine. Viimane kutsub esile küllastusvoolu suurenemise, see omakorda suurendab kaovõimsust siirdel ning küllastusvool kasvab edasi. Protsess kulgeb laviinitaoliselt kuni p-n-siirde sulamiseni (kõver b joonisel 2. 9). Nähtust nimetatakse *termiliseks läbilöögiks* ja see esineb peamiselt transistoride juures, sest viimastel on kaovõimsused siirdel märgatavalt suuremad.

Kokku võttes toonitame, et *p*-*n*-siirde üheks olulisemaks omaduseks on ühesuunaline elektrijuhtivus. Seetõttu leiab *p*-*n*-siire laialdast kasutamist nii pooljuhtdioodides kui ka transistorides.

2. 3. POOLJUHI KONTAKT METALLIGA

Enne kui asuda metalli ja pooljuhi kontakti vaatlemisele, selgitame mõningaid nähtusi pooljuhi pinnal. Olulisemaks nendest on väljaefekt.

Moodustame kondensaatori, mille üheks plaadiks on metall-leht, teiseks aga pooljuhtmaterjalist (näiteks *n*-pooljuhist) plaat paksusega *d*. Kaugus plaatide vahel olgu *l* (joon. 2. 10, *a*). Laeme kondensaatori pinge *U* abil nii, et metall-leht oleks positiivne, pooljuhtplaat aga negatiivne. Metall-lehes asub laeng praktiliselt pinnal, pooljuhis aga levib laeng väiksema juhtivuse tõttu sügavamale. Joonisel 2. 10,*b* on näidatud elektrivälja jaotus sellises kondensaatoris. Elektronide kontsentratsioon pooljuhtplaadi pinnal on laengu tagajärjel suurenenud. Potentsiaalidiagrammil (joon. 2. 11, *a*) kutsub see esile juhtivus- ja valentstsooni piiride kõverdumise — elektronid sorteeruvad energia järgi. Madala energiaga elektronid jäävad pinna lähedale, madala energiaga augud aga





Pooljuhi kontakt metalliga:
 a — metalli ja pooljuhi kontakti potentsiaalidiagramm; b — inversioonkihi tekkimine

tõrjutakse sealt välja. Tekib potentsiaalitõke kõrgusega Δφ. Et elektronide kontsentratsioon on pinna lähedal suurem, peab pinna elektrijuhtivus kasvama. Suurenenud elektrijuhtivusega kihti nimetatakse antitõkkekihiks. Taolise katse tegid 1948. a. Shockley ja Pearson, millest aga ilmnes, et juhtivuse suurenemine oli oodatust 90% väiksem. Seda põhjustavad pinnal asuvad energianivood, sest pindnivoodele üleläinud elektronid seotakse aatomitega ning nad ei võta elektrijuhtivusest osa. Kui laadida kondensaator vastupidise polaarsusega, esineb vastupidine eiekt. Elektronid tõrjutakse pinnalähedasest piirkonnast välja ning tekib suurema takistusega ala ehk tõkkekiht. Kui pooljuht on tugevasti legeeritud, siis suureneb ainult pinnakihi takistus, nõrgalt legeeritud materjali korral muutub pinna lähedal pooljuhi juhtivustüüp — tekib p-n-siire. Sellise nn. inversioonkihi moodustumine on näha joonisel 2. 11, b. Fermi nivoo jääb valentstsoonile lähemale kui juhtivustsoonile. Keelutsooni keskjoone lõikumisel Fermi nivooga muutub alati pooljuhi juhtivustüüp. Seega ristsuunalise elektrivälja abil võib mõjutada pooljuhi pinnakihi juhtivust ning kutsuda selles esile isegi p-n-siirde. Seetõttu on loomulik oodata, et ka metallkonktakti ühendamisel pooljuhiga on saadud kontakt mittesümmeetrilise juhtivusega.

Pooljuhi pinna teiseks olufiseks iseärasuseks on eriliste, nn. *pind-energianivoode* olemasolu, mis asuvad keelutsoonis. Sellised energianivood (mille olemasolu ennustas akad. I. J. Tamm) esinevad isegi ideaalses kristallis seoses struktuuri perioodilisuse lõppemisega pinnal. Pindenergianivoode tekkimine on tingitud samuti mitmesugustest kristalli pinnale adsorbeerunud lisanditest. Sel-

lised lisandid, nagu näiteks hapnik, käituvad pooljuhi pinnal kui aktseptorid. Joonisel 2. 12 on näidatud pindenergianivoode poolt esilekutsutud potentsiaalidiagrammi muutused. Kui pindnivood on aktseptorite iseloomuga, hakkavad juhtivustsooni elektronid neile üle minema, moodustades negatiivse pindlaengu. Kui pooljuht on nõrgalt legeeritud, võib tekkida isegi inversioonkiht, s. o. lähtepooljuhi suhtes vastupidise juhtivustüübiga kiht. Et pindnivoodele üleläinud elektronid on aatomitega seotud, ei võta nad osa elektrijuhtivusest. Sellega on seletatav väljaefekti mõju nõrgenemine.

2. 12. Pindnivoode selgituseks

Metalli ja pooljuhi kontaktikohas toimub välise elektrivälja puudumisel tsoonipiiride kõverdumine metalli ja pooljuhi vahelise kontaktpotentsiaali tõttu. Viimane tekib elektronide ülemineku tagajärjel metalli, kui metalli väljumistöö on suurem. Vastupidisel juhul lähevad elektronid pooljuhti. Kontaktpotentsiaali suurus peaks



olema määratav seetõttu väljumistööde vahega, tegelikult määravad selle kõrguse aga pindnivood. Välise pingeallika mõjul muutub potentsiaalitõkke kõrgus nagu p-n-siirdeski. Voolutihedus j on määratav seosega 2. 15. Küllastusvoolu j_s väärtus on aga raskesti arvutatav ja sõltub paljudest teguritest.

Tihti on vaja saada pooljuhi sellist kontakti metalliga, mis ei mõjutaks laengukandjate kontsentratsiooni pooljuhis, näiteks väljaviikude moodustamisel *p-n*-siiretele. Sellise, nn. *oomilise kontakti* all mõistame metalli kontakti pooljuhiga, mille pinge-voolu karakteristik on lineaarne (alaldusomadused puuduvad), kontakttakistus on väike ning mis ei injitseeri pooljuhti vähemus-laengukandjaid. Ideaalset oomilist kontakti, mis täielikult vastaks kõigile loetletud nõuetele, on võimatu saavutada. Kontakttakistuse vähendamiseks ja injektsiooni nõrgendamiseks moodustatakse tinti pooljuhi pinnal, oomilise kontakti vahetus läheduses, suurema juhtivusega kiht. Oomilise kontakti saamiseks germaaniumi ja räniga kasutatakse metallina tavaliselt tina, sest ta on hästi joodetav ja annab rahuldava kontakti.

Injitseerivates (alaldavates) kontaktides *n*-tüüpi germaaniumiga kasutatakse kas indiumi või indiumi ja kulla sulamit.

Nähtused metalli ja poojuhi kontaktis on komplitseeritud ning paljud küsimused veel lõplikult lahendamata.

2. 4. *p*-*n*-SIIRDE MAHTUVUS

Kui p-n-siiret läbib pärivool, toimub põhiline laengute ülekanne difusiooni teel. Elektronid difundeeruvad läbi siirdeala p-piirkonda, augud n-piirkonda. Vaatleme mittesümmeetrilist siiret, mille p-piirkond on suure juhtivusega, n-piirkond aga väikese juhtivusega. Sel juhul on ülekaalus aukude injektsioon baasi (n-piirkonda). Injitseerunud augud osutuvad baasis vähemus-laengukandjateks, tekitades selles ruumlaengu. Ruumlaengu kompenseerimiseks peab baasi ühenduskontaktist saabuma täiendav hulk elektrone juhtivustsooni. Niisiis toimub samaaegselt aukude difundeerumisega emitterilt baasi ka elektronide liikumine väliselektroodilt baasi. Ruumlaeng kompenseeritakse väga kiiresti, näiteks baasi eritakistuse puhul 10 Ω cm 10⁻¹¹ sek. jooksul. Kui aukude tasakaalukontsentratsioon baasis p_n on elektronide kontsentratsiooniga võrreldes väike, langeb injitseerunud aukude kontsentratsioon rekombinatsiooni tõttu sõltuvalt kaugusest siirde piirist eksponentsiaalselt, vastavalt valemile 1. 21 (vt. ka joon. 1. 23, b). Baasi difundeeruvate aukude arv on võrdeline voolu difusioonkomponendiga, mis omakorda sõltub eksponentsiaalselt rakendatud pingest U. Seega siis aukude lisakontsentratsioon siirde piiril

$$\Delta p_n(0) = p_{n0} \left(e^{-\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right).$$
 2. 17.

Baasi võime sel juhul käsitleda mahtuvusena, mille laengu moodustavad sinna injitseerunud augud. Laengu suuruse Q leidmiseks tuleb integreerida avaldis 1. 21, kus $\Delta p_n(0)$ on määratud sõltuvusega 2. 17:

$$Q = qL_p Sp_{n0} \left(e^{\frac{U}{|\Psi_T|}} - 1 \right).$$

Mahtuvuse suuruse leiame avaldisest

$$C_{d} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U} = \frac{1}{\varphi_{T}} \left(I + I_{s} \right) \tau_{p}, \qquad 2. 18.$$

kus I — p-n-siiret läbiv vool.

Mahtuvust C_d nimetatakse *p*-*n*-siirde *difusioonmahtuvuseks*. Selle suurus on võrdeline vooluga läbi siirde ning vähemus-laengukandjate eaga baasis τ_p . Valem 2. 18 on kehtiv väikeste pärivoolude ja vastuvoolu puhul, suurte pärivoolude korral vähemus-laengukandjate iga ei jää püsivaks. Kui $I = -I_s$, siis $C_d = 0$.

*p-n-*siiret võime vaadelda ka kondensaatorina, mille plaatideks on kristallipooled mõlemal pool *p-n-*siiret ja dielektrikuks suure takis-

$$C_t = S \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{l_s} = S \sqrt{-\frac{\varepsilon_0 \varepsilon q N_d}{2 (\Delta \varphi_0 - U)}}, \qquad 2. 21.$$

kus S — tõkkekihi pindala.

Valem 2. 21 on kehtiv nii vastu- kui ka päripingetel. Küllalt suurte päripingete puhul (üle 0,1...0,2 V) on aga valem ebatäpne, sest pole arvesse võetud läbi tõkkekihi liikuvate elektronide ja aukude laenguid.

*p-n-*siirde kogumahtuvus võrdub difusioon- ja tõkkekihi mahtuvuste summaga:

2. 22.

$$C = C_d + C_t$$
.

Joonisel 2. 13 on toodud tõkkekihi mahtuvuse suhtelise muutumise graafik sõltuvalt pingest.

*p-n-*siirde mahtuvuse sõltuvust pingest kasutatakse paljudes tehnilistes seadmetes, näiteks parametronides ja sageduse automaatse järelhäälestamise lülitustes.


tusega tõkkekiht, sest viimasele langeb praktiliselt kogu p-n-siirdel rakendatud pinge. Viimane on meile juba tuntud potentsiaalitõkke pinge $\Delta \varphi_0 - U$. Sellise, *p*-*n*-siirdel moodustunud kondensaatori mahtuvust nimetatakse tõkkekihi mahtuvuseks. Tõkkekihi mahtuvuse C, üheks huvitavamaks iseärasuseks on selle sõltuvus pingest. See on seletatav järgmiselt. Kondensaatori mahtuvus on teatavasti pöördvõrdeline plaatidevahelise kaugusega, milleks antud juhul on tõkkekihi laius. Pinge suurenemine siirdel suurendab n- ja p-piirkonnas ruumlaengu suurust. Et ruumlaeng tekitatakse põhiliselt ioniseeritud lisandaatomite poolt, mis on ruumis fikseeritud, siis ruumlaeng saab suureneda ainult tõkkekihi laienemise arvel. Niisiis pinge tõstmisel tõkkekiht laieneb. mistõttu tõkkekihi mahtuvus väheneb.

Pingestatud mittesümmeetrilise p-n-siirde laiuse arvutamisel tuleb valemit 2. 6 korrigeerida, lisades välise pinge U väärtuse, S. 0.

$$l_s = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon \left(\Delta \varphi_0 - U\right)}{q N_d}}, \text{ kui } N_d \ll N_a.$$
 2. 19.

Kõrgetel vastupingetel ($|-U| \gg \Delta \varphi_0$) võib liikme $\Delta \varphi_0$ jätta arvestamata; siis valem (2. 19) lihtsustub:

$$l_s = \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 U}{q N_d}}.$$
 2. 20.

Järsu mittesümmeetrilise *p-n*-siirde korral on tõkkekihi mahtuvus arvutatav valemiga:

sõltuvus pingest

72

3. POOLJUHTDIOODID

3. 1. PUNKTDIOODID JA PINDDIOODID

Vajadus ühesuunalise juhtivusega seadiste — ventiilide — järele on tehnikas olnud suur juba alates elektrotehnika arengu algpäevist. Üheks esimeseks ventiilitüübiks oli seleenventiil, millele järgnes vaakuumdioodi leiutamine 1904. a. Vaskoksiid- ehk kuproksventiil võeti kasutusele 1926. a. Jõuseadmetes levisid laialdaselt elavhõbeventiilid ning muud ioonseadised. Neljakümnendate aastate lõpuks olid kõigile ventiilitüüpidele välja kujunenud enam-vähem kindlad kasutusalad. Vaakuumdiood, mida on raske konstrueerida tugevale voolule ja madalale pingele, leidis peamist kasutamist väikesevõimsuselistes alaldusseadmetes. samuti detektorina raadioseadmetes. Madalapingelistes tugeva vooluga alaldites kasutati peamiselt seleenventiile. Viimaste madal lubatav vastupinge tegi nende kasutamise kõrgepingelistes seadmetes tülikaks. Elavhõbeventiile rakendati põhiliselt suure võimsusega alaldusseadmetes, eriti elektrifitseeritud raudteetranspordis. Kõrgepingelistes võimsates alaldites, nagu raadiosaatjate toiteastmetes jne., kasutati peamiselt gasotrone ja türatrone.

Uute pooljuhtmaterjalide — germaaniumi ja räni — kasutuselevõtmine ning pooljuhtide teooria kiire areng võimaldas luua pooljuhtdioodid, mis oma parameetritelt ületavad kaugelt kõik varemkasutatud ventiilseadised.

Tänapäeval toodetavate pooljuhtdioodide tüübistik on väga lai. Neid võib rühmitada paljudesse liikidesse materjali, *p-n-*siirde konstruktsiooni, sagedusala, võimsuse ja kasutusala järgi (alaldusventiilid, detektorid, impulss-, parameetrilised jt. dioodid).

Dioodide tootmiseks sobivate pooljuhtmaterjalide valikut piiravad masstootmise tehnoloogilised iseärasused. Peale räni ja germaaniumi on perspektiivseteks materjalideks galliumi ja indiumi ühendid. Juba käesoleval ajal on levinud galliumarseniidist ja indiumantimoniidist parameetrilised dioodid ja tunneldioodid. Kõik pooljuhtdioodid jagunevad kahte suurde klassi — punkt- ja pinddioodideks.

Punktdioodis moodustatakse p-n-siire n-germaaniumist (või -ränist) baasi 1 ja metallist kontaktteraviku 2 vahel (joon. 3. 1, a). Üheks levinumaks p-n-siirde saamise mooduseks on lisandite viimine teravikust baasi formeerimise teel. Selleks lastakse läbi kontakti lühiajaline vooluimpulss, mis sulatab teraviku kristalliga kokku ning viib baasi lisandaatomeid, mis on vajalikud teraviku lähedal p-piirkonna 3 moodustamiseks. p-nsiire moodustub baasi n-germaaniumi ja teraviku läheduses formeerunud p-piirkonna vahel. Teravik valmistatakse umbes 0.1 mm jämedusest volframtraadist. Teraviku ots on kooniline, kusjuures kristalliga moodustub umbes 20 um² suurune sfääriline puutepind. Väike kontaktpind on vajalik mahtuvuse vähenda-. miseks.

p-n-siire võib punktdioodis kontaktnähtuste tõttu moodustuda ka tavalise survekontakti puhul.

Punktdioodi tüüpiline konstruktsioon on näidatud joonisel 3. 1. b. Seadis koosneb kahest elektroodist - pooljuhtkristallist 1 ning vetruvast kontakteravikust 5. Väljaviigu 3 kontakt pooljuhtkristalliga 1 on oomiline ning saadakse jootmise teel tinajoodisega 2. Teravik on ühendatud teise väljaviiguga 6. Kontaktsüsteem on paigutatud hermeetilisse klaaskesta 4, mis on sageli täidetud inertgaasiga.

Punktdioodid on laialdaselt kasutusel kõrgsagedusseadmetes detektoritena ning impulsstehnikas. Eritüübi punktdioodide hulgas



3. 1.

a - p - n-siire punktdioodis; b - konstruktsioon



3. 2. Germaaniumdioodi Д7А...Д7Ж ehitus

3. 3. Ränidioodi Д202 ehitus

moodustavad ülikõrgsagedusdioodid. Nende peamiseks kasutusalaks on ülikõrgsagedusvoolude detekteerimine ja muundamine.

Massiliselt kasutatakse punktdioode kaasaegses arvutustehnikas. Elektronarvutite jaoks on spetsiaalselt loodud rida diooditüüpe, sest need dioodid peavad olema võimalikult kiiretoimelised ja taluma suhteliselt suuri impulssvoole.

Pinddioodis moodustatakse alaldav p-n-siire kahe eri tüüpi juhtivusega pooljuhtmaterjali liitepinnal (vt. p-n-siire). Suur tööpind võimaldab neid konstrueerida suurtele vooludele (kuni 1000 A). Pinddioodid taluvad ka võrdlemisi kõrgeid vastupingeid. Väikesevõimsuselise pinddioodi üks tüüpilisemaid konstruktsioone on näidatud joonisel 3.2 (diood Д7А...Д7Ж). Baasikristall 1 on kinnitatud kestaga ühendatud kristallihoidia 4 külge joodise 3 abil. Kristallihoidjale kinnitatakse ka üks väljaviikudest 8. Teine väljaviik 9 on hermeetilise läbiviigu (10, 7) ja elektroodi 5 kaudu ühendatud indiumelektroodiga 2. Pooljuhtkristall on kaetud kaitsekihiga 6. Baasi kinnitamine kristallihoidjale võimaldab paremini ära juhtida soojust, sest baasi suurema takistuse tõttu eraldub viimasel valdav osa kaovõimsusest. Pinddioodide konstrueerimisel on soojuse ärajuhtimine üheks põhiliseks probleemiks. Sageli on dioodi konstruktsioon kohandatud kinnitamiseks radiaatorile, mis parendab jahutust. Joonisel 3. 3 on näidatud läbilõige radiaatorile asetamiseks kohandatud ränipinddioodist Д202. Peamiseks erinevuseks, võrreldes eelnenud konstruktsiooniga, on see, et diood on varustatud massiivse äärikuga 2. Radiaator surutakse mutrite 3 abil isoleerseibi 4 ja vilgukivilehe 5 vahele. Õhuke vilgukivileht juhib küllaltki hästi soojust, tagades sealjuures ka hea elektrilise isolatsiooni. Väljaviik 1 surutakse mutrite ja isoleerseibi vahele.

p-n-siirde konstruktsioonilt jagunevad dioodid mitmesse liiki. Kui *p-n*-siire on saadud põhimaterjali legeerimise teel (vt. 10. ptk.), nimetatakse dioodi *sulandatud pinddioodiks*. Sulandamismeetodil saadud siire on tavaliselt suure pinnaga ja seda kasutatakse madalsageduslikes võimsusdioodides. Lubatava vastupinge ja kaovõimsuse suuruse dioodis määrab baasi materjalis olevate lisandaatomite kontsentratsioon. Tüüpilisteks sulandatud pinddioodideks on näiteks germaaniumdioodid Д7А...Д7Ж ja ränidioodid Д226, Д226А ja Д226Е.

Difundeeritud pinddioodi p-n-siire on valmistatud difusioonimeetodil (vt. 10. ptk.). Neid dioode kasutatakse samuti madalsageduslike võimsate ventiilidena.

Kui *p-n*-siirdes *n*-piirkonna ja *p*⁺-piirkonna (tugevasti legeeritud piirkonna) vahel moodustada *p*⁻-piirkond (väga nõrgalt legeeritud piirkond), siis saadakse suure läbilöögipingega ja väikese tõkkekihi mahtuvusega *p-n*-siire. Seda moodust kasutatakse viimastel aastatel kasutuselevõetud *epitaksiaal-pinddioodides*. Nõutav *p*⁻-kiht saadakse *n*-tüüpi pooljuhtmaterjalist plaadile nn. epitaksiaalse sadestamise teel, mille juures sadestatava kihi kristallstruktuur jätkab alusmaterjali kristallstruktuuri (vt. ka 10. ptk.). *p-n*-siire saadakse kas lisandite difundeerimise teel epitaksiaalkihti tavalisel meetodil või *p*⁻-kihile epitaksiaalse *p*⁺-kihi sadestamise teel. Epitaksiaalkihti võib saada suure takistusega ja väga õhukešena, mis võimaldab alusmaterjalina kasutada suure juhtivusega pooljuhti. See vähendab oluliselt baasi mahutakistust. Epitaksiaal-pinddioodide parameetrid ületavad enamiku teistel meetoditel valmistatud dioodide parameetrid.

Siirde pindala ja tõkkekihi mahtuvuse vähendamiseks on viimasel ajal tarvitusele võetud nn. *mesastruktuur* (vt. 10. ptk.). *Mesadioodi* baasiks on *p*-tüüpi germaaniumkristallist plaat, millele moodustatakse difusiooni teel *n*-kiht. Plaati söövitatakse nii, et sellele jääb hulk üksteisest eraldatud väikesi *p*-*n*-siirdeid kõrgusega mõni kümnendik millimeetrit, pindalaga mõni sajandik ruutmillimeetrit (vt. joon. 10. 16). Pärast siiretele väljaviikude moodustamist lõigatakse nad plaadist välja. Kui mesadioodi kihid saadakse epitaksiaalse kasvatamise teel, nimetatakse teda *epitaksiaal-mesadioodiks*.

Mesadioodid on väikese võimsusega ning neid kasutatakse peamiselt ülikõrgsageduslikes ja ülikiiretes impulss-seadmetes.

Planaardioodid (joon. 3. 4) valmistatakse *n*-tüüpi räniplaadist, mis kaetakse ränidioksiidi SiO₂ kihiga. Kattekihti söövitatakse «aken», mille kaudu toimub boori difundeerumine kristalli, mis moodustab «akna» lähedases piirkonnas *p*-*n*-siirde saamiseks vajaliku p-piirkonna. Viimasele kinnitatakse ka väljaviik. SiO₂ kiht kaitseb siirde välispinda välismõjude eest, vähendab lekkevoolu (vt. § 3. 2) ja suurendab dioodi kasutusiga. Planaartehnoloogia on eriti kohane tahkete lülituste valmistamisel, sest ühel plaadil võib korraga moodustada palju p-n-siirdeid.

3. 4. Planaardioodi skemaatiline ehitus



Kui pooljuhtplaadile enne SıO₂-ga katmist on kasvatatud epitaksiaalne *n*-kiht, siis saadakse pärast järgnevat planaartehnoloogia rakendamist «akna»

piirkonnas n^{+} - n^{-} - p^{+} - ehk nn. *pin*-struktuur. Sellise struktuuriga planaardioodi nimetatakse *epitaksiaal-planaardioodiks*.

Suurte alaldite tarbeks on välja töötatud eriti võimsad ventiilid voolule kuni 1000 A. Need on kasutusel vahelduvvooluga toidetavatel elektriveduritel, kõrgepingelise alalisvoolu ülekandeseadmetes jne. Peamiseks probleemiks nende konstrueerimisel on kõrge vastupinge saavutamine ja soojuse ärajuhtimine *p-n-*siirdelt.

3. 2. POOLJUHTDIOODI STAATILISED KARAKTE-RISTIKUD JA ASESKEEM

Käsitluse lihtsustamiseks vaatleme esialgu pooljuhtdioodis toimuvaid protsesse ilma mitmeid kõrvalnähtusi arvesse võtmata. Selleks koostame esialgu ideaalse dioodi mudeli, mis vastab järgmistele tingimustele:

1. Siirde laius on nii väike, et selles toimuvad protsessid võib jätta arvesse võtmata.

2. Pingelang baasikihis on tühine, nii et kogu dioodile rakendatud pinge langeb *p-n*-siirdele.

3. Puuduvad lekkevoolud pinnal, samuti läbilööginähtused.

Peale selle peame silmas, et p-n-siire on mittesümmeetriline, s. o. baasi eritakistus on tunduvalt suurem emitteri eritakistusest.

Aukude kontsentratsiooni $p_n(x)$ ja nende lisakontsentratsiooni $\Delta p_n(x)$ jaotus baasis nõrga injektsiooni korral on toodud joonisel 3. 5. Jõudeolukorras on *n*-juhtivusega baasis väike hulk vähemus-laengukandjaid p_{n0} . Aukude injitseerimisega baasi suurenda-takse aukude kontsentratsiooni piiripinnal (x = 0) $\Delta p_n(0)$ võrra. Augud rekombineeruvad baasis elektronidega ning nende kontsentratsioon piki *x*-telge väheneb. Seega aukude lisakontsentratsioon baasis $\Delta p_n(x)$ sõltub kaugusest siirdest. Juhul kui baasi

paksus w on tunduvalt suurem aukude keskmisest difusioonipikkusest L_p , nimetame baasi paksuks; kui $w < L_p$, siis nimetame baasi õhukeseks. Aukude lisakontsentratsioon baasis kutsub esile elektrivälja, mille kompenseerimiseks saabub baasi väljaviigu kaudu lisaelektrone. Lisaelektronide kontsentratsiooni sõltuvus kaugusest siirdest on analoogiline. Tasakaalu olukorras voolab baasis aukude difusioonvool tihedusega j_{pd} , mille suurus piki baasi väheneb. Vastavalt sellele elektronide triivvoolu tiheduse komponent j_{nt} kasvab. Voolutiheduste jaotus baasis on samuti näidatud ioonisel 3. 5.

Ideaalse dioodi pinge-voolukarakteristik avaldub *p-n*-siirde korral valemiga

$$I = I_s \left(\frac{U}{\varphi_T} - 1 \right).$$
 3. 1.

Küllastusvoolu I_s suurus on ideaalses dioodis määratav valemiga 2. 9 või 2. 10. *n*-pooljuhist baasi korral on tavaliselt $p_p \gg n_n$, samuti ka $\tau_p \gg \tau_n$, seega küllastusvoolu moodustavad peamiselt baasis genereeruvad ja siirdeni difundeeruvad augud. Reaalses dioodis sõltub I_s suurus aga ka baasi paksusest w, kui viimane on küllalt väike. Vaatleme seda sõltuvust lähemalt. Baasi ruumiühikus soojuse mõjul genereeruvate aukude arv ajaühikus ehk aukude genereerimiskiirus on võrdne p_{n0}/τ_n .



5. Laengukandjate jaotus piki baasi

Küllastusvoolu moodustavad nendest need augud, mis suudavad eluea vältel siirdeni difundeeruda, s. o. I_s on võrdeline mahuga SL_p , kus S — siirde pindala, ja aukude genereerimiskiirusega p_{n0}/τ_p . Asendades avaldisest $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ eluea τ_p väärtuse, saame küllastusvoolu väärtuseks (ainult aukkomponenti arvestades)

$$I_s \approx q p_{n0} S \frac{D_p}{L_p}$$
, kui $N_a \gg N_d$,

s. o. I_s on võrdeline difusiooniteguri ja keskmise difusioonipikkuse suhtega. Niisiis, kui $w \gg L_p$, siis I_s ei sõltu baasi paksusest. Kui aga $w < L_p$, siis ühelt poolt, väheneb ruumala, milles genereeruvad augud, teiselt poolt väheneb aga rekombineeruvate aukude arv (sest nad jõuavad varem siirdeni). Tänu L_p ja τ_p vahelisele ruutsõltuvusele on viimane asjaolu ülekaalus ning resultaadina küllastusvool suureneb. Seega õhukese baasi korral ($w < L_p$) küllastusvool

$$I_s \approx q p_{n0} S \frac{D_p}{\omega}$$
, kui $N_a \gg N_d$.

Dioodi alaldusefekt on seda suurem, mida suurem on päri- ja vastuvoolu suhe. Vastavalt valemile 3. 1 on nende suurused omavahel seotud, seega seda suhet meelevaldselt muuta ei saa. Nii kutsub igasugune küllastusvoolu vähendamine esile pärivoolu vähenemise ja vastupidi. Joonisel 3. 6 on toodud ideaalse dioodi pingevoolukarakteristikud erinevate siirde pindalade puhul. Valemist 3. 1 järeldub ka räni- ja germaaniumdioodide karakteristikute erinevus. Et ränil on keelutsooni suurema laiuse tõttu küllastusvoo! väiksem, siis on vastavalt väiksem ka pärivool (s. o. päritakistus on suurem).

Tihti kasutatakse dioodi pöördkarakteristikut, s. o. pinge sõltuvust voolust, mis avaldub valemiga

$$U = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_s} + 1 \right).$$

Dioodi pinge-voolukarakteristiku mittelineaarsuse tõttu ei saa rääkida ka dioodi takistusest, pidamata silmas voolu, mille juures see on määratud.

Dioodi *diferentsiaalseks takistuseks* r_d nimetame pinge ja voolu väikeste muutuste suhet mingis tööpunktis:

$$r_d = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I} \approx \frac{\Delta U}{\Delta I}$$
. 3. 2.

Diferentsiaalne takistus sõltub väga tugevasti pingest, mille juures mõõtmine toimub. Vastupingel on ideaalse dioodi diferent-









siaalne takistus lõpmatult suur, sest küllastusvool pingest ei sõltu. Päripingel muutub diferentsiaalne takistus väga väikeseks, moodustades voolu juures 10...20 mA mõne oomi.

Dioodi alalisvoolutakistuseks nimetatakse pinge ja voolu suhet mingis tööpunktis:

$$R = \frac{U}{I}$$
.

Joonisel 3. 7 on näidatud R ja r_d graafiline määramine tööpunktides U_1 , I_1 ja U_2 , I_2 . Nagu nähtub, on päripingel dioodi alalis-

81 6 Pooljuhtseadised...

voolutakistus alati suurem diferentsiaalsest takistusest, vastupingel on see aga vastupidi. Alalisvoolutakistuse sõltuvus pingest on määratav valemist

$$R = \frac{U}{I_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right)}.$$

Takistuse sõltuvust pingest tuleb eriti silmas pidada lihtsate mõõtmiste juures, näiteks tavalise testri kasutamisel. Kui tööolukorras dioodi pinged erinevad mõõtmispingest, siis tegelik takistus on tunduvalt erinev.

Reaalse dioodi pinge-voolukarakteristik erineb ülaltoodust märksa. Erinevuste kirjeldamiseks vaatleme rida nähtusi, mida ideaalse dioodi puhul ei esinenud.

Ideaalse dioodi vastuvoolu moodustab küllastusvool Is. Reaalses dioodis lisandub sellele veel kolm komponenti - termogeneratsioonvool ruumlaengualast, rekombinatsioonvool ja lekkevool. Küllastusvoolu Is määramisel ei arvestatud vähemus-laengukandjaid, mis tekivad vahetult ruumlaengualas, sest lugesime viimase olevat väga õhukese. Reaalne p-n-siire on alati lõpliku paksusega ja selles tekivad samuti elektron-auk-paarid soojus-. energia toimel. Siirdes oleva elektrivälja mõjul triivivad seal tekkinud laengukandjad kiiresti vastavatesse kristallipooltesse (elektronid n-piirkonda, augud - p-piirkonda). Ruumlaengu alas tekkivat voolu nimetame termogeneratsioonvooluks ja tähistame I^(t). (Ka küllastusvool on oma iseloomult termogeneratsioonvool, sest ta tekib elektron-auk-paaride termogeneratsiooni tagajärjel. Meie aga jääme ülaltoodud liigituse juurde). Tasakaalu olukorras (pinge puudumisel dioodil) on termogeneratsioonvool tasakaalustatud vastassuunas voolava rekombinatsioonvooluga $I_{0}^{(r)}$; see vool tekib nende laengukandjate rekombineerumisest, mis on nii emitterist kui ka baasist jõudnud siirdealale, kuid ei suuda enne rekombineerumist seda ületada.

Termogeneratsioon- ja rekombinatsioonvoolude tekkimine on skemaatiliselt kujutatud joonisel 3. 8. Termogeneratsioonvoolu moodustavad siirdest eemale liikuvad elektronid e_1 , e_2 ning augud a_1 , a_2 . Rekombinatsioonvoolu moodustavad siirde suunas liikuvad ja seal rekombineeruvad elektronid ja augud (e_3, a_3) .

Dioodi pingestamisel muutuvad termogeneratsioonvool ja rekombinatsioonvool erinevalt ning ei tasakaalusta enam teineteist. Vastupingel on ülekaalus termogeneratsioonvool, sest *p-n-*siirde laienemise tõttu see vool suureneb ja rekombinatsioonvool potentsiaalitõkke kõrgenemise tagajärjel väheneb (väheneb siirdealale jõudvate laengukandjate arv). Päripingel termogeneratsioonvool siirdeala ahenemise tõttu nõrgeneb, kuid rekombinatsioonvool potentsiaalitõkke vähenemise tõttu kasvab Lekkevool $I_0^{(t)}$ on tingitud mitmesugustest kristalli pinna omadustest — pinna ebapuhtusest, siiret sildavatest molekulaar- ja ioonkiledest ning pindenergianivoode olemasolust. Väikeste pingete juures on lekkevoolu suurus ligikaudu võrdeline pingega, suurematel vastupingetel aga hakkab lekkevool kasvama kiiremini. Lekkevoolu üheks iseärasuseks on ajaline ebastabiilsus ehk nn. triiv, mis on seotud ilmselt kristalli pinnale adsorbeerunud veeauru hulga muutumisega ajas.



Ideaalses dioodis me ei arvestanud baasi takistust, mis aga reaalses dioodis on märgatav. Pealegi sõltub selle suurus voolu tugevusest. Suurtel pärivooludel injitseeritakse baasi vähemuslaengukandjaid sellisel hulgal, et baasi takistus väheneb.

Siirdume nüüd reaalse dioodi pinge-voolukarakteristiku vaatlemisele.

Päripingel sõltub pinge-voolukarakteristik rekombinatsioonvoolust, baasi takistusest ja selle modulatsioonist. Termogeneratsioonvool on siirdeala ahenemise tõttu väike. Rekombinatsioonvool suureneb pinge tõstmisel märksa aeglasemalt kui difusioonvool, seepärast tuleb sellega arvestada ainult väikeste pingete korral (0,2...0,3 V). Üldse omab rekombinatsioonvool tähtsust ainult ränidioodide juures, germaaniumdioodides ilmneb selle mõju ainult madalatel temperatuuridel.

Baasi takistus r_b on nõrga injektsiooni korral arvutatav valemiga

$$r_b = \varrho_b - \frac{\omega}{S},$$

kus ǫ_b — baasimaterjali eritakistus;

- w baasi paksus;
- S baasi ristlõike pindala.

Baasi takistus on tavaliselt $2...20 \Omega$. Arvestades pingelangu baasil, avaldub dioodi pinge-voolukarakteristik valemiga

83

6*

$$I = I_s \left(\frac{U - Ir_b}{\varphi_T} - 1 \right).$$

Baasi pingelangu mõju dioodi pinge-voolukarakteristikule on näidatud joonisel 3. 9. Kriipsjoonega on näidatud ideaalse dioodi, pideva joonega reaalse dioodi karakteristik. Dioodile rakendatud pingest *U* langeb ainult osa *p-n*-siirdele. Vastavalt sellele on väiksem ka reaalse dioodi karakteristiku tõus.

 9. Baasi pingelangu mõju pinge-voolukarakteristikule

Dioodi pärivoolu suurendamisel kasvab baasi injitseeritavate aukude arv. Laengukandjate kontsentratsiooni suurenemine põhjustab baasi eritakistuse vähenemise. Baasi takistus hakkab sõltuma pärivoolu tugevu-



3. 3.

sest dioodis, vähenedes viimase suurenemisel. Nähtust nimetatakse baasi takistuse modulatsiooniks. Laengukandjate kontsentratsiooni baasis iseloomustatakse sel juhul injektsioonitasemega

$$\delta = \frac{\Delta p_n(0)}{n_{n0}}, \qquad \qquad 3. \quad 4.$$

kus $\Delta p_n(0)$ — aukude lisakontsentratsioon siirde piiril; n_{n0} — elektronide tasakaalukontsentratsioon baasis.

Injektsioonitase on seotud dioodi pärivooluga järgmiselt:

$$\delta = b - \frac{\varrho_b L_p I}{\varphi_T S} \,.$$

Arvestades baasi takistuse modulatsiooni, võime dioodi pingevoolukarakteristiku küllalt suurte pärivoolude jaoks avaldada valemiga

$$I = I_s e^{\frac{U}{\varphi_T}} \delta^{-\frac{w}{bL_p}}.$$

Võttes $\delta = 0$ juures baasi takistuseks r_{b0} , võime konstrueerida kõverad, mis väljendavad baasi takistuse sõltuvust injektsioonitasemest δ ja baasi paksusest w (joon. 3. 10).



 Baasi takistuse sõltuvus injektsioonitasemest ja baasi paksusest

 Dioodi pinge-voolukarakteristiku aproksimeerimine sirglõikudega:
a — karakteristik, b — dioodi aseskeem päripingel

Pinge-voolukarakteristiku komplitseerituse tõttu ei saa koostada täpset dioodi aseskeemi. Seepärast piirdume lihtsa aseskeemiga, mis on suurtel pärivooludel küllaltki hästi rakendatav.

Aproksimeerides tunnusjoont sirglõikudega, nagu näidatud joonisel 3. 11, a, võime dioodi aseskeemina kujutada järjestikku ühendatud reaalse dioodi diferentsiaalset takistust r_0 (suure voolu puhul) tingliku emj. allikaga E_0 , mis vähendab välise vooluallika mõju (joon. 3. 11, b).

Joonisel 3. 12 on toodud mõningate kodumaiste pooljuhtdioodide pinge-voolukarakteristikud päripingel ja joonisel 3. 13 samade dioodide diferentsiaalse takistuse sõltuvus pingest. Nagu näha, on germaaniumdioodide (Д7Б, Д9В) vool antud pingel tunduvalt suurem vastavate ränidioodide (Д202, Д103) voolust. Samast on näha karakteristikute erinevused nii germaaniumist pind- ja punktdioodi (Д7Б ja Д9В) vahel kui ka ränist pind- ja punktdioodi (Д202 ja Д103) vahel.







3. 13. Dioodide Д7Б, Д202, Д9В, Д103 diferentsiaalse takistuse sõltuvus pingest

Ka vastupingel on reaalse dioodi pinge-voolukarakteristik märksa erinev. Kui ideaalses dioodis moodustab vastuvoolu ainuüksi küllastusvool, mille suurus teatavasti pingest ei sõltu, siis reaalse dioodi puhul esineb mitu erinevat vastuvoolu komponenti, mida käsitlesime eespool. Dioodi vastuvoolu võib avaldada küllastusvoolu, termogeneratsioonvoolu, rekombinatsioonvoolu ja lekkevoolu summana

$$I_0 = I_s + I_0^{(t)} - I_0^{(r)} + I_0^{(t)}.$$
 3. 5.

Küllastusvoolu I_s suurus ei sõltu pingest, kuid sõltub tugevasti vähemus-laengukandjate tasakaalukontsentratsioonist, seega materjalist. Kui võtta baasi eritakistuseks $\varrho_b = 5 \Omega$ cm, laengukandjate eaks $\tau_p = 5 \mu s$ ja *p*-*n*-siirde pindalaks $S = 0.05 \text{ cm}^2$. saame küllastusvooluks I_s germaaniumi puhul 30 μ A, räni puhul aga ainult $3 \cdot 10^{-6} \mu$ A. See on tingitud asjaolust, et räni omajuhtivus on samal temperatuuril germaaniumi omajuhtivusest palju väiksem. Väike küllastusvool on ränidioodide eeliseks germaaniumdioodide ees, kuid suhteliselt suur termogeneratsioonvool kahandab tunduvalt selle tähtsust. Termogeneratsioonvool, mis oluliselt sõltub siirde laiusest, on avaldatav valemiga

$$I_0^{(t)} = qSl_s \frac{n_i}{\tau_p} \sim \sqrt[4]{U},$$

kus l_s — siirde laius.

Ränidioodides on termogeneratsioonvool toatemperatuuril peamiseks vastuvoolu komponendiks, sest küllastusvool on nendes väga väike. Joonisel 3. 14 on toodud germaanium- ja ränidioodi vastuvoolu komponentide sõltuvus pingest.

Peab märkima, et juhul, kui dioodi väliskest on läbipaistev, võib vastuvool märgatavalt suureneda dioodi valgustamisel fotoefekti toimel. Madalal pingel fotovool peaaegu pingest ei sõltu, pinge tõusmisel aga ilmneb tugev sõltuvus pingest, eriti läbilöögilähedastel režiimidel.

Ülaltoodud arutlus on üldiselt kehtiv ainult sellistel pingetel, mille juures ei ilmne veel *p-n-*siirde läbilöök. Mitmesuguste läbilöögimehhanismidega tutvusime juba eelmises peatükis, siinkohal käsitleme ainult mõningaid läbilöögi iseärasusi.

Nagu *p-n-*siirde puhul nii toimib ka reaalses dioodis kolm läbilöögimehhanismi — tunnelläbilöök ehk Zeneri läbilöök, laviinläbilöök ja termiline läbilöök.

Nii tunnel- kui ka laviinläbilöögi pinge on võrdeline baasi eritakistusega. Seepärast valmistatakse kõrgepingeliste dioodide baas suure eritakistusega materjalist (mis loomulikult suurendab ka päritakistust). Joonisel 3. 15 on antud seos materjali eritakistuse,

87



3. 15. Seos baasi materjali lisandite kontsentratsiooni, eritakistuse ja läbilöögipinge U_l vahel sulandatud germaaniumsiirde puhul

lisandite kontsentratsiooni ja läbilöögipinge U_l vahel. Näiteks leiame, et baasi materjali eritakistuse juures $\varrho = 1 \ \Omega \text{cm}$ on läbilöögipinge *p*-germaaniumi puhul ligikaudu 52 V, *n*-germaaniumi puhul 83 V, kusjuures lisandite kontsentratsioonid on vastavalt $3,4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ja $1,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Reaalses dioodis ei alga siirde ebaühtluse tõttu läbilöök korraga kogu siirdel, vaid selle üksikutes piirkondades, arenedes pinge tõusmisel üle kogu siirde. Seepärast ei ole pinge-voolukarakteristik läbilöögirežiimil nii järsu põlvega, kui see peaks teoreetiliselt olema. Sõltuvalt materjali eritakistusest ja siirde geomeetriast võib esineda üks või teine läbilöögimehhanism või mõlemad koos.

Termiline läbilöök esineb reaalses dioodis eriti tihti, sest kaovõimsus siirdel on lekke- ja termogeneratsioonvoolude tõttu tunduvalt suurem kui ideaalses dioodis. See kutsub esile siirde intensiivse soojenemise, mis suurendab oluliselt nii küllastusvoolu kui ka termogeneratsioonvoolu ja järelikult ka võimsust.

Termiline läbilöök esineb peamiselt germaaniumdioodide puhul, sest ränidioodidel on vastuvool niivõrd väike, et see ka kõrgete pingete juures ei kutsu esile siirde märgatavat soojenemist. Viimaste juures esineb kas tunnel- või laviinläbilöök või siis mõlemad korraga.



Vastupingestatud diood:
a — aseskeem, b — karakteristik

Läbilöök on dioodile ohtlik siis, kui vool selle tagajärjel võib suureneda väärtuseni, mille juures siire sulab. Kui sulamist ei esine, taastub diood ülepinge lakkamisel.

Nägime, et reaalse dioodi vastuvool sõltub pingest küllaltki keeruliselt, seepärast ei ole dioodi täpse aseskeemi kujutamine vastupingel sisuliselt võimalik. Et dioodid tavaliselt ei tööta läbilöögipingete piirkonnas, võiksime kasutada alalisvoolu puhul aseskeemi, mis koosneb voolugeneraatori I_{0a} ja vastutakistuse r_v paralleelühendusest. Voolu I_{0a} nimetame dioodi *algvooluks* ning see vastab vastuvoolu suurusele väikese vastupinge juures. Vastav aseskeem ja karakteristik on joonisel 3. 16.

3. 3. POOLJUHTDIOODI PARAMEETRITE TEMPERATUURISÕLTUVUS

I peatükis nägime, et pooljuhtide omadused sõltuvad tugevasti temperatuurist. Seetõttu sõltuvad temperatuurist ka pooljuhtdioodi parameetrid.

Vaatleme esmalt temperatuuri mõju dioodi vastuvoolule. Et vii-

89

mane koosneb mitmest komponendist, vaatleme nende temperatuurisõltuvusi eraldi.

Küllastusvoolu I_s temperatuurisõltuvus on peamiselt määratud puhtpooljuhi laengukandjate kontsentratsiooni sõltuvusega temperatuurist, kusjuures $I_s \sim n_i^2$, nagu näitavad valemid 2. 9 ja 2. 10. Juhtivuselektronide kontsentratsiooni n_i temperatuurisõltuvus on antud valemiga 1. 9. Analüüsides nimetatud sõltuvusi, võib teha järelduse, et küllastusvool sõltub temperatuurist eksponentsiaalselt. Kuna aga täpsed valemid on praktiliseks kasutamiseks liiga keerukad, kasutatakse tavaliselt lihtsustatud või empiirilisi sõltuvusi.

Kui on teada (kas mõõtmistulemusena või käsiraamatust) küllastusvool $I_s(T_0)$ mingil temperatuuril T_0 , saame I_s väärtuse temperatuuril T leida valemiga

$$I_s(T) = I_s(T_0) e^{a\Delta T}$$
, 3. 6.

kus $\Delta T = T - T_0;$

a — konstant, germaaniumil $a = 0,09...0,05\frac{1}{\text{deg}}$; ränil $a = 0,13...0,07\frac{1}{\text{deg}}$.

Maksimaalsed a arvväärtused kehtivad germaaniumi puhul kuni temperatuurini 70...80° C ja räni puhul vastavalt kuni 120... ...150° C. Kõrgematel temperatuuridel kasutatakse keskväärtusi: germaaniumil a = 0,07 ja ränil a = 0,1.

Valemi 3. 6 puuduseks on eksponentsiaalfunktsiooni arvutamise vajalikkus. Laiemalt on levinud I_s arvutamine sõltuvalt temperatuurist arvu 2 astme abil:

$$I_{s}(T) = I_{s}(T_{0}) 2^{\frac{\Lambda T}{T^{*}}}, \qquad 3. \quad 7.$$

kus T^* — temperatuurivahe, mille juures küllastusvool kahekordistub.

Vastavalt a väärtustele 0,07; 0,09; 0,1 ja 0,13 saame T^* väärtusteks 10, 8, 7 ja 5 deg. Siit nähtub, et praktikas levinud «rusikareegel» — iga 10° temperatuuri tõusuga kasvab küllastusvool kahekordseks — ei ole eriti täpne ning annab tihti vähendatud väärtused.

Termogeneratsioonvoolu temperatuurisõltuvus on lähedane küllastusvoolu temperatuurisõltuvusele. Seega kehtivad selle kohta küllaldase täpsusega valemid 3. 6 ja 3. 7, kusjuures germaaniumil a = 0,05 ja ränil a = 0,07; sealjuures on temperatuurivahe voolu kahekordistumiseks vastavalt $T^* = 14^{\circ}$ C ja $T^* = 10^{\circ}$ C. Ränidioodis on toatemperatuuril vastuvoolu põhikomponendiks just termogeneratsioonvool. Küllastusvool kasvab aga temperatuuri tõusmisel termogeneratsioonvoolust kiiremini ning juba temperatuuril 100° C ületab viimase suuruse.

Lekkevool temperatuurist oluliselt ei sõltu. Seda asjaolu peab vastuvoolu määramisel kõrgemal temperatuuril eriti silmas pidama. Mõõtes temperatuuril T_0 vastuvoolu suuruse, saame mõõtetulemusena tegelikult summaarse voolu

$$I_0 = I_s + I_0^{(t)} + I_0^{(t)},$$

mille komponentide omavaheline jaotus tavaliselt ei ole teada. Pidades silmas ülaltoodut, võime kirjutada:

$$I_0(T) = I_s(T) + I_0^{(l)}(T) + I_0^{(l)}$$

Arvutades $I_0(T)$ väärtuse kõrgemal temperatuuril, näiteks valemi 3. 7 abil, saame ilmselt tegelikust suurema väärtuse, sest lekkevool ei kasva eksponentsiaalselt. Vigade vältimiseks tuleks alati eraldi määrata lekkevoolu väärtus. Üheks võtteks on vastuvoolu mõõtmine madalal pingel (U < 1 V), sest lekkevool siis tegelikult puudub.

Temperatuurist sõltub ka dioodi läbilöögipinge (vastavalt sellele ka lubatav vastupinge). Ränidioodidel temperatuuri tõusmisel läbilöögipinge algul kasvab, kõrgematel temperatuuridel aga hakkab järsult langema. Germaaniumdioodidel temperatuuri tõusmisel läbilöögipinge väheneb. Läbilöögipinge sõltuvused temperatuurist antakse tavaliselt ka käsiraamatutes. Joonisel 3. 17 on näidatud ränidioodi Д107 pinge-voolukarakteristikud kahel erineval temperatuuril.

Et dioodi pärivoolu suurus on vastavalt valemile 3. 1 rangelt seotud vastuvoolu suurusega, kutsub viimase suurenemine temperatuuri tõusmisel esile ka pärivoolu suurenemise.

Joonisel 3. 18 on toodud Д7А-tüüpi germaaniumdioodi pinge-

3. 17.

Ränidioodi Д107 pinge-voolukarakteristikud



voolukarakteristikud erinevatel temperatuuridel. Tuleb juhtida tähelepanu sellele, et diood soojeneb ka mõõtevoolu tagajärjel Mõõtes dioodi päripinget tugeva voolu juures, soojeneb diood ja saadud tulemus ei ole täpne. Dioodi soojenemise vältimiseks tuleks kasutada mõõtmiseks lühiajalisi impulsse (0,05...0,1 s), nii e diood impulsi vältel ei jõuaks märkimisväärselt soojeneda.



Lõpetades pooljuhtdioodi pinge-voolukarakteristiku vaaflemise, märgime veel, et reaalsete dioodide parameetrid on ühe diooditüübi piires küllaltki hajuvad. Seepärast tuleb käsiraamatutes antavaid väärtusi võtta mitte täpsetena, vaid keskmistena. Üksikud eksemplarid võivad oma andmetelt keskmistest tunduvalt erineda.

3. 4. POOLJUHTDIOODI ASESKEEM VAHELDUVVOOLULE

Germaaniumdioodi Д7А

pinge-voolukarakteristikud

Pooljuhtdioodi kui mittelineaarse lülituselemendi lülitamisel vahelduvvooluahelasse hakkavad kõik tema pingest sõltuvad parameetrid vahelduvvoolu muutumise taktis muutuma ning vastava aseskeemi koostamine ei ole võimalik. Paljudel juhtudel on aga diood:le rakendatav vahelduvpinge nii väike $(U_m \ll \varphi_T)$, et võime dioodi parameetrid lugeda pingest sõltumatuteks, s. o. võime dioodi pinge-voolukarakteristiku lineariseerida. Peale vahelduvpinge võib dioodile olla rakendatud alalispinge U_0 , mis määrab tööpunkti asukoha karakteristikul. Selline dioodi lülitus on näidatud joonisel 3. 19, a. Joonisel 3. 19, b on graafiliselt näidatud dioodi voolu *i* sõltuvus vahelduvpingest $u = U_m \sin \omega t$ kahe erineva alalispinge U'_0 ja U''_0 juures. Esimesel juhul on voolu vahelduvkomponent märgatavalt suurem kui teisel juhul. Seda asjaolut kasutatakse lajaldaselt dioodide abil vahelduvvoolushejate kommuteerimisel, näiteks kõnetrakti ühendamiseks telefoni-automaatiaamades.

Joonisel 3. 20 on toodud dicodi aseskeem, kus dioodi diferentsiaalne takistus r_d , baasi takistus r_b , difusioonmahtuvus C_d ja

92

3. 18.

tõkkekihi mahtuvus C_t on näidatud sõltuvana alalispingest U_0 . Vahelduvpinge suhtes loeme nende väärtused püsivateks. Diferentsiaalse takistuse ja baasi takistuse sõltuvust pingest käsitlesime eespool. Toome veel kord ära tõkkekihi mahtuvuse ja difusioonmahtuvuse sõltuvuse pingest U_0 (joon. 3. 21). Joonisel olevad arvväärtused kehtivad madalsageduslike pinddioodide Д7A kohta, sõltuvuste iseloom aga kõikide dioodide kohta.

Sageduse suurenemisel hakkavad dioodi parameetrid muutuma. See on peamiselt tingitud vähemus-laengukandjate lõplikust east. Kui dioodile rakendatava vahelduvvoolu periood muutub viimasega võrreldavaks, ei jõua kontsentratsiooni muutumine baasis enam järgida pinge muutumist.

Valemite lihtsustamise eesmärgil vaatleme allpool parameetrite sõltuvust mitte pingest U_0 , vaid alalisvoolust I.

Kui dioodile on rakendatud pinge $u = U_0 + U_m \sin \omega t$, nii et $U_m \ll \varphi_T$, siis voolu alaliskomponent on määratav valemiga 3. 1 ja vahelduvkomponent valemiga

3. 8.

$$I_{\sim} = (I+I_s) \frac{U_m}{\varphi_T} \sqrt{1+j\omega\tau_P} ,$$

 $u = U_m \sin \omega t$ R_k $u_o^{\prime\prime}$ $U_o^{\prime\prime}$ $U_o^{\prime\prime}$ $U_o^{\prime\prime}$ $U_o^{\prime\prime}$ $U_m^{\prime\prime}$ U_m

Pooljuhtdioodi töö vahelduvvoolul:
a — lülitus; b — pinge ja voolu epüürid



(arvestamata voolu läbi mahtuvuse C_t ja pingelangu baasi takistusel r_b).

Valemist 3. 8 saame avaldada dioodi diferentsiaalse takistuse ja diferentsiaalse difusioonmahtuvuse sõltuvuse sagedusest ja alalisvoolust dioodis:

$$\begin{split} r_d\left(I,\omega\right) &= \frac{\varphi_T}{I+I_0} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+\sqrt{1+\omega^2\tau_p^2}}} \,, \\ C_d\left(I,\omega\right) &= \frac{I+I_0}{\varphi_T} \cdot \frac{\tau_p}{\sqrt{2}\sqrt{1+\sqrt{1+\omega^2\tau_p^2}}} \,. \end{split}$$

Lisades tõkkekihi mahtuvuse C_t , võime dioodi näivjuhtivuse kirjutada kujul



ainult vähemus-laengukandjate east baasis. See on ka loomulik, sest mida kiiremini laengukandjad rekombineeruvad, seda kiiremini jõuab nende kontsentratsioon muutuda.

Kõrgetel sagedustel, kui on täidetud tingimus $\omega \tau_p \gg 1$, võime ülaltoodud valemeid lihtsustada:

$$r_{d} = \frac{\varphi_{T}}{I + I_{0}} \left| \frac{2}{\omega \tau_{p}} \right|,$$
$$C_{d} = \frac{I + I_{0}}{\varphi_{T}} \left| \frac{\tau_{p}}{2\omega} \right|,$$

s. o. nii diferentsiaalne takistus kui ka difusioonmahtuvus vähenevad ligikaudu võrdeliselt ruutjuurega sagedusest.

Vastavalt aseskeemile tuleb saadud takistusele lisada veel baasi takistuse r_b väärtus, mis oluliselt sagedusest ei sõltu.



22. Dioodi parameetrite sõltuvus sagedusest:
a — mahtuvus: b — diferentsiaalne takistus

Joonisel 3. 22 on toodud dioodi mahtuvuse ja diferentsiaalse takistuse sõltuvused sagedusest väikestel pärivooludel.

Õhukese baasi puhul ($w < L_p$) ülaltoodud valemid ei kehti, sest vähemus-laengukandjate kontsentratsioon baasis sõltub oluliselt väljaviigu oomilise kontakti omadustest.

3. 5. POOLJUHTDIOODI TÖÖ IMPULSSREŽIIMIS

Järgnevalt käsitleme pooljuhtdioodis toimuvaid siirdeprotsesse. Siirdekarakteristikute saamisel on lihtsustamise otstarbel dioodi vaadeldud koosnevana kahest osast — *p-n*-siirdest ja baasist.

Joonisel 3. 23 on toodud skeem dioodi siirdekarakteristikute jälgimiseks ostsillograafi abil. Impulssgeneraator e_G sisetakistusega R_g annab dioodile D järsu rindega pingeimpulsse: dioodiga on järjestikku ühendatud koormustakistus R_k voolu jälgimiseks ahelas. Jälgime dioodi tööd kolmes erinevas režiimis — lülitamisel päripingele, lülitamisel vastupingele ja ümberlülitamisel päripingelt vastupingele.

Pinge- ja vooluimpulsside ostsillogrammid dioodi lülitamisel päripingele on kujutatud joonisel 3. 24. Impulssgeneraatori pingeimpulss algab hetkel t = 0 ja lõpeb hetkel t_1 (joon. 3. 24, a). Siirdeprotsessi kulgemise järgi võib dioodi töö selles režiimis jagada kahte piirkonda. Väikeste voolude piirkonnaks (u_1, i_1) loeme voolud, mispuhul *p*-*n*-siirde takistus on suurem baasi takistusest. Suurte voolude piirkonnaks loeme voolud, mispuhul baasi takistus on suurem *p*-*n*-siirde takistusest $(u_2, i_2; u_3, i_3)$.

Väikeste voolude piirkonnas on baasi takistuse modulatsioon nõrk, samuti on väike difusioonmahtuvus. Dioodi aseskeemina võime kujutada *p*-*n*-siirde takistust r_d ja *p*-*n*-siirde mahtuvust $C = C_d + C_t$ rööbiti ühendatuna. Vastavalt aseskeemile muutub vool dioodi sisselülitamisel nagu paralleelses *RC*-ahelas (*i*, joonisel 3. 24, *c*) ajakonstandi τ_1 järgi eksponentsiaalselt.

Suurte voolude piirkonnas nii lihtsat aseskeemi kasutada ei saa, sest tuleb arvestada baasi takistusega.

Impulsi alguses ei ole augud veel jõudnud baasi difundeeruda. Järelikult on baasi takistus ja sellel tekkiv pingelang suur. Sedamööda, kuidas augud difundeeruvad baasi, hakkab selle takistus vähenema ja vastavalt suureneb ka vool dioodis.



3. 23. Skeem dioodi siirdekarakteristikute jälgimiseks



Vooluimpulsside kuju (i_2, i_3) on näidatud joonisel 3. 24, c. Diood on selles režiimis jämedalt võttes ekvivalentne induktiivsuse ja takistuse järjestikühendusega.

Voolu suurenemise ajakonstant τ_2 küllalt paksu baasi ja mitte väga suure voolu puhul läheneb väärtusele τ_p . Voolu suurenemisel ilmneb baasis elektriväli ja τ_2 väheneb väärtuseni τ_3 , mis on määratud laengukandjate triivikestusega läbi baasi:

$$\tau_3 = \frac{w}{\mu E}$$
.

3. 24.

Generaatori impulsi lõppedes (hetkel t_1) hakkab baasi kuhjunud aukude poolt esilekutsutud ruumlaeng lahenema ning alates sellest hetkest toimib diood nagu tühjenev kondensaator. Viirutatud pind joonisel 3. 24, c on võrdeline baasi kuhjunud laenguga. Impulsi lõppedes muutub seega voolu suund vastupidiseks. Laengu suurus on võrdeline pärivooluga dioodis. Järelikult on ka vooluimpulsi tagarinde kestus võrdeline pärivooluga ning sõltub suurel määral generaatori sisetakistusest.

97

Järgnevalt vaatleme dioodi lülitamist vastupingele. Vastavad pinge- ja vooluepüürid on joonisel 3. 25. Vastuvoolu I_0 ja pinge U_v kujunemine toimub dioodil kiiresti, sest tõkkekihi mahtuvus C_t on väike. Generaatori pingeimpulsi lõppemisel on tõkkekihi mahtuvus laetud pingeni U_v ning hakkab tühjenema üle *p*-*n*-siirde ja välisahela. Et *p*-*n*-siirde takistus on harilikult suurem generaatori sisetakistusest, siis on tühjenemise ajakonstant määratud generaatori sisetakistusega.



3. 25.

Dioodi lülitamine vastupingele:

a — pingeimpulss; b — vooluimpulss

Dioodi ümberlülitamisel päripingelt vastupingele esinevad pinge ja voolu epüürid on joonisel 3. 26.

Generaatori pinge ümberlülitamise hetkel t_1 on baasi kuhjunud suur hulk laengukandjaid — siirde difusioonmahtuvus on laetud. Seega dioodi takistus ümberühendamise hetkel on väga väike. Järelikult on vastuvool alguses väga suur, olles piiratud vaid generaatori sisetakistusega. Aega τ_t , mille jooksul dioodi mahtuvus tühjeneb ning vastuvool väheneb väärtuseni 1,1 I_0 , nimetatakse dioodi vastutakistuse taastumiskestuseks ning see antakse käsiraamatutes impulssdioodi ühe parameetrina.

Eelmistest paragrahvidest selgus, et dioodid ei talu lubatavast kõrgemaid vastupingeid. Küll aga võib neid üle koormata vooluga, kui keskmine kaovõimsus ei ületa lubatavat. Näiteks küllalt lühikeste impulsside korral võib vool ulatuda kuni 10-kordse nimivooluni. Punktdioodid selliseid ülekoormusi ei talu, sest suure



vooluimpulsi tagajärjel võib dioodi teravikkontakt sisse põleda, tekkida täiendav formeerumine või siirde nihe.

Töötamiseks impulssrežiimis kasutatakse tihti spetsiaalseid impulssdioode, mida vaatleme järgmises peatükis.

3. 6. POOLJUHTDIOOD KÕRGSAGEDUSDETEKTORINA JA VAHELDUVVOOLUVENTIILINA

Pooljuhtdioodide kasutamisel kõrgsagedusvoolu detekteerimisel ja tehnilise vahelduvvoolu alaldamisel tuleb silmas pidada mitmeid erinevusi, võrreldes vaakuumdioodide kasutamisega.

Joonisel 3. 27 on kujutatud tüüpiline detektorastme skeem. Kondensaator C ja induktiivsus L moodustavad vahesagedusvõimendi väljundvõnkeringi. Dioodi D koormuseks on koormustakistus R_k ja kondensaator C_k , millel eraldub detekteeritud pinge. Joonisel 3. 28 on toodud pinge-vooludiagrammid suhteliselt suure amplituudiga vahelduvpinge detekteerimisel. Modulatsioonisageduse loeme niivõrd madalaks, et vaadeldavas diagrammis võime lugeda väljundpinge U ja võnkeringi pinge amplituudi konstantseks. Detektori sisendpinge on siis $u = U_m \sin \omega t$.

99

7*



Dioodi läbiva voolu alaliskomponent laeb kondensaatori C_k pingeni U. Resulteeriv dioodile rakendatav pinge on seega

$$u_d = U_m \sin \omega t - U.$$

Kui $u_d > 0$, voolab dioodis pärivool, mis annab kondensaatorile C_k lisalaengu Q_1 . Kui $u_d < 0$, voolab dioodis vastuvool, mis vähendab kondensaatori laengut Q_2 võrra (tuletame meelde, et vaakuumdioodis vastuvool puudub). Dioodi voolu võime leida valemist

$$i_{d} = I_{s} \left[\underbrace{\frac{U_{m} \sin \omega t - U}{q_{T}}}_{q_{T}} - 1 \right].$$

Sõltuvalt U_m suurusest võime eristada kahte töörežiimi. Kui $U_m < \varphi_T$, nimetame sisendsignaali nõrgaks, kui $U_m \gg \varphi_T$, siis nimetame tugevaks. Pidades silmas, et toatemperatuuril $\varphi_T \approx 0.025$ V, saame nõrga signaali piirkonnaks pinged alla 25 mV, tugevaks signaaliks võib lugeda pingeid üle 0.5 V. Nõrga signaali puhul kondensaatoril *C* kujunev pinge

 $U = \frac{0.244I_s}{\frac{1}{4R_b} + \frac{I_s}{q_T}} \left(\frac{U_m}{q_T}\right)^2.$ 3. 9.

Seega nõrga signaali korral toimib pooljuhtdiood ruutdetektorina (nagu vaakuumdioodki). Et ruutdetekteerimisel on väljundpinge harmooniliste sisaldus suur (kuni 25%), ei sobi see kõne ja muusika vastuvõtul kasutamiseks. Mittelineaarmoonutuse vähendamiseks tuleb detektori sisendisse anda küllalt tugev vahelduvsignaal amplituudiga 0,2...0,5 V.

Tugeva signaali detekteerimisel on väljundpinge sõltuvus sisendpingest komplitseeritud, kuid läheneb lineaarsele. Lineaarsus on aga tunduvalt halvem kui vaakuumdioodiga detekteerimisel (pooljuhtdioodi pinge-voolukarakteristiku eksponentsiaalse iseloomu tõttu).

Oluliseks detektorastme parameetriks on selle sisendtakistus, sest sellest sõltub astme mõju võnkeringile. Nõrga signaali puhul on sisendtakistus arvutatav valemiga

$$R_{sis} = \frac{\pi \varphi_T}{3.1 I_s} e^{-\frac{U}{\varphi_T}}.$$
 3. 10.

Tugeva signaali puhul

$$R_{sis} = \frac{\pi U_m}{0.87 I_s} e^{-\frac{U+U_m}{\varphi_T}}.$$
 3. 11.

Valemist 3. 9 nähtub, et suurema küllastusvoolu I_s puhul saame mõnevõrra suurema väljundpinge (karakteristiku tõus on suurem), valemitest 3. 10 ja 3. 11 aga nähtub, et vastuvoolu suurendamine vähendab detektorastme sisendtakistust, mille tagajärjel suureneb võnkeringi sumbumus.

Vaakuumdioodi sisendtakistus on tavaliselt 0,1...0,2 M Ω , pooljuhtdioodil aga tunduvalt väiksem — 10...30 k Ω , mistõttu viimase mõju võnkeringile on suurem.



 Dioodi mahtuvuse mõju alaldatud voolu tugevusele:
a — sagedusel j₁; b — sagedusel f₂≫j₁; sagedusel
j₃≫j₂

Väga oluline on dioodi mahtuvuse mõju detektorastme tööle. Sageduse suurenemisel alaldatud voolu tugevus väheneb, sest mahtuvuse kaudu hakkavad dioodi läbima vastupidised vooluimpulsid. Alaldatud voolu vähenemise illustreerimiseks on joonisel 3. 29 vool näidatud kolmel erineval sagedusel $f_1 \ll f_2 \ll f_3$.

Vaakuumdioodi eeliseks on selle mahtuvuse sõltumatus pingest. See kindlustab detekteerimise lineaarsuse ka kõrgetel sagedustel ning võnkeringi püsiva häälestatuse. Pooljuhtdioodi mahtuvus aga sõltub pingest (vt. § 3. 4), mis kutsub esile nii detekteerimiskarakteristiku mittelineaarsuse kui ka võnkeringi sageduskarakteristiku mittesümmeetrilisuse ja isegi mitteühesuse. Mitteühesus seisneb silmuse tekkimises sageduskarakteristikul (sageduse suurendamisel saadud karakteristik erineb sageduse vähendamisel saadust).

Dioodi mahtuvuse mõju vähendamiseks tuleb kasutada võimalikult väikese mahtuvusega dioode (punktdioode), suurendada võnkeringi mahtuvust ja vähendada võnkeringi h $\ddot{u}vetegurit Q$.

Kriitilist dioodi mahtuvust, mille juures hakkab esinema tunduv mittelineaarsus, väljendab valem

$$C_{d\,kr} = \frac{C}{\frac{Q\,\sqrt{2}}{5}-1}.$$

Kui näiteks Q = 100, C = 50 pF, siis $C_{dkr} = 2$ pF, mis on suurem punktdioodi tavalisest mahtuvusest (< 1 pF).

102

Järgnevalt vaatleme pooljuhtdioodide kasutamise iseärasusi väikesevõimsuselises jõualaldis.

Dioodide valiku ja režiimi määramisel tuleb lähtuda sellest, et keskmine-alaldatud vool ja maksimaalne vastupinge ei tohi ületada antud diooditüübile lubatud piire. Temperatuuri tõusuga muutuvad dioodide parameetrid suurtes piirides, seepärast tuleb arvutuste tegemisel kasutada nn. dünaamilisi pinge-voolukarakteristikuid, milledes on arvesse võetud dioodi soojenemine töötamisel. Tavaliselt antakse dünaamilised karakteristikud mitme alaldatava voolu keskväärtuse kohta. Soojust eraldub dioodil nii pärikui ka vastuvoolu läbimisel. Toatemperatuuril on vastuvoolu poolt eraldatav kaovõimsus küllalt väike, seepärast pärivoolu puudumisel dünaamilised karakteristikud ühtivad staatilistega. Pärivoolu tugevnemisel diood soojeneb, vastuvool suureneb ning mõlemad kaovõimsuse komponendid kasvavad. Maksimaalselt lubatavateks töötemperatuurideks on germaaniumdioodidel $+60^{\circ}$ C ja ränidioodidel $+85^{\circ}$ C. Erijuhtudel võivad maksimaalsed temperatuurid olla vastavalt $+70^{\circ}$ C ja 120° C.

Pooljuhtdioodidega alaldi arvutusmetoodika ei erine oluliselt lampdioodidega alaldi arvutusest. Toome siinjuures ära mõned põhimõttelised erinevused, mida peab pooljuhtdioodide kasutamisel silmas pidama.

Kõrgepingeliste alaldusdioodide puudumine sunnib paratamatult kasutama dioodide järjestikühendust. Järjestikühenduse kasutami-





sel peab aga tõsiselt arvestama üksikute dioodide parameetrite hajuvust. Vastuvool võib üksikutel eksemplaridel erineda kuni 20-kordselt ja läbilöögipinge kuni 2-kordselt. Kahe erineva vastutakistusega dioodi järjestikühenduse korral langeb suurem osa vastupingest suurema takistusega dioodile, mille tagajärjel see võib sattuda läbilöögi lähedasse režiimi. Joonisel 3. 30 on selline juhtum näidatud graafiliselt. Kui rakendada järjestikku ühendatud dioodidele D_1 ja D_2 pinge suurusega $U_1 + U_2$, kujuneb vastuvoolu suuruseks I_0 . Selle lõikepunktidest dioodide D_1 , D_2 karakteristiku-

 3. 31. Dioodide sildamine paralleeltakistitega



tega nähtub, et kujunevad vastupinged dioodidel on väga erinevad — dioodile D_1 langeb 75% kogu rakendatud vastupingest, dioodile D_2 aga ainult 25%. Diood D_1 asub läbilöögi lähedases režiimis $(U_1 > U_{lub})$. See kutsub esile dioodi D_1 soojenemise, vastuvool kasvab, diood soojeneb veelgi jne., kuni tekib dioodi D1 läbilöök. Pärast läbilööki rakendub kogu vastupinge dioodile D₂, mis osutub samuti ülepingestatuks ning rikneb. Dioodide eelnev valik ei anna olulisi tulemusi, sest temperatuuri muutumisel ja dioodide vananemisel muutuvad nende karakteristikud erinevalt. Vastupinge võrdsustamiseks kasutatakse dioodide sildamist paralleeltakistitega R (joon. 3. 31). Paralleeltakistite suuruse arvutamiseks peab olema teada karakteristikute hajuvus. Käsiraamatutes antakse vastuvoolu maksimaalväärtus, minimaalväärtuseks võib võtta 20 korda väiksema suuruse. Joonis 3. 30 selgitab R arvutust. Kanname koordinaatteljestikule U, I minimaalse ja maksimaalse vastuvooluga dioodide D_1 ja D_2 karakteristikud. Selleks et dioodidele rakenduvaid vastupingeid hästi võrdsustada, peaksid paralleeltakistused olema küllalt väikesed, mis aga vähendaks alaldi kasutegurit. Praktikas määratakse vastupingete hajuvus ΔU selliselt, et pinge kasutamise tegur halvimal dioodil oleks N = $= 0.8 \dots 0.9$:

$$\Delta U = U_{lub} \left(1 - N \right),$$

kus U_{lub} — dioodi lubatud vastupinge.

Karakteristikute lõikepunktid A, B sirgetega $U = U_{lub}$ ja $U = U_{lub} - \Delta U$ määravad minimaalse ja maksimaalse vastuvoolu $I_{0 min}$ ja $I_{0 max}$. Reaalselt kujunevad vastupinged dioodidel on siis

vahemikus $U_{lub} \ge U \ge NU_{lub}$ ning vastuvoolud vahemikus $I_{0max} \ge I_0 \ge I_{0min}$. Punkte A ja B läbiva sirge lõikepunkt ordinaatteljega annab üldise

vastuvoolu $I_{\vec{u}}$ suuruse (koos vooluga läbi paralleeltakistite). Lõigul ED (lõigu AB projektsioon sirgele $I = I_{\vec{u}}$) on kindlustatud vastupingete hajuvus ΔU piires.

Paralleeltakistuse arvväärtuse leiame valemist:

$$R = \frac{U_{lub} (1 - N)}{I_{0 max} - I_{0 min}}$$

Dioodide arvu n määrame võrratusest

$$n \ge \frac{U_{v \max}}{U_{lub}N},$$

kus Uv max - maksimaalne alaldile rakenduv vastupinge.

Dioodide paralleelühenduse korral jaotub pärivool dioodides parameetrite hajuvuse tõttu ebaühtlaselt. Joonisel 3. 32 on näidatud voolujaotus dioodide D_1 ja D_2 vahel paralleellülituses pingel U_0 . Diood D_1 kuumeneb ülekoormuse tagajärjel $(I_1 > I_{lub})$ ja tema vastuvool suureneb. Vastuvoolu suurenemise tõttu diood kuumeneb veelgi ja lõpuks võib tekkida siirde läbilöök.

Voolude ühtlustamiseks dioodides tuleb nendega järjestikku ühendada lisatakistid (joon, 3. 33). Lisatakisti *R* takistuse võib mää-



3. 32.

Voolujaotus rööbitiühendatud dioodides

3. 33. Lisatakistite ühendamine dioodidele

rata joonise 3. 32 abil halvima dioodi (D_2) etteantud voolu kasutamise teguri N juures tingimusel, et vool parimas dioodis (D_1) ei ületaks maksimaalselt lubatud voolu I_{lub} (siin on toodud arvutus mitte keskväärtuste, vaid tippväärtuste kohta). Kanname joonisele sir



ged $I = I_{lub}$ ja $I = NI_{lub}$ (N = 0, 8...0, 9). Läbi nende sirgete ja dioodide D_1 ning D_2 karakteristikute lõikepunktide A ja B tõmbame sirge kuni U-teljeni. Saadud punktist C lähtuva vertikaali lõikepunktid E ja D sirgetega $I = I_{lub}$ ja $I = 0, 8I_{lub}$ määravadki resulteerivad karakteristikud D_1 ' ja D_2 ' ning lisatakistuse R väärtuse. Viimase leiame valemist

$$R = \frac{U_{max} - U_{min}}{I_{lub} (1 - N)},$$

Maksimaalne pinge alalduselemendil on siis võrdne pingega $U_{\vec{n}}$. Vool dioodides on määratav võrratusega

$$I_{lub} \ge J \ge NI_{lub}$$
.

Dioodide arv

$$n \ge \frac{I_{a max}}{I_{lub} N},$$

kus I_{a max} — maksimaalne alaldi vool.

Erilist tähelepanu tuleb pöörata dioodide õige soojusrežiimi hoidmisele. Töökindluse tõstmiseks on soovitav ekspluateerida dioode käsiraamatus antavatest piirrežiimidest 20% võrra kergematel režiimidel. Kui dioodi jahutamiseks kasutatakse lisaradiaatoreid, peab hoolitsema hea soojusliku kontakti eest dioodi ja radiaatori vahel. Tähtis on ka dioodide paigutus — tuleb hoiduda neid asetamast kuumenevate detailide lähedusse. Jahutusprobleeme käsitleme detailsemalt veel paragrahvis 9. 2.

4. ERITÜÜPI POOLJUHTDIOODID

4. 1. RÄNISTABILITRONID

Pooljuhtseadiste tarvituselevõtmisega kerkis üles nende toiteseadmete konstrueerimise probleem. Kõik varem väljatöötatud toite-seadmed olid mõeldud lampseadmete jaoks. Pooljuhtseadmed vajavad aga madalapingelisi, 2...30 V pingega ja suhteliselt suure vooluga toiteallikaid. Nende pinge stabiliseerimiseks kasutatakse ränidioode, mille pinge-voolukarakteristik läbilöögi piirkonnas kulgeb peaaegu paralleelselt vooluteljega. Joonisel 4. 1 on näidatud sellise ränidioodi tüüpiline karakteristik. Päripingel on karakteristik tavaline, vastupingel, alates kriitilisest pingest Uo toimub väga järsk voolu suurenemine - läbilöök. Et esialgu seletati läbilööki ainult Zeneri (tunnel-) efektiga, hakati neid nimetama Zeneri dioodideks. Läbilöögipinge püsivuse tõttu hakati neid dioode kasutama alalispinge stabilisaatorites tugipinge allikana, millest on pärit ka nimetus tugidiood. Tänapäeval toodetakse tugidioode ehk ränistabilitrone mitmesugustele pingetele ja võimsustele, 3,5...200 V-ni, 250 mW kuni 50 W. Hiljem selgus, et ainult madalapingelistes stabilitronides toimub tunnelläbilöök koos laviinläbilöögiga, kõrgemapingelistes esineb aga ainult laviinläbilöök.

Laviinläbilöök põhineb laengukandjate paljunemisnähtusel nende põrkumisel tõkkekihi tugevas elektriväljas. Kiirelt liikuv auk või elektron võib osa oma energiast anda valentselektronile, viies ta üle juhtivustsooni. Resultaadina tekib uus elektron-auk-paar toimub põrkeionisatsioon. Sellise paljunemise tõenäosus kasvab väljatugevuse suurenemisega. Küllaldasel väljatugevusel on täiendavate elektron-auk-paaride arv suur ning nende energia on piisav uue paljunemisprotsessi põhjustamiseks. Protsessi intensiivsus kasvab laviinitaoliselt. Kriitilise pinge U_0 suurus, mille juures laviinefekt algab, sõltub nii materjalist kui ka tõkkekihi laiu4. 1. Ränistabilitroni pinge-voolukarakteristik

sest. Pinge U_M , millele läheneb stabilitroni pinge voolu lõpmatul suurenemisel, on avaldatav empiirilise valemiga

$$U_M = a \varrho^m , \qquad \qquad 4. \quad 1.$$

kus a — konstant, antud tabelis 4. 1:

 ρ — baasi materiali eritakistus Ω cm;

m - konstant, antud tabelis 4. 1.

Läbilöögirežiimi intensiivsust iseloomustab põrkeionisatsiooni. tegur

$$M=\frac{Z}{Z_0},$$

kus Z — tõkkekihist väljunud elektronide (aukude) arv; Z_0 — tõkkekihti sisenenud elektronide (aukude) arv.

Pingete kaudu on see tegur M avaldatav valemiga

 $M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U}\right)^n},$

kus U. — vastupinge absoluutväärtus;

n — konstant, antud tabelis 4. 1.

Valemites 4. 1 ja 4. 2 esinevad konstandid 4. 1.

Baasi materjal	Baasi materjali juhtivustüüp	п	а	m
Ge	tı.	3	83	0,61
	р	5	52	0,61
Si	п	3	86	0,65
	р	3	23	0,75

Stabilitroni diferentsiaalne takistus laviinläbilöögi piirkonnas

$$r_d \approx \frac{U_M}{I} \cdot \frac{1 - \frac{U}{U_M}}{n} \,.$$

108



2. 4.
Tunnelläbilöök on üks p-n-siirde läbilöökidest, mis põhineb § 4. 2 vaadeldaval tunnelefektil, mille kohaselt elektronid võivad küllaldase väljatugevuse ja väga õhukese siirde puhul selle läbida ilma oma energiat muutmata. Alates teatud pingest hakkab p-n-siirde vastuvool järsult suurenema – toimub läbilöök. Läbilöögi pinge on empiiriliselt määratav järgmiste valemitega: germaaniumist siirdel

$$U_z = 99 \,\varrho_n + 48 \,\varrho_p;$$

ränist siirdel

$$U_z = 39 \,\varrho_n + 8 \,\varrho_p \,.$$

Ränistabilitroniga pingestabilisaatori lülitus on kujutatud joonisel 4. 2. Stabilisaatori sisendpinge U_1 peab olema stabiliseerimis-pingest U_{st} kõrgem ballasttakistusel R tekkiva pingelangu võrra. Stabiliseerimispinge on avaldatav valemiga

$$U_{st} = \frac{R_k (U_1 r_d + U_0 R)}{R_k r_d + r_d R + R R_k}$$

kus R. - koormustakistus.

4. 2. Pingestabilisaator

Minimaalne stabilitroni vool Ist min vastab pingele Uo ning määratakse pinge-voolukarakteristikult. Stabilitroni maksimaalne luba-tav vool $I_{st max}$ määratakse tingimusest $I_{st max} U_{st max} \leq P_{lub}$, kus P_{lub} — stabilitroni maksimaalne kaovõimsus. Et $I_{st} = I_1 - I_k$, võib vool koormuses muutuda maksimaalselt suu-

ruse $\Delta I_{st} = I_{st max} - I_{st min}$ võrra. Stabilitroni kvaliteediteguriks nimetatakse suurust

$$Q = \frac{r_d}{R_0} = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I} \cdot \frac{I_{st}}{U_{st}} = \frac{\mathrm{d}U}{U_{st}} : \frac{\mathrm{d}I}{I_{st}},$$

kus R₀ — stabilitroni alalisvoolutakistus stabiliseerimispingel.

Stabilitroni pinge stabiilsust vähendab laengukandjate vaba lennutee pikkuse sõltuvus temperatuurist. Nõrgalt legeeritud pooljuhtides on vaba lennutee pikkus piiratud hajuvusega kristallivõre aatomitel. Temperatuuri tõusmisel hajuvus suureneb ja läbilöögiks vajaliku laengukandjate kiiruse saavutamiseks on vaja rakendada kõrgemat pinget. Tugevasti legeeritud pooljuhtides piirab vaba lennu tee pikkust hajuvus ioniseeritud lisandaatomitel ja temperatuurisõltuvus on sel juhul vastupidise iseloomuga. Kõrgepingeliste stabilitronide pinge temperatuuritegur on seega positiivne, madalapingelistel aga negatiivne. Pinge temperatuuritegurit väljendatakse harilikult protsentides kraadi kohta:

$$\alpha_U = \frac{\mathrm{d}U_{st}}{\mathrm{d}T} \cdot \frac{1}{U_{st}} \cdot 100.$$

Joonisel 4. 3 on toodud α_U sõltuvus stabilitroni läbilöögipingest. Viimasest sõltub ka diferentsiaalne takistus r_d (joon. 4. 4).



4. 3. Pinge temperatuuriteguri α_U sõltuvus stabilitroni läbilöögipingest
 4. Diferentsiaalse takistuse sõltuvus stabilitroni läbilöögipingest

Oma stabiilsuselt jääb enamik ränistabilitrone maha gaaslahendusega stabiiltronide stabiilsusest, mille temperatuuritegur moodustab 0,01...0,02 %/deg kohta. Kasutades mitmesuguseid võtteid, nagu mitme siirde järjestikku ühendamist ja erisuunaliste temperatuuriteguriga siirete kombineerimist, on õnnestunud saada stabilitrone, mille $a_U = 0,0005$ %/deg. Sellised stabilitronid võivad edukalt asendada isegi Westoni normaalelemente.

Suure võimsusega ränistabilitronide kohta kehtivad samad nõudmised jahutuse suhtes nagu võimsusdioodide ja -transistoride kohta. Lõpuks toome mõningate kodumaiste stabilitronide andmed (tabel 4. 2).

Räni- stabilitroni tüüp	Läbilöögi- pinge Uo V	Diferent- siaalne takistus r d 2	Vool, mille juures on määratud ^r d mA
Д808 Д809 Д810 Д813 Д815А Д816А Д816А Д817А Д817Г	$\begin{array}{ccccc} 7 \dots & 8.5 \\ 8 \dots & 9.5 \\ 9 \dots & 10.5 \\ 11.5 \dots & 14 \\ 5.6 \\ 22 \\ 56 \\ 100 \end{array}$	6 10 12 18 0,6 7,0 35,0 50,0	5 5 1000 150 50 50

4. 2. Ränistabilitronide parameetrid

4. 2. TUNNELDIOODID

Tunneldioodi, mille töö põhineb tunnelefektil, leiutas 1958. a. Tokio Ülikooli professor L. Esaki juhuslikult.

Tunneldioodi p-n-siirde valmistamisel on lähteaineteks mandunud (väga tugevalt legeeritud) p- ja n-tüüpi pooljuhtmaterjalid. Lisandite tiheduse juures 10¹⁹ cm⁻³ ja enam nihkub Fermi nivoo n-materjalis juhtivustsooni ning p-materialis valentstsooni. Lisandaatomite energianivood moodustavad tsoonid, mis liituvad põhitsoonidega. Pooljuht muutub poolmetalliks. Taolise p-n-siirde potentsiaalidiagramm tasakaalu olukorras on toodud joonisel 4.5, a. Fermi nivoode tasakaalustamiseks n- ja p-piirkonnas tekib niivõrd kõrge potentsiaalitõke, et p-piirkonna valentstsooni ülaosa ning npiirkonna juhtivustsooni alaosa on samadel potentsiaalidel. Et materjali juhtivus on suur, on siirde laius väga väike — 0,01... ...0,02 µm. Et laengukandjatel ei ole üleminekul p-piirkonnast npiirkonda vaja muuta oma energiat, võib ta väga õhukese siirde korral takistamatult selle ületada. Huvipakkuv on sellise siirde pingevoolukarakteristik. Siirdele vastupinge rakendamisel potentsiaalitõke suureneb ja energiatsoonid kattuvad rohkem (joon. 4. 5, b). Et üleminekuvõimeliste elektronide tihedus on p-alal suurem, tekib vastuvool, mis pinge tõusmisel järsult kasvab (joon. 4. 6). Päripingel potentsiaalitõke väheneb (joon. 4. 5, c). Elektronide tihedus. mis võivad p-alalt minna n-alale, väheneb tugevasti, n-alalt p-alale minevate tihedus aga vähe. Resulteeriv vool on seega pärisuuna-line. Pinge edasisel tõusmisel, alates pingest U'_{max} , hakkab tunnelefekti toimel üleminevate elektronide tihedus järsult vähenema, sest tsoonide kattumine väheneb (joon, 4, 5, d). See põhjustab









voolu vähenemise, mis kestab kuni pingeni U_{min} . Kui pinget veelgi tõsta, hakkab siire töötama nagu tavalises dioodis — ilmneb difusioonvool ning edasine voolu sõltuvus pingest on analoogiline harilikule *p*-*n*-siirdele (joon. 4. 5, *e*). Pingete vahemikus U'_{max} kuni U_{min} on karakteristikul langev osa, millele vastab negatiivne diferentsiaalne takistus.

Pingetel kuni U_{min} toimub elektronide üleminek valentstsoonist juhtivustsooni tunnelefekti toimel, kusjuures laengukandjaiks on enamus-laengukandjad. Seetõttu toimuvad protsessid tunneldioo-

dis väga kiiresti, mistõttu nende baasil saab koostada kompaktseid ja kiiretoimelisi võimendavaid ja genereerivaid lülitusi arvutustehnika-, automaatika- ja telemehaanikaseadmetele. Siirdeprotsessid toimuvad tunneldioodidega lülitustes kiiresti — mõne nanosekundi (10⁻⁹ s) jooksul, mis võimaldab neid rakendada



Tunneldioodi pingevoolukarakteristik

4. 6.

sadade megahertsideni ulatuvas sagedusalas. Tunneldioodidega lülitused sisaldavad üldiselt 1,5...3 korda vähem detaile kui analoogilised transistorlülitused.

Tunneldioodide peamisteks materjalideks on germaanium ja galliumarseniid.

Tunneldioodi põhilisteks staatilisteks parameetriteks on maksimumvool I_{max} , miinimumvool I_{min} , pinge U'_{max} , mille juures $I = I_{max}$, pinge U_{min} , mille juures $I = I_{min}$ ja pinge U''_{max} , mille juures $I = I_{max}$ (vt. joon. 4. 6). Täiendavalt on kasutusel veel voolude suhe I_{max}/I_{min} ja pingeastak $\Delta U = U''_{max} - U'_{max}$.

Põhiliseks tunneldioodide klassifitseerimise parameetriks on maksimumvool I_{max} , mille järgi dioodid jagatakse gruppideks. Grupi piires võib vool I_{max} kõikuda $\pm (2...10)$ % ulatuses. Maksimumvoolu I_{max} suurus oleneb lisandite kontsentratsioonist ja siirde pindalast. Tabelis 4. 3 on toodud tunneldioodide tüüpilised parameetrid.

4. 3. Tunneldioodide parameetrid

Materjal		U'max mV	U _{min} mV	U''max mV	I _{max} I _{min}
Ge GaAs	1	60 80 100180	$300 \dots 370 \\ 450 \dots 600$	450 550 9001200	510 1040

113

8 Pooljuhtseadised . . .



4. 7.

Tunneldioodi maksimumvoolu (a) ja miinimumvoolu (b) temperatuuurisõltuvused

4. 8. Tunneldioodi aseskeem

Germaaniumist tunneldioodi maksimumvoolu ja miinimumvoolu temperatuurisõltuvused on toodud joonisel 4. 7. Iseloomulikud pinged U'_{max} , U_{min} ja U''_{max} vähenevad temperatuuri tõusmisel lineaarselt: 80 mV/deg (U'_{max}) , 0,9 mV/deg (U_{min}) ja 1,0 mV/deg (U''_{max}) .

Galliumarseniidist tunneldioodi maksimumvool on suurim toatemperatuuril ning temperatuuri muutumisel ± 200 deg piires väheneb umbes 20%. Miinimumvool temperatuuri tõusmisel monotoonselt kasvab. Tunneldioodi dünaamilised parameetrid on vastavalt aseskeemile (joon. 4. 8) järgmised:

1) dioodi diferentsiaalne takistus langevas karakteristiku osas

$$r_d = \frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}I} < 0;$$

2) väljaviikude ja kristalli mahutakistus rs;

3) dioodi kesta ja siirde ühendusjuhtmete induktiivsus L_s ;

4) siirde mahtuvus C_0 , mis tavaliselt antakse pingel U_{min} ; sellel pingel mahtuvus peaaegu ei sõltu pingest (nõrgal signaalil) ja sagedusest;

5) piirsagedus, milleni tunneldiood võimendab,

$$f_{piir} = \frac{1}{2\pi |r_d| C_0} \sqrt{\frac{|r_d|}{r_s}} - 1;$$

6) omaresonantsisagedus

$$f_{res} = \frac{1}{2 \pi |r_d| C_0} \sqrt{\frac{r_d^2 C_0}{L_s} - 1}.$$

Sagedustel $f < f_{res}$ on tunneldioodi näivtakistus mahtuvuslik, sagedustel $f > f_{res}$ — induktiivne.

Joonisel 4. 9 on kujutatud tunneldioodi impulsslülituse skeem. Varieerides toiteallika E pinge ja koormustakistuse R_k suurusi, võime lülituse viia kolme erinevasse töörežiimi.

Kui koormussirge lõikab karakteristikut ainult ühes punktis, negatiivse takistusega piirkonnas, töötab lülitus multivibraatorina (sirge *a*, joon. 4. 9, *b*). Selleks peab olema täidetud tingimus:

$$U_{max} + I_{max}R_k < U_a < U_{min} + I_{min}R_k$$

kusjuures $R_k < |r_d|$.

Optimaalses režiimis $R_k = 0$ ning U_a väärtus võib olla vahemikus $U'_{max} < U_a < U_{min}$.

Kui koormussirge lõikab karakteristikut ühes punktis positiivse takistusega piirkonnas, töötab lülitus monostabiilse trigerina. Tööpinge tuleb valida vastavalt $U_b < U'_{max} + I_{max}R_k$ või $U_c > U_{min} + I_{min}R_k$, kusjuures $R_k < |r_d|_{min}$ (sirged *b* ja *c* joonisel 4. 9, *b*).



8*

4. 9.

Tunneldiood impulssrežiimis: a — lülitus; b — koormussirgete asetus karakteristikul



Tunneldioodi töö multivibraatorina:
 a — karakteristik; b — väljundpinge epüür

Kui koormussirge lõikab karakteristikut kolmes punktis (sirge d), saame lülitusele kaks stabiilset seisu A ja C ning ühe mittestabiilse seisu B. Lülitus töötab trigerina. Koormustakistuse suurus valitakse $R_k \gg |r_d|$ ja toitepinge U_d vahemikus $U_{min} + I_{min} R_k < < U_d < U_{max}^n + I_{max} R_k$. Käsitluse illustreerimiseks vaatleme lülituse tööd multivibraatorina.

Olgu R = 0; seega staatiline koormussirge on vertikaalne (joon. 4. 10, *a*), dünaamiline koormusjoon aga horisontaalne sirge (suure induktiivsuse korral). Toitepinge sisselülitamisel hakkab vool induktiivsuses kasvama, millele vastavalt tõuseb ka pinge dioodil. Kui vool on saavutanud väärtuse I_{max} tekib pingehüpe punktist *B* punkti *C*. See on tingitud karakteristiku negatiivse takistusega piirkonnast (vool, püüdes pingeallika *U* mõjul kasvada, viib tööpunkti hetkeliselt punkti *C*). Pinge induktiivsusel muutub seega negatiivseks ning vool hakkab vähenema. Punktis *D* toimub jälle hüppeline üleminek punkti *A* ning protsess kordub. Vastav ostsillogramm on toodud joonisel 4. 10,*b*.

Peale ülaltoodud kolme põhilülituse võib tunneldiood töötada loogilistes lülitustes, lävielementides, võimendites ja generaatorites.

4. 3. IMPULSSDIOODID

Pooljuhttehnika arengu algpäevil kasutati impulsslülitustes tavalisi dioode (enamasti punktdioode). Vahepeal aga on impulsslülitustele esitatavad nõuded rangemaks muutunud ja seepärast on hakatud tootma impulssdioode.

Impulssdioodide põhiparameetrid on järgmised:

1) vastuvool Io maksimaalsel vastupingel toa- ja maksimaalse töötemperatuuri juures;

2) päripingelang Ua fikseeritud pärivoolu juures (varem kasutati selle parameetri asemel pärivoolu tugevust päripingel 1 V);

3) vastutakistuse taastumiskestus r, (vt. joon. 3. 28) fikseeritud ümberlülitusrežiimil;

4) *lülituslaeng Q*, — baasi kuhjunud laengu suurus fikseeritud režiimil;

5) tõkkekihi mahtuvus Ct;

6) päripinge maksimaalne impulsspingelang $U_{imp\ max}$; 7) päritakistuse kujunemiskestus τ_a , s. o. ajavahemik, mille jooksul pinge väheneb suuruselt $U_{imp max}$ suuruseni 1.1 U_a .

Dioodi ekspluatatsiooni piirvõimalusi iseloomustavad järgmised suurused:

1) maksimaalne lubatav vastupinge U_{v lub} — suvalise kuju ja perioodilisusega pinge tippväärtus, mis võib olla rakendatud dioodile garanteeritud tööaja kestel:

2) maksimaalne lubatav alalis- või keskmine pärivool Ia max;

3) maksimaalne lubatav impulssvool Iimp max (määratakse impulsi etteantud kestuse ja *I_{a max}* juures). Nimetatud põhiparameetrid võimaldavad teha enamiku vajalikest

arvutustest.

Impulssdioodidena kasutatakse nii punkt- kui ka pinddioode.

Punkt-impulssdioodide klassi tüüpilisemaiks esindajaiks on Д10 tüüpi dioodid. Punktdioodi päritakistuse vähendamiseks legeeritakse kontaktteravikku lisanditega (indiumi või alumiiniumiga). Selliste dioodide tüüpilisteks esindajateks on dioodid Д9, Д18 ja Д20. Punktdioodid on enamikus valmistatud germaaniumist, sest metallkontakti on räniga suhteliselt raske formeerida. Ränist punktdioodid Д104...Д106A on saadud teraviku legeerimise abil.

Tihti on tarvis suure impulssvoolu ja 50...100-voldise lubatava vastupingega dioode. Analoogarvutite jaoks on vajalikud väga väikese vastuvooluga dioodid. Neile nõuetele vastavad väikese p-n-siirde pindalaga sulandatud pinddioodid, nn. mikrosulandatud dioodid, näiteks dioodid Д219А... Д220. p-n-siirde suur tööpind ja hea soojusjuhtivus võimaldavad neid dioode kasutada suurte alalis- ja impulssvoolude korral, samuti on nad vähem tundlikud ülekoormustele.

Pinddioodide toimekiiruse tõstmiseks on kasutusel mitu meetodit. Üheks selliseks meetodiks on «kuldtraadi menetlus», mille järgi p-n-siire moodustatakse peene galliumlisandiga kuldtraadi germaaniumkristalli vooluimpulsi abil sissekeevitamisega. p-n-siirde pindala on suurusega ca 5 · 10-5 cm².

Impulssdioodidena kasutatakse ka difundeeritud dioode, mille tüüpilisteks esindajateks on germaaniumist mesadioodid Д311...



Impulssdioodide staatilised pinge-voolukarakteristikud:
 a — dioodide Д10Б, Д311, Д18, Д310, Д219А vastuvoolu karakteristikud;
 b — dioodide Д310, Д311А, Д18, Д219А pärivoolu karakteristikud

Joonisel 4. 11 on toodud mõningate impulssdioodide staatilised pinge-voolukarakteristikud.

Tabelis 4. 4 on antud mõningate tüüpiliste impulssdioodide parameetrid.

Dioodi tüüp	U _{V lab} V	I ₀ μA (t=20°C)	<i>U_a/I_a</i> V/mA	ī t	$Q_l \times \times 10^{-10}$ C	U _{imp max} V I _a =50 mA	C _t pF	I _{a max} mA	I _{imp max} mA
Д1Г. Д. Ж	_			1.6	40	8			
Д2В, Д, Ж				0,9	20	8			
Д9В, Д, Е, Ж				2,0	50	7.5			
Д11Д14		-		1,6	50				
Д219A	70	1	1,0/50	0,5	5,0	2,5	15	50	500
Д220Б	100	1	1,5/50	0,5	5,0	3,75	15	50	500
Д311А	30	100	0,4/10	0,05	1,0	1,0	3	80	500
Д312	100	100	0,5/10	0,5	-	1,25	3	50	500

4. 4. Impulssdioodide elektrilised par	rameetr	id
--	---------	----

4. 4. ÜLIKÕRGSAGEDUSLIKUD DIOODID

Ülikõrgsagedusliku dioodi aseskeem (joon. 4. 12) koosneb p-n-siirde mahtuvusest C_0 , p-n-siirde takistusest r_d , baasi takistusest r_b , kontaktnõela induktiivsusest L_k ja padruni mahtuvusest C_p .

Ülikõrgsagedusdioodi konstruktiivelementide mõõtmed on lainepikkusega võrreldavad juba alates 3 cm pikkustest lainetest, mis-



tõttu selles lainealas tuleb kontaktnõela induktiivsus ja padruni mahtuvus asendada jaotatud parameetrite süsteemiga.

Ülikõrgsagedusel on määrav tähtsus siirde mahtuvusel. Näiteks sagedusel 3000 MHz on 1-pF mahtuvusega kondensaatori takistus ainult 50 Ω .

Kasutusotstarbelt jagunevad ülikõrgsagedusdioodid segustusdioodideks, videodetektoriteks ja parameetrilisteks dioodideks.

Segustusdioode kasutatakse ülikõrgsagedus-vastuvõtjate muundusastmetes kõrgsagedusliku signaali vahesageduslikuks muundamisel. Nende peamisteks parameetriteks on mürategur ja muunduskaod.

Mürategur

$$F_m = \frac{(P_{sign}/P_{miira})_{välj}}{(P_{sign}/P_{miira})_{sis}} > 1,$$

kus P_{sign} — kõrgsagedussignaali võimsus; P_{müra} — müravõimsus.

Dioodi müranivood iseloomustatakse ka müratemperatuuriga T, s. o. temperatuuriga, mille juures aktiivtakistuse müravõimsus võrdub dioodi müravõimsusega antud temperatuuril T_0 . Müravõimsus aktiivtakistusel R

$$P_{ma} = 4kT\Delta f,$$

kus k — Boltzmanni konstant; T — temperatuur °K; Δf — sagedusriba Hz. Müratemperatuuri ja T_0 suhet nimetatakse suhteliseks müratemperatuuriks:

$$t=\frac{T}{T_0}.$$

To väärtuseks võetakse harilikult 290° K.

Muunduskadu L on muundusastme sisendvõimsuse P_{sis} ja saadava vahesagedusvõimsuse P_{vs} suhe detsibellides, kui aste on nii kõrgsageduse kui ka vahesageduse poolel optimaalselt sobitatud:

$$L = 10 \log \frac{P_{sis}}{P_{vs}} dB.$$

Segustusdioode iseloomustatakse ka sisend- ja väljundtakistuse suurusega, mis sõltuvad sagedusest ja töörežiimist.

Videodetektoreid kasutatakse lairibavastuvõtjates vahesagedusliku signaali detekteerimiseks. Nad töötavad harilikult nõrga signaali režiimis ruutdetektorina (vt. § 3. 6) ning neile esitatavaks peamiseks nõudeks on suur tundlikkus laias sagedusribas. Videodetektori põhiparameetriks on hüvetegur Q, mis sõltub voolutundlikkusest β_i , takistusest R_i ja suhtelisest müratemperatuurist t ning võimendi sisendi ekvivalentsest müratakistusest R_m :

$$Q=\frac{R_i\beta_i}{\sqrt{R_it+R_m}},$$

 R_i tüüpiliseks suuruseks on 5...20 Ω , $R_m = 1000 \Omega$.

Voolutundlikkuseks β_i nimetatakse lühisrežiimis alaldatud voolu ΔI ja dioodis neeldunud ülikõrgsagedusvõimsuse P_{sis} suhet sobitatud sisendi korral:

$$\beta_i = \frac{\Delta I}{P_{sis}} \,.$$

Tavalisel vastuvõtjal, millel sageduse muundamine toimub sisendastmes, on müratemperatuur $2500 \dots 4000^{\circ}$ K, kulglainelambil töötava kõrgsagedusvõimendi müratemperatuur on $1000 \dots 1500^{\circ}$ K. Kvantmehaaniliste võimendite — maserite — müratemperatuuriks on $20 \dots 85^{\circ}$ K. Nii kulglainelambid kui ka maserid on ehituselt väga keerukad ja kallid. Parameetriline võimendi, milles võimendus saadakse võnkeringi parameetri (L või C) perioodilise muutmise arvel, on hinnalt märksa odavam, kusjuures lainepikkustel üle 5 cm on müratemperatuur ainult $100 \dots 150^{\circ}$ K, s. o. võrreldav maseri müratemperatuuriga. Parameetrilise võimenduse teooria loodi 30-ndatel aastatel L. I. Mandelstami ja N. D. Papaleksi koolkonna füüsikute poolt. Kasutatavamaks parameetrilise võimendi võimenduselemendiks on pooljuhtdiood, mille tõkkekihi mahtuvust tüüritakse *p-n-*siirdele rakendatava pinge abil (vt. § 2. 4). Pooljuhtdioode, mida kasutatakse parameetrilistes võimendites tüüritava mahtuvusena, nimetatakse *parameetrilisteks dioodideks* ehk *varikapideks*.

Parameetrilise võimenduse põhimõte seisneb järgmises. Laeng ja pinge kondensaatoril on seotud kondensaatori mahtuvusega tuntud seosega

$$C = \frac{\Delta Q}{\Delta U}$$
.

Joonisel 4. 13, *a* on näidatud võnkering, mille mahtuvus *C* on ajas muutuv C = C(t), näiteks plaatide vahekauguse muutmise teel. Suurendame hetkel, mil pinge u_C läbib maksimumi (joon. 4. 13, *b*), plaatidevahelist kaugust, vähendades sellega mahtuvust. Selleks on vaja kulutada mehaanilist energiat, mille arvel pinge kondensaatoril *C* kasvab. Kulutatud mehaaniline energia muundub elektrivälja energiaks. Kui plaatide vahet vähendada, saame mehaanilist energiat (elektrostaatilise tõmbejõu mõjul) tagasi ning süsteemi energiabilanss ei muutu. Kui aga suurendada kondensaatori mahtuvust hetkel, mil pinge kondensaatoril läbib nullseisu, siis energiat tagasi ei saada ning kogu lisaenergia jääb võnkeringi. Parameetrilise võimenduse põhimõte seisnebki võnkeringi parameetrite (antud juhul mahtuvuse) perioodilisel muutmisel nii, et toimuks energia üleminek võnkeringi, mille tõttu võnkeringi sumbumus väheneb.

Taolise võimendi realiseerimisel kasutatakse vastupingestatud



Parameetrilise võimenduse selgitamiseks:
 a — võnkering; b — pinge ja mahtuvuse epüürid

dioodi *p-n*-siirde mahtuvust, mille suurust tüüritakse perioodiliselt nn. *pumpgeneraatori* abil. Mahtuvus kui reaktiivne element temperatuuri toimel müra ei tekita, mistõttu parameetriliste võimendite müratemperatuur ongi põhimõtteliselt madal.

Energia W_C , mis salvestub kondensaatoris mahtuvusega C_0 , on määratav seosega

$$W_{C0} = \frac{Q^2}{2 C_0}.$$

Kui mahtuvust muudetakse suuruse ΔC võrra ($C = C_0 + \Delta C$), on võnkeringi ülekantud energia ristkülikulise pumppinge korral

$$\Delta W_{C} = 4 \; \frac{Q^{2}}{C_{0}^{2}} \cdot \frac{\Delta C}{2} = 4 \; m W_{C0},$$

kus $m = \frac{C_0}{\Delta C}$ — mahtuvuse modulatsioonitegur.

Tegelikult kasutatakse siinuselist pumppinget. Kui viimase sagedus on signaalisagedusest kaks korda kõrgem, saame ülekantud energia väärtuseks

$$\Delta W_C = \pi m W_{C0}.$$

Niisiis, kui muuta dioodi mahtuvust signaalisagedusest kaks korda kõrgema sagedusega, on võimalik võnkeringi «pumbatava» energia arvel saada võimendust. Sealjuures peavad pumpsageduse ja signaalisageduse faasid olema rangelt kooskõlastatud, sest vastasel juhul tekiks võimenduse asemel lisasumbumus.

Kui võnkeringi ülekantav negatiivne sumbumus on võrdne või suurem võnkeringi omasumbumusest, on võimalik genereerimise tekkimine.

Parameetrilises dioodis on müra põhjustajaks baasi takistus r_b , mis tekitab võnkeringis lisasumbumust ning mõjutab dioodi sageduslikke omadusi.

Maksimaalne sagedus, mille juures diood veel võimendab, on ligikaudselt (kui m < 0.6) arvutatav valemiga

$$\tilde{I}_{max} = \frac{m}{2} \frac{1}{2\pi C_0 r_h}.$$

Dioodi kriitiline sagedus

$$f_{kr} = \frac{1}{2 \, \pi C_0 r_b} \,.$$

Parameetrilistes võimendites kasutatavate dioodide algmahtuvus $C_0 = 0.5...2,0$ pF, minimaalne mahtuvus on piirides 0,2...0,3 pF,

baasi takistus $r_b = 3...5 \Omega$. Selliste dioodide kriitiline sagedus $f_{kr} = 16...100$ GHz. Nad on kasutatavad lainepikkustel üle 3 cm. Saadav võimendus on 20...35 dB mürateguriga 1,5...2,5 dB. Ülikõrgsagedusdioodide konstruktsioon peab olema selline, et neid saaks kasutada koos lainejuhtide, õõsresonaatorite ja koaksiaal-kaablitega. Üheks levinumaks konstruktsioonitüübiks on nn. «pad-rundiood», mis on sobitatud ühendamiseks koaksiaalkaabliga.

4. 5. FOTODIOODID

Pooljuhtseadist, mille vool *p*-*n*-siirdes on tüüritav valgusega, nimetatakse fotodioodiks. Fotodioodi konstruktsioon ja lülitus on skemaatiliselt näidatud joonisel 4. 14. Fotodioodi baasiks on õhuke läbipaistev germaaniumist või ränist valmistatud *n*-juhtivusega kiht, emitteriks aga *p*-juhtivusega paksem pooljuhtplaat. Emitteri ja baasi vahele on moodustatud *p*-*n*-siire. Fotodiood ühendatakse vastupingele järjestikku vooluallika ja koormustakistusega R_k . Valgusvoo puudumisel voolab läbi *p*-*n*-siirde tavaline dioodi vastuvool I_0 , mida siin nimetatakse *pimevooluks*.



4. 14. Fotodioodi lülitus

Kui fotodioodi baasile langeb valgus, mille kvandi energia on küllaldane elektroni üleviimiseks valentstsoonist juhtivustsooni, tekib baasis mõningane hulk täiendavaid elektron-auk-paare, mis suurendavad dioodi juhtivust. See kutsub esile täiendava voolu, mida nimetatakse *fotovooluks*. Voolu suurenemine fotodioodis kutsub esile koormustakistuses R_k täiendava pingelangu, mida võib kasutada lülituse väljundsignaalina. Kui valgusvoog on näiteks moduleeritud, saame fotodioodi väljundil signaali, mis kordab oma kujult valgust moduleerivat signaali.

Fotovoolu I_f suurus sõitub valgustustiheduse laias piirkonnas lineaarselt fotodioodi valgustundlikule osale langevast valgusvoost Φ . Tegurit, mis seob dioodile langeva fikseeritud spektraalse koostisega valgusvoo suurust fotovooluga, nimetatakse fotodioodi *integraalseks tundlikkuseks*. Peale integraalse tundlikkuse iseloomustatakse fotodioode veel *lävitundlikkusega*, s. o. valgusvoo suurusega, mille juures fotovool muutub dioodi mürade foonil märgatavaks.

Pimevoolu suurus moodustab germaaniumist fotodioodidel $10...20 \mu$ A, ränist fotodioodidel $1...2 \mu$ A. Integraalne tundlikkus on vahemikus $10...100 \mu$ A/lm. Temperatuuri tõusuga integraalne tundlikkus kasvab 0,3...1,0% deg kohta. Pimevool sõltub temperatuurist nagu tavalise dioodi vastuvool. Sellest lähtudes on soovitav dioodi koormata madalaoomilise takistusega.



 Fotodioodi pinge-voolukarakteristik



 Fotodioodi spektraalse tundlikkuse kõver:
 1 — germaaniumdiood,
 2 — ränidiood Fotodioodi pinge-voolukarakteristik on näidatud joonisel 4. 15, kus parameetriks on valgusvoog Φ. Peale üldiste iseloomustussuuruste — maksimaalne lubatav kaovõimsus, töötemperatuur ja maksimaalne lubatav pinge — peab fotodioodide juures silmas pidama veel nende spektraalset tundlikkust.

Spektraalne tundlikkus antakse tavaliselt graafilise sõltuvusena monokromaatilise valguse lainepikkusest.

Fotodioodi toimekiirust iseloomustatakse ajakonstandiga τ, mis määrab fotovoolu kujunemiskestuse fikseeritud koormustakistuse puhul.

Joonisel 4. 16 on toodud fotodioodi suhtelise spektraalse tundlikkuse kõver. Tänu väikesele inertsile saab fotodioode kasutada küllalt kiirete protsesside jälgimiseks. Väikeste gabariitide ja suhteliselt suure tundlikkuse tõttu on nende kasutamine automaatikaseadmetes perspektiivne.

Tabelis 4. 5 on toodud mõningate fotodioodide parameetrid.

	Fotodioodide tüübid					
Parameetrid	ФД-1	ФД-2	ФД-3	ФDK-1		
Tööpinge V Pimevool μA	15 30	30 25	10 15	20 3		
Integraalne tundlikkus mA/lm Ajakonstant s Kasutusiga h	$20 \\ 1 \cdot 10^{-5} \\ 500$	1020 $1 \cdot 10^{-5}$ 500	$ \begin{array}{c} 20 \\ 1 \cdot 10^{-5} \\ 500 \end{array} $	$3 \\ 1 \cdot 10^{-5} \\ 500$		
Valgustundliku pinna suurus mm ²	5	1	2	2		
(lubatud) °C	-60+40	-45+45	-60+60	-50		
Mürapinge V			0,52,0	_		

4. 5. Mõningate fotodioodide põhiparameetrid

4. 6. VÕIMSAD POOLJUHTVENTIILID

Keskmise ja väikese võimsusega alaldusdioode kasutatakse peamiselt ringhäälingu-, televisiooni-, arvutusseadmete jt. toiteseadmetes. Suure võimsusega jõudioodid ehk pooljuhtventiilid (alaldatav vool üle 10 A) leiavad kasutamist peamiselt energeetikaseadmetes. Tänu germaanium- ja räniventiilide suuremale kasutegurile, võrreldes teiste alaldusseadistega, annab nende kasutuselevõtmine suurt tehnilist ja majanduslikku efekti. Näiteks on kasutegurid masinmuunduritel 92%, elavhõbealalditel 90%, germaaniumalalditel 96%.



4. 17. Räniventiili BK-100 konstruktsioon

Väga perspektiivne on võimsate pooljuhtventiilide kasutamine raudteetranspordis, sünkroongeneraatorite ja -mootorite ergutusahelates ning kõrgepingelise alalisvoolu ülekandel.

Oma tööpõhimõttelt on võimsad ventiilid tavalised pooljuhtdioodid. Erinev on ainult alaldatava voolu ja vastupinge suurus. Kaasaegsete võimsate ventiilide pärivool ulatub 2000 amprini ja vastupinge kuni 2 kilovoldini. Seoses sellega on nende konstruktsioonis rida iseärasusi ja nende kasutamisel tuleb kinni pidada reast erinõuetest. Põhiliseks nendest on jahutusprobleem.

Räniventiili BK-100 konstruktsioon on näidatud joonisel 4. 17. p-n-siire ja oomiline kontakt on valmistatud aktseptor- ja doonorlisandite difundeerimise teel 15-mm läbimõõduga ränikettasse. Viimane on nii oomilise kui ka injitseeriva kontakti poolt kokku joodetud volframplaatidega. Ventiilelement 1 on oomilise kontakti poolega joodetud vaskalusele 2, selle emitteripoolne külg on joodetud vasktoru 3 külge, millesse on pressitud väljaviik 4. Väljaviigu ülaots on asetatud hülssi 5 ja sellega kokku joodetud. Eelnevalt on hülssi kinnitatud painduv juhe 6. Elemendi kest koosneb terassilindrist 7 ja klaasisolaatorist 8. Kest on seestpoolt kaetud isoleeriva klaasemailiga ning väljastpoolt nikeldatud.

Ventiili pärivoolu suurus on piiratud *p-n*-siirde soojenemisega. Mida parem on jahutus, seda tugevam võib olla alaldatav vool. Näiteks võib hea sundjahutuse korral voolutihedus germaaniumsiirdel olla kuni 330 A/cm². Praktikas on jahutustingimused siiski halvemad, mistõttu keskmiseks voolutiheduseks loetakse suurust 50...100 A/cm². Võimsuskadu P ventiilil koosneb kahest komponendist - pärisuunalisest võimsuskaost Pa ja vastusuunalisest võimsuskaost P .::

$$P = P_a + P_v = \frac{1}{2\pi} \left(\int_0^{\psi} u_a i_a \mathrm{d}t + \int_{\psi}^{2\pi} u_v i_v \mathrm{d}t \right),$$

kus w - lõikenurk (faasinurk ventiili avanemisest selle sulgumiseni).

Võimsuskadu tekitab soojusvoo vattides

 $\Phi = P$

Statsionaarses režiimis tuleb kogu eralduv soojus ventiililt eemaldada, kusjuures soojusbilanss väljendub seosega

$$\Phi_1 = \Phi_2 \equiv k S \left(\vartheta_r - \vartheta_{\bar{o}} \right),$$

kus Φ_2 — ventiililt eemalduv soojusvoog W; k — radiaatori soojusülekandetegur W/(m² · deg);

S — radiaatori pindala m²; ϑ_r — radiaatori temperatuur °C;

θ_o — jahutusõhu temperatuur °C.

Nagu sellest valemist nähtub, on ventiili temperatuuri võimalik vähendada:

jahutava keskkonna (antud juhul õhu) temperatuuri madaldamisega, mis aga on harva teostatav;

soojusülekandeteguri suurendamisega; selleks tuleb kasutada tihedamat jahutuskeskkonda (näiteks vett) või õhkjahutuse korral rakendada intensiivset sundventilatsiooni;



Keskmise alaldatava voo-4. 18. lu sõltuvus jahutusõhu kiirusest



 Keskmise alaldatava voolu sõltuvus lubatud vastupingest

radiaatori pinna suurendamisega, mis aga paratamatult suurendab seadise gabariite.

Joonisel 4. 18 on näidatud keskmise alaldatava voolu sõltuvus jahutusõhu kiirusest mitmesuguste p-n-siirde ja jahutuskeskkonna vahelise temperatuurivahede $\Delta \vartheta$ juures.

Ventiili lubatav vastupinge sõltub teatavasti *p-n*-siirde töötemperatuurist, vähenedes viimase tõusuga. Hea jahutus on peamiseks eeltingimuseks ka suunaja kaitsel läbilöögi vastu. Joonisel 4. 19 on toodud keskmise alaldatava voolu sõltuvus ventiili lubatud vastupingest mitmesuguste jahutusõhu kiiruste juures.

Seoses sellega, et võimsa ventiili läbilöök võib esile kutsuda tõsiseid rikkeid trafodes, generaatorites ja teistes jõuseadmetes, peab süsteem olema kaitstud kiiretoimelise kaitsesüsteemi ja avariisignalisatsiooniga.

Esimesed võimsad pooljuhtventiilid valmistati germaaniumist. Viimasel ajal on tänu räni hinna alanemisele aga üha rohkem levima hakanud räniventiilid, mis ilmselt tõrjuvad germaaniumventiilid välja. Eriti perspektiivseteks pooljuhtventiilideks on tüüritavad neljakihilised ränist lülitusdioodid (vt. § 10. 5), mida kasutatakse tüüritavate alaldite ehitamiseks.

5. TRANSISTORI TÖÖPÕHIMÕTE

5. 1. PUNKTTRANSISTOR

Tänapäeval laialt levinud ja elektroonikas terve revolutsiooni põhjustanud transistor võlgneb oma sünni õieti õnnelikule juhusele. Uurides õhukesel germaaniumplaadil esinevaid pinnanähtusi, avastasid ameerika teadlased J. Bardeen ja W. Brattain 1948. aastal, et kui kaks metallteravikku asetada teineteise läheduses pooljuhtkristallile, on ühe kontaktelektroodi ja pooljuhi vahelise pinge muutmisega võimalik mõjutada teist elektroodi ja pooljuhti läbivat voolu nii, et seadis annab võimsusvõimendust. Uus võimenduselement nimetati transistoriks, mis on tuletatud ingliskeelsetest sõnadest «transfer» (üle kandma) ja «resistor» (takisti).

Esimene transistor oli seega nn. punkttransistor (joon. 5. 1), kujutades endast õhukest *n*-juhtivusega germaaniummonokristallist väljalõigatud plaati, mis on ühendatud metallalusega nii, et tekiks mittealaldav kontakt. Vastu kristalli pinda, teineteisest mõnekümne mikromeetri kaugusele on surutud kaks fosforpronksist teravikku, mis moodustavad pooljuhiga kaks punktikujulist metall-pooljuhtkontakti. Ühte neist nimetatakse *emitteriks*, teist *koliektoriks*, lähtekristalli aga *baasiks*. Emitterkontakti läbiva voolu muutumisel muutub ka kollektorkontakti vool. Kollektorivoolu ja emitterivoolu muutuste suhet nimetatakse seadise vooluvõimendusteguriks α .

Transistori tööks vajalike *p-n*-siirete tekitamiseks legeeritakse kontaktvedrude materjal vastavate aktseptorlisanditega ning kasutatakse formeerimist, mis seisneb järk-järgult tugevnevate vooluimpulsside andmises läbi emitter- ja kollektorkontaktide. Sellise töötlemise tulemusena saavutatakse emitter- ja kollektorsiirde lõplikud elektrilised ja mehaanilised omadused. Kuigi formeerimine kui punkttransistori omadusi parandav operatsioon rakendati juba ammu praktikasse, pole veel seniajani lõplikult välja selgitatud formeerimisel asetleidvate nähtuste olemus. Ka punkttransistori

9 Pooljuhtseadised ...





- Punkttransistori põhimõtteline ehitus:
 1 emitteri ja kollektori väljaviigud; 2 kontaktvedrud; 3 germaaniumplaadike; 4 kristallihoidja, mida kasutatakse ühtlasi baasi väljaviiguna
- 5. 2. Punkttransistori struktuur

võimendusmehhanismi iseärasusi seletatakse mitmeti. Kõige enam pooldajaid on leidnud seisukoht, et sobivate lisandite valiku ja formeerimise tulemusena tekib emitteril p-juhtivusega kiht otse kontakti all. Kollektoril aga tekib p-juhtivusega piirkond sügavamal kristalli sees, kuna otse metallteraviku alla jääb n-juhtivusega kiht (joon. 5. 2). Seega võib punkttransistori vaadelda p-n-p-nstruktuurina, millest lähtudes on seletatav ka asjaolu, et tihti on punkttransistori vooluvõimendustegur palju suurem ühest.

Transistori tähistamiseks elektriskeemides kasutatakse joonisel 5. 3 kujutatud tingmärke, kusjuures emitterit tähistava noole suund näitab, kas transistori baas on valmistatud elektron- või aukjuhtivusega pooljuhist. Kui transistori baas on valmistatud *n*-juhtivusega pooljuhist, siis on noole teravik suunatud baasi



- Transistori tingmärgid:
 a n-tüüpi baasiga transistor; b p-tüüpi baasiga transistor
- 5. 4. Transistor võimenduselemendina

tingmärgi poole (joon. 5. 3, a). p-juhtivusega baasimaterjali puhul on noole suund vastupidine (joon. 5, 3, b). Enamik punkttransistore on valmistatud n-juhtivusega germaaniumi baasil.

n-tüüpi punkttransistori kui võimenduselemendi lülitusskeem on toodud joonisel 5. 4. Emitterelektrood pingestatakse baasi suhtes positiivselt, nii et ta injitseeriks baasi vähemus-laengukandjaid — antud juhul auke. Emitteri läheduses asuva ning baasi suhtes negatiivselt pingestatud kollektorelektroodi poolt tekitatud elektriväli sunnib auke triivima emitterilt kollektorile. Tingituna punkttransistori füüsikalistest iseärasustest kujuneb kollektorivool suuremaks emitterivoolust, mistõttu vooluvõimendustegur a kujuneb suuremaks kui 1, olles keskmiselt 2,5. Üksikutel eksemplaridel võib a ulatuda isegi kuni 30-ni. Saadav vooluvõimendus pole iseenesest kuigi suur, kuid silmas pidades, et võimendatav signaal toimib madalaoomilises emitterahelas, võimendatud signaal aga saadakse kõrgeoomilises kollektorahelas, annab punkttransistor tunduvat pinge- ja võimsusvõimendust.

Kuna a > 1, saab punkttransistore kasutada negatiivset takistust omavate seadistena mitmesuguste impulssgeneraatorite ja -formeerijate lülituste koostamisel.

Vaatamata mõningatele kasulikele omadustele on punkttransistoridel rida olulisi puudusi, eelkõige tehnoloogilistest raskustest tingituna suur parameetrite hajuvus, suhteliselt väike mehaaniline ning elektriline vastupidavus, suur mürategur jne. Kuna punkttransistorid on tänapäeval praktikast peaaegu täielikult välja tõrjutud teiste täiuslikumate transistoritüüpide poolt, siis loobume siinkohal punkttransistori põhjalikumast käsitlusest ning võtame vaatluse alla nn. pindtransistorid.

5. 2. PINDTRANSISTOR

Punkttransistori leiutamisega hoogustus tunduvalt uurimistöö pooljuhtelektroonika valdkonnas. 1949. aastal avaldas ameerika teadlane W. Shockley põhjapaneva uurimuse *p-n-*siirde teooriast ning esitas esmakordselt ka pindtransistori teooria. On huvitav märkida, et esimene *pindtransistor* valmistati alles 1950. aastal, kusjuures transistori eksperimentaalsed karakteristikud olid küllaltki heas kooskõlas teoreetiliste arvutustega.

Pindtransistor kujutab endast kahte *p*-*n*-siiret, mis on kujundatud pooljuhtmonokristalli, kusjuures siiretevaheline kaugus on samas suurusjärgus vähemus-laengukandjate keskmise difusioonipikkusega. Pindtransistor koosneb seega kolmest kihist, millest kaks äärmist on näiteks *p*-juhtivusega, keskmine kiht aga *n*-juhtivusega pooljuht. Sellist transistori nimetatakse *p*-*n*-*p*-tüüpi transistoriks (joon. 5. 5, *a*). Kui aga äärmised kihid on valmistatud *n*-juhtivusega ja keskmine kiht *p*-juhtivusega pooljuhist, siis sellist transistori nimetatakse *n*-*p*-*n*-tüüpi transistoriks (joon. 5. 5, *b*). Keskmist kihti nimetatakse baasiks, äärmisi aga emitteriks ja kollektoriks. Nende osa pindtransistori võimendusmehhanismis vaatleme edaspidi. Kõigi kolme kihi külge kinnitatakse väljaviigud nii, et tekiks mittealaldav kontakt.

p-n-siiret, mis tekib emitteri- ja baasikihi vahel, nimetatakse

131

9*



5. 6. p-n-p-tüüpi sulandatud pindtransistori lõige

emittersiirdeks. Baasi- ja kollektorikihi vahelist *p-n*-siiret nimetatakse *kollektorsiirdeks.* Lineaarses võimendusrežiimis töötava transistori emittersiire on pingestatud pärisuunas ning emitter injitseerib baasi vähemus-laengukandjaid. Läbi baasikihi difundeerunud laengud haaratakse vastupingestatud kollektorsiirde elektrivälja poolt ning triivivad edasi kollektorisse. Erineva struktuuri tõttu nõuavad *p-n-p-* ja *n-p-n*-tüüpi transistorid erinevat pingestust. *p-n-p*-tüüpi transistori emitterile antakse baasi suhtes positiivne, kollektorile aga negatiivne pinge. *n-p-n*-tüüpi transistori puhul on pingete polaarsus vastupidine.

Transistori üksikute struktuurielementide ja elektronlambi elektroodide otstarbes on palju sarnasust. Emitter, nagu elektronlambi katoodki, emiteerib laengukandjaid, millede liikumist transistoris tüüritakse baasi, elektronlambis aga võre abil. Laenguid koguva elektroodina toimib transistoris kollektor, elektronlambis — anood. Kui elektronlambis liiguvad elektronid katoodilt anoodile vaakuumis, siis transistori emitterist väljunud laengukandjad (*n-p-n*transistoris elektronid, *p-n-p*-transistoris augud) suunduvad kollektorile, liikudes pooljuhi kristallivõres. Kui püüda tõmmata paralleele, siis elektronlambi pooljuhtanaloogiks oleks *n-p-n*-tüüpi transistor. *p-n-p*-tüüpi transistori vasteks lampelektroonikas võiks olla kujuteldav «positronlamp», milles elektronide asemel liiguksid positiivsed laengukandjad — positronid.

Pindtransistori tingmärk on samasugune nagu punkttransistori puhulgi (joon. 5. 3). Baasi poole suunatud emitterinool näitab, et on tegemist *p-n-p*-tüüpi transistoriga, vastupidine noolesuund tähistab *n-p-n*-tüüpi transistori.

Esimene pindtransistor, mis valmistati firma «Bell Telephone» laboratooriumis, oli *n-p-n-*tüüpi kasvatatud ränitransistor, mille ehitus on skemaatiliselt kujutatud joonisel 5. 5, *b*. Peagi õnnestus valmistada ka sulandatud *p-n-p-*tüüpi transistor, mille ristlõige on kujutatud joonisel 5. 6. Tänapäeval on kasvatatud transistorid täiuslikumate transistoritüüpide poolt peaaegu täielikult välja tõrjutud.

Nagu edaspidi näeme, sõltuvad transistori elektrilised parameetrid oluliselt laengukandjate liikumise iseärasustest baasikihis. Üldjuhul liiguvad vähemus-laengukandjad transistori baasis nii difusiooniprotsessi tulemusena kui ka triivides baasikihis toimiva elektrivälja tõttu. Transistore, milles vähemus-laengukandjad liiguvad läbi baasikihi peamiselt difusiooni toimel, nimetatakse dijusioontransistorideks. Difusioontransistoridele on iseloomulik ühtlane lisandite jaotus baasikihis, mistõttu küllalt väikeste emitterivoolude puhul triivi esilekutsuv sisemine elektriväli praktiliselt puudub. Transistorides, kus lisandite kontsentratsioon baasis pole ühtlane, vaid väheneb mingi seaduspärasuse järgi emitterilt kollektori poole, tekib baasis sisemine elektriväli (vt. § 2. 1) ning laengukandjad liiguvad läbi baasi põhiliselt baasi elektriväljas triivides. Selliseid transistore nimetatakse triivtransistorideks. Edaspidi vaadeldakse põhjalikumalt difusioontransistore kui lihtsamini kirjeldatavaid, kusjuures juhitakse tähelepanu ka triivtransistoride iseärasustele

5. 3. FÜÜSIKALISED NÄHTUSED KAHE *p-n-*SIIRDE KOOSTOIMEL

Vaatleme lähemalt sulandatud pindtransistori, mille ristlõige on toodud joonisel 5. 6. Emitter- ja kollektorsiirded on kujult ümmargused ning erineva läbimõõduga. Kollektorsiire tehakse suurema pindalaga, et võimalikult kõik emitterilt baasi injitseeritud vähemus-laengukandjad jõuaksid kollektorsiirdeni. Kuna siiretevaheline kaugus w on väga väike, võrreldes siirete läbimõõduga, siis nähtused kristalli pinnal mõjutavad vähe protsesse baasis, mida võime lugeda kulgevaks ainult ühes suunas — emitterilt kollektorile risti *p-n*-siirete tasapindadega. Sellist teoreetilist lähendust nimetatakse pindtransistori *ühemõõtmeliseks mudeliks*, millest edaspidi lähtumegi.

Vaatleme kõigepealt tasakaalu olukorda, s. o. juhtu, kui transistori siiretele pole rakendatud väliseid pingeallikaid (joon. 5. 7, a).

Valmistamistehnoloogiast tingituna on sulandatud transistori baasikihi eritakistus ϱ_b tunduvalt suurem emitteri ja kollektori materjali eritakistustest ϱ_e ja ϱ_k , kusjuures viimased on omavahel ligikaudu võrdsed. See tähendab, et enamus-laengukandjate tasakaalukontsentratsioonid emitteris, baasis ja kollektoris on järgmises vahekorras:

$$p_{e0} \gg n_{b0} \ll p_{k0}$$
.



5. 7.

Pindtransistori tasakaalu olukord: a — põhimõtteline struktuur; b — tsoonidiagramm; c — laengukandjate kontsentratsioonide jagunemine Vähemus-laengukandjate tasakaalukontsentratsioonid on vastupidises vahekorras:

 $n_{e0} \ll p_{b0} \gg n_{k0}$.

Tüüpilisteks enamus-laengukandjate tasakaalukontsentratsioonideks sulandatud germaaniumtransistoride puhul on $p_{e0} = p_{k0} =$ $= 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $n_{b0} = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, kusjuures $p_i = n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Kasutades valemit 2. 2 saab välja arvutada ka vastavate piirkondade vähemus-laengukandjate tasakaalukontsentratsioonid toatemperatuuril: $n_{e0} = n_{k0} = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ja $p_{b0} = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Joonisel 5. 7, *c* on kujutatud laengukandjate kontsentratsioonide diagramm tasakaalu olukorra jaoks.

Teatavasti tekib *p-n*-siirdel tõkkekiht, mida iseloomustab teatud ulatus ja ruumilaengust tingitud potentsiaalitõke, mille kõrgus on arvutatav valemiga 2. 5. Samuti on *p-n*-siirde teooriast teada, et tõkkekiht ulatub kaugemale suurema eritakistusega pooljuhis. Kuna $\varrho_b \gg \varrho_e$ ja $\varrho_k \approx \varrho_e$, asuvad mõlemad tõkkekihid peaaegu kogu ulatuses baasikihis. Tõkkekihtide vahelist kaugust nimetatakse *efektiivseks baasipaksuseks w*.

Transistori tsoonidiagramm tasakaalu olukorra jaoks on kujutatud joonisel 5. 7, b. Kuna transistori siiretele pole rakendatud väliseid pingeid, on Fermi nivoole vastav potentsiaal qr ühesuurune kõigi kolme kihi jaoks. Emitteri- ja kollektorimaterjal on tugevasti legeeritud aktseptorlisandiga, mistõttu neis kihtides peab Fermi nivoo asuma valentstsoonile tunduvalt lähemal kui juhtivustsoonile. Kuna baasimaterjal sisaldab suhteliselt vähe doonorlisandit, siis asetseb Fermi nivoo peaaegu keelutsooni keskel, kuid lähemal juhtivustsoonile. Nagu nähtub tsoonidiagrammilt, asuvad emitteri, baasi ja kollektori enamus-laengukandjad nn. potentsiaaliaugus ning võivad potentsiaalitõkke ületada ja naaberkihtidesse difundeeruda ainult küllaldase termilise energia arvel. Samal ajal asuvad kõigi kolme kihi vähemus-laengukandjad nn. potentsiaaliharjal, kust nad võivad takistamatult triivida naaberkihtidesse. Pingestamata transistoris on p-n-siirdeid läbivad elektronide ja aukude difusioon- ja triivvoolud dünaamilises tasakaalus, mistõttu siirde summaarne vool võrdub nulliga (vt. § 2. 1).

Vaatleme nüüd transistori, mille p-n-siiretele on rakendatud välised pingeallikad nii, et emitter on baasi suhtes pingestatud positiivselt, kollektor aga negatiivselt (joon. 5. 8). Sellisel juhul on emittersiire päri- ja kollektorsiire vastupingestatud, mis vastab transistori lineaarvõimendusrežiimile. Kuna kollektorsiirde tõkkekiht on laengukandjavaene ning seetõttu suure takistusega, langeb peaaegu kogu väline pinge p-n-siirdele. Emittersiire on pingestatud pärisuunas ning potentsiaalitõke alaneb välise pinge võrra. Emitteri augud vajavad seetõttu tunduvalt väiksemat termilist energiat potentsiaalitõkke ületamiseks ja baasi difundeeru-



5. '8.

Pingestatud pindtransistor:

a — põhimõtteline struktuur;
 b — tsoonidiagramm; c — laengukandjate kontsentratsioonide jagunemine

miseks. Saab võimalikuks vähemus-laengukandjate — antud juhul aukude — injektsioon baasi, millel põhinebki transistori tööprintsiip.

Potentsiaalitõkke alanemise tõttu aga suureneb ka elektronide difusioonvool baasist emitterisse. Kuna elektronide kontsentratsioon baasis n_{b0} on tunduvalt väiksem (toodud näites 10^3 korda) aukude kontsentratsioonist emitteris p_{e0} , on elektronvoolu komponent aukvooluga võrreldes väike ning viimane määrabki emittersiiret läbiva voolu suuruse.

Küllaldase suurusega emitterivoolu puhul võib jätta emittersiiret läbivad triivvoolukomponendid arvestamata, sest vastavate laengukandjate kontsentratsioonid n_{e0} ja p_{b0} on tunduvalt väiksemad

kui p_{e0} ja n_{b0} -

Vastupingestatud kollektorsiirde potentsiaalitõke kasvab välise pinge võrra, mistõttu *p-n-*siirde difusioonvoolukomponendid muutuvad nulliks ning alles jäävad ainult triivvoolud. Emitterist baasi injitseeritud ja läbi baasikihi difundeerunud augud haaratakse kollektorsiirde tugeva elektrivälja poolt ning triivivad läbi siirde kollektorisse. Kui kõik emitterist väljunud augud jõuaksid kollektorisse, oleks transistori kollektorivool võrdne emitterivooluga.¹ Tegelikult on kollektorivool emitterivoolust väiksem, sest baasis osa auke rekombineerub. Emitterivoolu ja kollektorivoolu vahe moodustabki transistori baasivoolu, mis sisuliselt on rekombinatsioonvool.

Peale emitterilt lähtuva aukvoolu läbivad kollektorsiiret veel väikesed triivvoolukomponendid, mida põhjustavad mõlemal pool kollektorsiiret (lähemal kui keskmine difusioonipikkus) tekkinud vähemus-laengukandjad — elektronid kollektoris ja augud baasis (vt. § 2. 2). Nende voolude summa moodustab *kollektorsiirde vastuvoolu* I_{K0} . Kuna $p_{b0} \ll n_{k0}$, siis võib elektronide triivvoolukomponendi lugeda nulliks ja võrdsustada voolu I_{K0} baasikihis tekkinud aukude triivvooluga läbi kollektorsiirde. Kui emitterivool võrdub nulliga, siis kollektorivool on võrdne kollektorsiirde vastuvooluga I_{K0} . Normaalses võimendusrežiimis on emitterivool tavaliselt palju suurem vastuvoolust I_{K0} .

Vaatame nüüd, kuidas muutuvad laengukandjate kontsentratsioonid väljaspool tõkkekihtide ruumilaenguala lineaarses võimendusrežiimis töötavas transistoris (joon. 5. 8, c). Emittersiirdele rakendatud päripinge soodustab aukude injektsiooni emitterist baasi, kus vahetult emittersiirde läheduses esineb suur aukude kontsentratsioon, mille suurus sõltub otseselt emittersiirdele rakendatud välisest pingest:

¹ Siinjuures ei arvestata kollektori ja baasi vähemus-laengukandjate triivvoole läbi kollektorsiirde, kuna need on väikesed, võrreldes emitteri injektsioonvooluga.

$$p_{be} = p_{b0} e^{-\frac{T}{\Phi_T}}$$

UED

Aukude kontsentratsioon baasis kollektorsiirde vahetus läheduses avaldub analoogilise valemiga:

$$p_{bk} = p_{b0} e^{-\frac{\varphi_T}{\varphi_T}}.$$
 5. 2.

5. 1.

Kuna aga U_{KB} on negatiivne ning absoluutväärtuselt tavaliselt palju suurem temperatuuripotentsiaalist, siis eksponentliige valemis 5. 2 kujuneb palju väiksemaks kui 1, mistõttu $p_{bk} \approx 0$.

Niisiis kollektorsiirde vahetus läheduses on aukude kontsentratsioon baasis tegelikult võrdne nulliga. See on ka arusaadav, sest kõik kollektorsiirdeni difundeerunud augud ekstraheeruvad kollektorisse. Vaatleme, kuidas muutub aukude kontsentratsioon baasis koordinaadi x suunas, mida hakatakse lugema emittersiirde baasipoolsest servast. Üldkujul avaldub aukude kontsentratsioon $p_b(x)$ järgmiselt:

$$p_{b}(x) - p_{b0} = (p_{bk} - p_{b0}) \operatorname{csch} \frac{w}{L_{p}} \operatorname{sh} \frac{x}{L_{p}} - (p_{be} - p_{b0}) \operatorname{cth} \frac{w}{L_{p}} \operatorname{sh} \frac{x}{L_{p}} + (p_{be} - p_{b0}) \operatorname{ch} \frac{x}{L_{p}}, \quad 5. \quad 3.$$

kusjuures

 $0 \leq x \leq w.$

Kuna reaalses transistoris $\frac{w}{L_p} \ll 1$, seega ka $\frac{x}{L_p} \ll 1$, võime hüperboolsete funktsioonide ritta arendamisel võtta ainult esimesed liikmed. Saame, et sh $\frac{x}{L_p} \approx \frac{x}{L_p}$, ch $\frac{w}{L_p} \approx ch \frac{x}{L_p} \approx 1$ ja cth $\frac{w}{L_p} \approx \frac{L_p}{w}$. Asetades need väärtused valemisse 5.3 ning võttes $p_{bk} = 0$, saame pärast mõningaid teisendusi:

$$p_b(x) \approx p_{be}\left(1-\frac{x}{w}\right)$$
. 5. 4.

Valemist 5. 4 nähtub, et aukude kontsentratsioon baasis väheneb peaaegu lineaarselt väärtuselt p_{be} emittersiirdel kuni nullini kollektorsiirdel. Tuleb lisada, et aukude kontsentratsioon baasis muutub lineaarselt ainult püsirežiimis, kuna siirdeprotsesside jooksul võib kontsentratsiooni muutus oluliselt erineda lineaarsest. Aukude liikumine emitterilt kollektorile toimub kontsentratsioonide erinevuse tõttu ning on seega difusiooniprotsess. Üheaegselt aukude injektsiooniga emitterist baasi injitseeritakse elektrone baasist emitterisse, kusjuures elektronide kontsentratsioon on emitteris maksimaalne emittersiirde vahetus läheduses, avaldudes valemiga

$$n_{eb} = n_{e0} e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}}.$$
 5. 5.

Emittersiirdelt eemaldumisel hakkab elektronide kontsentratsioon eksponentsiaalselt kahanema, lähenedes elektronide tasakaalukontsentratsioonile emitteris n_{e0} :

$$n_e(x) = n_{e0} + (\dot{n}_{eb} - n_{e0}) e^{-\frac{x}{L_n}}$$
. 5. 6.

Koordinaati x loeme positiivseks kulgevana emitteri suunas. Võttes x = 0, saame $n_e = n_{eb}$, võttes $x = l_e \gg L_n$, saame $n_e \approx n_{e0}$.

Mis puutub kollektori vähemus-laengukandjatesse — elektronidesse, siis pärast kollektorsiirde elektrivälja mõjupiirkonda sattumist triivivad nad baasi. Seetõttu elektronide kontsentratsioon kollektorsiirde vahetus läheduses $n_{kb} \approx 0$. Kollektorsiirdest eemaldumisel hakkab elektronide kontsentratsioon eksponentsiaalselt kasvama, lähenedes tasakaalukontsentratsioonile n_{k0} . Kontsentratsiooni muutumise seaduspärasused on samuti kirjeldatavad valemitega 5. 5 ja 5. 6, kui asendada neis indeksid *e*, *E* indeksitega *k*, *K* ning silmas pidades, et $U_{KB} < 0$. Koordinaadi *x* loeme positiivseks kulgevana kollektori suunas.

Eraldi vaatlust väärib baasi enamus-laengukandiate - elektronide — kontsentratsiooni jagunemine baasis. Nagu p-n-siirde teooriast on teada (vt. § 2. 1), tingib teatud hulga tasakaalustamata vähemus-laengukandjate (aukude) viimine baasi samasuguse hulga tasakaalustavate enamus-laengukandjate (elektronide) saabumise baasi. Väikestel injektsioonivooludel pole elektronide kontsentratsiooni muutus märgatav, kuid juba mõne milliampri tugevuse emitterivoolu korral muutub elektronide lisakontsentratsioon võrreldavaks elektronide tasakaalukontsentratsiooniga baasis. Joonisel 5. 8, c kujutatud elektronide jagunemine baasis peaks esile kutsuma elektronide difusiooni emitterilt kollektorisse, mis pole aga võimalik kollektorsiirde kõrge potentsiaalitõkke tõttu. Seetõttu peab baasis tekkima sisemine elektriväli, mis takistab elektronide difusiooni, kuid samal ajal kiirendab aukude liikumist läbi baasikihi. Seega pole vähemus-laengukandjate (aukude) vool baasis enam puhtalt difusioonvool, vaid sellele liitub teatud triivvoolu komponent, mis difusioontransistoridel pole siiski määravaks.

Emitteri ja kollektori enamus-laengukandjate (aukude) kontsentratsioon jääb transistori pingestamisel praktiliselt muutumatuks. Tähtsaks seoseks, mis kirjeldab vähemus-laengukandjate (aukude) kontsentratsiooni muutumist baasis difusiooni ja rekombinatsiooni tulemusena, on nn. *difusioonivõrrand*

5. 7.

$$\frac{\partial p_b}{\partial t} = D_p \, \frac{\partial^2 p_b}{\partial x^2} - \frac{p_b - p_{b0}}{z_p} \,,$$

kus D_p — aukude difusioonitegur baasis; τ_p — aukude keskmine iga baasis.

Difusioonivõrrandi parema poole esimene liidetav iseloomustab aukude kontsentratsiooni muutust seoses aukude difusiooniga baasikihis, teine liidetav võtab arvesse aukude kontsentratsiooni vähenemise rekombinatsiooni tõttu. Aukude kontsentratsioon p_b on üheaegselt nii aja t kui ka koordinaadi x funktsioon. Kui vaadeldakse väljakujunenud olukorda, kus aukude kontsentratsioon ajaliselt ei muutu, siis $\frac{\partial p_b}{\partial t} = 0$ ning p_b sõltub ainult koordinaadist x. Vahemärkusena olgu lisatud, et ka valem 5. 3 on tegelikult difusioonivõrrandi 5. 7 lahend tingimusel $\frac{\partial p_b}{\partial t} = 0$. Lahendamiseks vajalikud piirtingimused saadakse seoseist 5. 1 ja 5. 2.

Transistori emitter- ja kollektorsiirde voolukomponentide valemid on samuti tuletatavad difusioonivõrrandite lahendamise teel. Aukvoolude leidmisel lähtutakse otseselt võrrandist 5. 7. Elektronvoolude leidmiseks aga tuleb lahendada difusioonivõrrand elektronide liikumise kohta emitteris ja kollektoris. Sõltuvalt sellest, kas vaadeldakse elektronide difusiooni emitteris või kollektoris, tuleb valemis 5. 7 p_b ja p_{b0j} asendada vastavalt suurustega n_e ja n_{e0} või n_k ja n_{k0} . Suuruste D_p ja τ_p asemel tuleb kasutada elektronide difusioonitegurit D_n ja elektronide keskmist iga τ_n vaadelduna emitteris või kollektoris.

Difusioonivõrrandite lahendamine on küllaltki keeruline ja aeganõudev töö. Seepärast toome siin ära vaid lõpptulemused — emitteri- ja kollektorivoolude alalis- ja vahelduvkomponentide valemid, kus vahelduvvoolud ja -pinged on komplekssuurused. Emitteri alalisvoolu auk- ja elektronkomponent:

$$I_{Ep} = \frac{qS_e D_p p_{b0}}{L_p} \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}} - 1 \right)_{\text{cth}} \frac{\omega}{L_p} - \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_T}} - 1 \right)_{\text{csch}} \frac{\omega}{L_p} \right],$$
5. 8.

$$I_{En} = \frac{qS_e D_n n_{e0}}{L_n} \left(e^{\frac{D_{EB}}{\varphi_T}} - 1 \right).$$
 5. 9.

Kollektori alalisvoolu auk- ja elektronkomponent:

$$I_{Kp} = \frac{qS_k D_p p_{b0}}{L_p} \left[\left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}} - 1 \right) \operatorname{csch} \frac{\omega}{L_p} - \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_T}} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{\omega}{L_p} \right],$$

$$(\frac{U_{KB}}{\varphi_T} - 1) \operatorname{cth} \frac{\omega}{L_p} = \frac{1}{2} \operatorname{cth} \frac{\omega}{L_p} = \frac{$$

$$I_{Kn} = -\frac{qS_k D_n n_{k0}}{L_n} \left(\frac{\frac{\sigma_{KB}}{\varphi_T}}{e} - 1 \right).$$
 5. 11.

Emitteri vahelduvvoolu auk- ja elektronkomponent:

$$I_{ep} = \frac{cqS_e D_p p_{b0}}{\varphi_T L_p} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}} U_{eb} \operatorname{cth} \frac{cw}{L_p} - e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_T}} U_{kb} \operatorname{csch} \frac{cw}{L_p} \right), \quad 5. 12.$$

$$I_{en} = \frac{c_1 q S_e D_n n_{e0}}{\varphi_T L_n} \mathbf{e}^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}} U_{eb} \,.$$
 5. 13.

Kollektori vahelduvvoolu auk- ja elektronkomponent:

$$I_{kp} = \frac{cqS_k D_p p_{b0}}{\varphi_T L_p} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_T}} U_{eb} \operatorname{csch} \frac{cw}{L_p} - e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_T}} U_{kb} \operatorname{cth} \frac{cw}{L_p} \right), \quad 5. \quad 14.$$

$$I_{kn} = -\frac{c_1 q S_k D_n n_{k0}}{\varphi_T L_n} e^{\frac{C_{KB}}{\varphi_T}} U_{kb}, \qquad 5. 15.$$

kus

$$c = \sqrt{1 + j\omega\tau_p}, \qquad c_1 = \sqrt{1 + j\omega\tau_n}.$$

Toodud valemites

Se, S	k	_	vastavalt emitter- ja kollektorslirde pindala;
D_p, L_p	, τ _ρ	_	aukude difusioonitegur, keskmine difusioonipikkus
· · ·	r		ja keskmine iga baasis;
D_n, L_n	<i>n</i> , τ <i>n</i>		elektronide difusioonitegur, keskmine difusiooni-
			pikkus ja keskmine iga emitteris voi kollektoris;
$U_{\scriptscriptstyle EB},$	U_{eb}		emittersiirdele rakendatud alalis- ja vahelduv-
			pinge,
U_{KB} ,	U_{kb}		kollektorsiirdele rakendatud alalis- ja vahelduv-
			pinge,
	ω		transistori siiretele rakendatud vahelduvpinge nurksagedus ($\omega = 2 \pi f$).

Transistori emitteri ja kollektori koguvoolud võrduvad vastavate auk- ja elektronkomponentide summaga:

$$\begin{split} I_{E} &= I_{Ep} + I_{En}; \quad I_{e} = I_{ep} + I_{en}, \\ I_{K} &= I_{Kp} + I_{Kn}; \quad I_{k} = I_{kp} + I_{kn}. \end{split}$$

Transistori baasivool on võrdne emitteri- ja kollektorivoolu vahega:

 $I_B = I_E - I_K ; \quad I_b = I_e - I_k,$

Eraldi pakub huvi kollektorsiirde vastuvool I_{K0} , mis võrdub kollektori alalisvooluga, kui $I_E = 0$. Kasutades eespool toodud valemeid, võib tuletada I_{K0} lihtsustatud valemi eeldusel, et $w \ll L_p$, $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$ ja $n_{e0} \ll p_{b0}$:

$$I_{K0} = I_{K} \Big|_{I_{E}=0} = q S_{k} \left(\frac{D_{p} p_{b0}}{L_{p}} \cdot \frac{w}{L_{p}} + \frac{D_{n} n_{k0}}{L_{n}} \right).$$

Tavaliselt ka $n_{k0} \ll p_{b0}$, mistõttu vastuvoolu elektronkomponenti võib mitte arvestada ning kirjutada:

$$I_{K0} \approx \frac{qS_k D_p p_{b0}}{L_p} \cdot \frac{w}{L_p} = \frac{qS_k n_i^2}{n_{b0}} \left| \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \cdot \frac{w}{L_p} \right|.$$
 5. 16.

Huvitav on juhtida tähelepanu asjaolule, et valemiga määratud kollektorsiirde vastuvool I_{K0} on väiksem üksiku *p-n*-siirde küllastusvoolust I_s , mis on leitav valemi 2. 9 abil, kui viimast läbi korrutada *p-n*-siirde pindalaga $S = S_k$. Vahe on seda suurem, mida õhem on transistori baas.

5. 4. TRANSISTORI PÕHILISED ISELOOMUSTUS-SUURUSED

Vaatleme lähemalt põhilisi suurusi, mis on olulised transistori omaduste hindamisel. Üheks transistori põhiparameetriks on vooluvõimendustegur α , mis sõltub reast teguritest, mida allpool vaatlemegi.

Emitteri efektiivsus γ . Eelmisest paragrahvist selgus, et transistori emitterivool koosneb kahest komponendist — auk- ja elektronvoolust. Võimendusprotsessist võtavad osa ainult augud, mis baasi injitseerituina difundeeruvad kollektorsiirdeni ning liiguvad edasi

kollektorisse. Elektronid seevastu liiguvad läbi emittersiirde vastassuunas — baasist emitterisse ning võimendusprotsessist osa ei võta. Seega on suurema vooluvõimendusteguri saamiseks vajalik, et elektronvoolu osatähtsus emitteri koguvoolus oleks võimalikult väike. *Emitteri efektiivsus* ehk *injektsioonitegur* γ näitabki, kui suure osa emitterivoolust moodustab aukvool tingimusel, et transistoris kollektoriring on vahelduvkomponendile lühistatud:

$$\gamma = \left. \frac{I_{ep}}{I_e} \right|_{U_{kb} = 0}.$$

Teguri γ valemi saab tuletada valemite 5. 12 ja 5. 13 alusel. Emitteri efektiivsuse γ sagedussõltuvus on väike, mistõttu toome siinkohal ära vaid tema madalsagedusliku väärtuse γ_0 :

$$\gamma_0 = \frac{1}{1 + \frac{\varrho_e w}{\varrho_b L_n}} \approx 1 - \frac{\varrho_e w}{\varrho_b L_n}, \qquad 5. 17.$$

kus L_n on elektronide keskmine difusioonipikkus emitteris. Viimane lähendus on tehtud eeldusel, et reaalses transistoris $\frac{q_e w}{q_b L_n} \ll 1$. Ühtlasi võib siit järeldada, et emitteri efektiivsus erineb väga vähe ühest. Emitteri efektiivsus on seda suurem, mida väiksem on suhe $\frac{q_e}{q_b}$ ning mida õhem on transistori baas. **Baasi ülekandetegur** \varkappa . Mitte kõik emitterist baasi injitseeritud augud ei jõua kollektorsiirdeni, vaid osa neist rekombineerub baasikihis. Aukvoolu vähenemist baasis iseloomustab kollektori ja emitteri aukvoolude suhe, mida nimetatakse *baasi ülekandeteguriks* \varkappa . Kasutades valemeid 5. 12 ja 5. 14 eeldusel, et $S_k = S_e$, saame tuletada järgmised seosed:

$$\varkappa = \frac{I_{kp}}{I_{ep}} \bigg|_{U_{kb}=0} = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{w}{L_p} \sqrt{1 + \mathrm{j}\omega\tau_p}} \approx \frac{1}{1 + \frac{w^2}{2L_p^2} (1 + \mathrm{j}\omega\tau_p)} \cdot \frac{1}{5.18}$$

Nagu valemist 5. 18 nähtub, sõltub tegur \varkappa signaalisagedusest, kusjuures sageduse suurenemisel \varkappa väheneb. See on tingitud asjaolust, et augud ei jõua emittersiirdelt kollektorini silmapilkselt, vaid teatud aja möödumisel ning mitte üheaegselt. Sageduse suurenemisel jõuavad ainult kiiremad augud kollektorini — kollektorivool ja ühtlasi ka \varkappa vähenevad. Baasi ülekandeteguri \varkappa sagedussõltuvus määrab ka vooluvõimendusteguri sagedussõltuvuse. Madalsageduslik baasi ülekandetegur tähistatakse \varkappa_0 ja see avaldub järgmiselt:

5. 19.

$$\chi_0 = \chi|_{\omega = 0} = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{2L_p^2}} \approx 1 - \frac{\omega^2}{2L_p^2}.$$

Valemist 5. 19 on näha, et transistori võimendusomaduste parandamiseks tuleb baas valmistada võimalikult õhuke.

Kuna valemi 5. 19 tuletamisel on lähtutud transistori ühemõõtmelisest mudelist, kus ei ole arvestatud pinnanähtuste mõju laengute liikumisele baasis, on reaalse transistori baasi ülekandetegur \varkappa aukude pindrekombinatsiooni tõttu väiksem valemiga 5. 19 arvutatud väärtusest.

Kollektori efektiivsus v. Kollektori koguvoolu suurenemine võrreldes kollektorsiirdele saabuva aukvooluga on tingitud kahest asjaolust. Esiteks võivad kollektorsiirdel tugevasse elektrivälja sattunud augud põhjustada laengukandjate paljunemise põrkeionisatsiooni tulemusena, mille intensiivsust iseloomustab tegur M(vt. § 4. 1). Tavaliselt on aga transistori tööpunkt valitud kaugele laviinläbilöögi piirkonnast, mistõttu võime põrkeionisatsiooni mitte arvestada ning võtta M = 1. Teiseks tekitab lõpliku takistusega kollektorikihti läbiv aukvool seal elektrivälja, mis suurendab kollektorsiiret läbivat elektronvoolu. Sel põhjusel on kollektori koguvoolu muutus suurem aukvoolu muutusest. See asjaolu võetakse arvesse kollektori vooluvõimendusteguriga α^* , mis avaldub järgmiselt:

$$\alpha^* = \frac{I_k}{I_{kp}}.$$

Eespool mainitud elektronvoolu komponent on sisuliselt triivvool ning seepärast pole valemid 5. 14, 5. 15 teguri α^* määramisel kasutatavad. On võimalik näidata, et *p-n-p*-tüüpi transistori puhul

$$\alpha_{0}^{*} = 1 + \frac{n_{k0} \mu_{n}}{p_{k0} \mu_{p}} = 1 + \frac{\sigma_{kn}}{\sigma_{kp}},$$

kus μ_n , μ_p — vastavalt elektronide ja aukude liikuvus kollektoris;

 σ_{kn}, σ_{kp} — vastavalt kollektormaterjali elektron- ja aukjuhtivuse komponendid.

Praktilisteks arvutusteks on sobivam kuju

$$\alpha_0^* = 1 + \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{\mathfrak{Q}_k^2}{\mathfrak{Q}_i^2},$$

kus *b* on liikuvuste suhe $\frac{\mu_n}{\mu_p}$.
Mida tugevamini on kollektor legeeritud, seda suurem on σ_{kp} võrreldes σ_{kn} -ga ning seda enam läheneb tegur ühele. Sulandatud transistoridel, mille $\sigma_{kp} \gg \sigma_{kn}$, on kollektori vooluvõimendustegur lähedane ühele ning selle võib jätta arvestamata. Seepärast ka kollektori efektiivsus v, mis avaldub korrutisena

$$v = M\alpha^* = M \frac{I_k}{I_{kp}}, \qquad 5. 20.$$

on tavalistes režiimides peaaegu võrdne ühega.

Vooluvõimendustegur α . Senivaadeldud tegurid γ , \varkappa ja ν iseloomustavad transistori sisemisi protsesse, kuid nende korrutis on võrdne n.-ö. välise parameetriga — transistori vooluvõimendusteguriga α vahelduvvoolu suhtes lühistatud väljundi puhul. Eeldades, et M = 1 ning seega $\nu = \alpha^*$, saame:

$$\alpha = \gamma \varkappa v = \frac{I_{ep}}{I_e} \cdot \frac{I_{kp}}{I_{ep}} \cdot \frac{I_k}{I_{kp}} = \frac{I_k}{I_e}.$$

Eeldusel, et v = 1, avaldub madalsageduslik vooluvõimendustegur α_0 järgmiselt:

$$\alpha_0 = \gamma_0 \varkappa_0 = \left(1 - \frac{\varrho_e w}{\varrho_b L_n}\right) \left(1 - \frac{w^2}{2L_p^2}\right).$$
 5. 21.

Kui vahelduvvoolud asendada väikeste voolumuutustega, võib vooluvõimendusteguri α₀ defineerida ka järgmiselt:

$$\alpha_0 = \left. \frac{\Delta I_K}{\Delta I_E} \right|_{U_{KB} = \text{const}}.$$

Lõplikelt juurdekasvudelt diferentsiaalidele üle minnes saame diferentsiaalse vooluvõimendusteguri avaldiseks

$$\alpha_0 = \frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}I_E} \bigg|_{U_{KB} = \mathrm{const}}.$$

Tavaliselt lisatingimusi $U_{KB} = \text{const või } U_{kb} = 0$ alati eraldi ära ei märgita, vaid eeldatakse, et need on täidetud.

Voolude jagunemine transistoris on näidatud joonisel 5. 9, millele on kantud ka kollektorsiirde vastuvool I_{K0} . Viimane ei sõltu emitterivoolu muutusest ΔI_E ning seega ei tule arvesse diferentsiaalse vooluvõimendusteguri määramisel. Voolu I_{K0} tuleb arvestada transistori alalisvoolurežiimi vaatlemisel. Niisiis baasivoolu muutus

145 10 Pooljuhtseadised ...



5. 9. Voolude jagunemine transistori elektroodide vahel

 ΔI_B koosneb kahest komponendist: injektsioonvoolu elektronkomponendist $\Delta I_E (1 - \gamma_0)$ ja rekombinatsioonvoolust $\Delta I_E (1 - \varkappa_0) \gamma_0$. Kui eeldame, et v = 1, siis kollektorivoolu muutus võrdub $\Delta I_E \gamma_0 \varkappa_0$. Kuna $\alpha_0 = \gamma_0 \varkappa_0$, saame kollektori- ja baasivoolu muutuste jaoks järgmised valemid:

$$\Delta I_K = \alpha_0 \Delta I_E, \qquad 5. 22.$$

$$\Delta I_B = (1 - \alpha_0) \, \Delta I_F. \tag{5. 23}$$

Teiseks praktikas laialdaselt kasutatavaks vooluvõimendusteguriks on β_0 , mis võrdub kollektorivoolu muutuse ja seda esile kutsuva baasivoolu muutuse suhtega. Kasutades valemeid 5. 22 ja 5. 23 leiame:

$$\beta_0 = \frac{\Delta I_K}{\Delta I_B} = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}$$

ehk üldisemalt:

$$\beta = \frac{I_k}{I_b} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}.$$
 5. 24.

Kuna vooluvõimendustegur α_0 on ühele lähedane suurus, siis võib β_0 ulatuda mitmesajani.

Kui vaatleme transistori alalisvoolurežiimi ning vastavaid vooluvõimendustegureid, siis tuleb arvestada ka kollektorsiirde vastuvoolu I_{K0} . Kollektori alalisvool avaldub järgmiselt:

$$I_{K} = AI_{E} + I_{K0},$$
 5. 25.

kus tegurit A nimetatakse *staatiliseks* ehk *alalisvoolu võimendusteguriks*. Valemist 5. 25 avaldub vooluvõimendustegur A järgmiselt:

146

$$A = \frac{I_K - I_{K0}}{I_E} \approx \frac{I_K}{I_E}.$$
 5. 26.

Analoogiliselt valeniiga 5. 24 võib defineerida ka vooluvõimendusteguri *B*:

$$B = \frac{A}{1 - A}.$$
 5. 27.

Kasutades valemeid (5. 26) ja (5. 27) leiame, et

$$B = \frac{I_K - I_{K0}}{I_B + I_{K0}} \approx \frac{I_K}{I_B}.$$
 5. 28.

Viimane lähendus on õigustatud, kui peale I_K ka $I_B \gg I_{K0}$.

Saadud valemist on lihtne avaldada kollektorivool baasivoolu kaudu:

$$I_{K} = BI_{B} + (1+B)I_{K0}, \qquad 5. 29.$$

Tihti tähistatakse

$$I'_{K0} = (1+B)I_{K0}, 5. 30.$$

kus I'_{K0} on *transistori läbivvool*, mis võrdub kollektorivooluga, kui baasiringis on katkestus $(I_R = 0)$.

Seose diferentsiaalse vooluvõimendusteguri α_0 ja staatilise vooluvõimendusteguri A vahel saab leida, kui diferentseerida avaldist 5. 25 I_E järgi, eeldades teguri A sõltuvust emitterivoolust I_E :

$$\frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}I_E} = \alpha_0 = A + \frac{\mathrm{d}A}{\mathrm{d}I_E} I_E.$$
 5. 30, a.

Saadud avaldisest võime järeldada, et üldjuhul $\alpha_0 \neq A$. Võrdsed on need tegurid ainult siis, kui $\frac{dA}{dI_E} = 0$, s. o. kui vooluvõimendustegur A ei sõltu emitterivoolust I_F .

Pooljuhttehnika-alases kirjanduses ei eristata sageli omavahel vooluvõimendustegureid α_0 ja A, sest arvväärtustelt on need lähedased.

Senivaadeldud vooluvõimendustegurid on tegelikult transistori normaallülituse vooluvõimendustegurid α_N , A_N , β_N ja B_N . Transistori normaallülituseks nimetatakse sellist lülitust, kus transistori elektroode kasutatakse otsese ülesande kohaselt — emitterit emit-

147

terina ja kollektorit kollektorina. Lülitust, milles kollektor täidab emitteri ja emitter kollektori ülesandeid, nimetatakse transistori *inversioonlülituseks*. Inversioonlülitusega ja vastavate vooluvõimendusteguritega a_I , A_I , β_I ja B_I puutume lähemalt kokku VI peatükis. Mittesümmeetrilistel transistoridel ($S_e < S_k$) on vooluvõimendustegurid normaallülituses tunduvalt suuremad kui inversioonlülituses (näiteks $a_N = 0.95...0.99$, kuid $a_I = 0.75...$...0.9). Sümmeetrilistel transistoridel ($S_e \approx S_k$) on $a_N \approx a_I$. Ka inversioonlülituse kohta kehtivad valemitega 5. 24, 5. 27 analoogilised seosed $\beta_I = \frac{a_I}{1-a_I}$ ja $B_I = \frac{A_I}{1-A_I}$. Edaspidi, kui pole tehtud eraldi märkust, mõeldakse a, A, β ja B all normaallülituse vooluvõimendustegureid a_N, A_N, β_N ja B_N .

5. 5. TRANSISTORI FÜÜSIKALINE ASESKEEM JA SELLE PARAMEETRID

Kõigepealt vaatleme põhilisi parameetreid, mis on vajalikud transistori aseskeemi koostamiseks nõrkade vahelduvsignaalide jaoks.

E mittersiirde takistus r_{ed} avaldub emitteripinge ja -voolu muutuste suhtena. Diferentseerides emitteri koguvoolu avaldist $I_E = I_{EP} + I_{En}$ eeldusel, et $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$, saame:

$$r_{ed} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}I_E} \approx \frac{\varphi_T}{I_E}.$$
 5. 31.

Seega on emittersiirde diferentsiaalne takistus võrdeline temperatuuriga φ_T kaudu ja pöördvõrdeline siiret läbiva alalisvooluga. Toatemperatuuril +20°C ja emitterivoolul $I_E = 1$ mA on $r_{ed} \approx 25 \Omega (\varphi_T \approx 25 \text{ mV})$.

E mittersiirde mahtuvus C_e . Emittersiire, nagu iga teinegi *p-n-*siire, omab teatud mahtuvust, mille võime jagada kaheks komponendiks — tõkkekihi mahtuvuseks ja difusioonmahtuvuseks. Kuna lineaarses režiimis on transistori emittersiire pingestatud pärisuunas, siis tõkkekihi mahtuvus C_{et} on väike, võrreldes difusioonmahtuvusega C_{ed} , ja siirde mahtuvuse määrab tegelikult viimane.

*p-n-s*iirde difusioonmahtuvuse põhjustab emitterivoolu muutusest tingitud laengumuutus baasikihis. Emittersiirde difusioonmahtuvuse leidmisel eeldame, et aukude kontsentratsioon baasis väheneb lineaarselt (joon. 5. 10) oma algväärtuselt p_{be} kuni nullini kollektorsiirdel. Ehk teiste sõnadega, aukude kontsentratsiooni gradient

5. 10. Aukude kontsentratsiooni muutumine baasis sõltuvalt emitterivoolu suurusest



5. 32.

 $\left(\operatorname{grad} p_b = \frac{\mathrm{d}p_b}{\mathrm{d}x}$ ühemõõtmelise mudeli puhul $\right)$ on baasi ulatuses konstantne suurus. Emitterivool avaldub aukude kontsentratsiooni gradiendi kaudu järgmiselt:

$$I_E := S_e q D_p \left| \frac{\mathrm{d} p_b}{\mathrm{d} x} \right|.$$

Kuna $\frac{dp_b}{dx}$ on võrdeline emitterivooluga, siis emitterivoolu suurenemisele eeldusel, et kollektorsiirde pinge ei muutu, vastab sirge $p_b(x)$ kaldenurga suurenemine. Aukudest tingitud baasilaeng

$$Q = \frac{1}{2} q p_{be} w S_e, \qquad 5. 33.$$

kusjuures aukude kontsentratsioon emittersiirdel avaldub valemi 5. 32 kaudu järgmiselt:

$$p_{be} = \omega \left| \frac{\mathrm{d}p_b}{\mathrm{d}x} \right| = \frac{I_E \omega}{S_e q D_p}.$$
 5. 34.

Asetades p_{be} avaldise 5. 34 valemisse 5. 33, saame:

$$Q = I_E \frac{\omega^2}{2D_p} \,. \tag{5. 35.}$$

Kuna mahtuvus on laengu tuletis pinge järgi, siis, diferentseerides avaldist 5. 35 ning kasutades valemit 5. 31, saame:

$$C_{ed} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U_{EB}} \Big|_{U_{KB} = \mathrm{const}} = \frac{\mathrm{d}I_E}{\mathrm{d}U_{EB}} \cdot \frac{\varpi^2}{2D_p} = \frac{\varpi^2}{2D_p r_{ed}} = \frac{t_D}{r_{ed}}.$$
 5. 36.

Suurus t_D on aukude keskmine difusioonikestus läbi baasikihi ning võrdub vooluvõimendusteguri a ajakonstandiga τ_{α} , kui kollektorivoolu hilistumine $t_h = 0$ (vt. § 7.8).

Näiteks p-n-p-tüüpi germaaniumtransıstoril baasipaksusega $w = 40 \ \mu m$ ja $r_{ed} = 25 \ \Omega$ kujuneb $C_{ed} \approx 7300 \ pF.$

Emittersiirde mahtuvus on võrdne tõkkekihi ja difusioonmahtuvuste summaga:

$$C_e = C_{et} + C_{ed} \approx C_{ed}$$
.

Kollektorsiirde takistus r_k : *p*-*n*-siirde laius sõltub teatavasti temale rakendatud pingest (vt. § 2. 3). Kuna lineaarses režiimis töötava transistori emittersiire on pingestatud pärisuunas, siis emittersiirde laius on väga väike ja tema muutused sõltuvalt emitteripingest U_{EB} on tühised. Vastupingestatud kollektorsiire on aga küllalt suure ulatusega ning siirde laiuse muutused sõltuvalt kollektoripinge U_{KB} muutustest avaldavad transistori tööle tunduvat mõju. Kuna transistori baas valmistatakse suure eritakistusega materjalist, asub kollektorsiire peaaegu täielikult baasikihis ning siirde laiuse muutustega. Baasipaksuse sõltuvust kollektorsiirde vastupinge suurusest tuntakse *baasipaksuse modulatsiooni* ehk *Early efekti* nime all ning see avaldab olulist mõju mitmetele transistori parameetritele.

Näiteks baasipaksuse modulatsiooni tulemusena:

 muutub vooluvõimendustegur α sõltuvaks kollektorsiirdele rakendatud vastupinge suurusest;

2) muutub kollektorivool sõltuvaks kollektoripingest, mistõttu kollektorsiire omandab lõpliku diferentsiaalse takistuse;

3) muutub aukude laeng baasis, mistõttu kollektorsiirde tõkkekihi mahtuvusele lisandub veel difusioonmahtuvus;

4) muutub aukude keskmine difusioonikestus *t_D* läbi baasi, mis omakorda mõjutab transistori sageduslikke omadusi;

 Aukude kontsentratsiooni muutumine baasis sõltuvalt kollektoripinge suurusest

5) muutub emittersiirde töörežiim, mille tulemusena tekib transistori sisemine pingetagasisidestus.

Vaatleme aukude kontsentratsiooni muutusi baasis sõltuvalt kollektorsiirde pingest U_{KB} tingimusel, et



 $I_E = \text{const}$ (joon. 5. 11). Kui kollektorsiirdele rakendatud vastupinge suureneb, siis Early efekti tõttu baasipaksus väheneb. Kollektorsiirdeni difundeerunud aukude hulk ning järelikult ka kollektorivool suureneb. Näeme, et kollektoripinge mõjutab kollektorivoolu suurust ning kollektorsiire omandab vahelduvvoolule lõpliku takistuse, mis avaldub järgmiselt:

$$r_k = \frac{\mathrm{d}U_{KB}}{\mathrm{d}I_K} \Big|_{I_E} = \mathrm{const} \,.$$
 5. 37.

Teisendades avaldise 5. 37 kollektorsiirde juhtivuse jaoks, saame eeldusel, et vastuvool I_{K0} ei sõltu pingest ja $A = \alpha_0$:

$$g_{k} = \frac{1}{r_{k}} = \frac{dI_{K}}{dU_{KB}} \left| \begin{array}{c} I_{E} = \text{const} \end{array} \right| = \frac{d(\alpha_{0}I_{E} + I_{K0})}{dU_{KB}} = \\ = I_{E} \frac{d\alpha_{0}}{dU_{KB}} = I_{E} \frac{d\alpha_{0}}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{dU_{KB}} .$$
 5. 38.

Eelnevast on teada, et

$$\alpha_0 \approx \varkappa_0 = 1 - \frac{w^2}{2L_p^2},$$
5. 39.

kust

$$\frac{\mathrm{d}\alpha_0}{\mathrm{d}\omega} = -\frac{\omega}{L_p^2}.$$
 5. 40.

Kuna kollektorsiirde laiuse juurdekasv on ligilähedaselt võrdne baasipaksuse kahanemisega $(dl_s = -dw)$, siis, diferentseerides avaldist 2. 20 pinge järgi, saame:

$$\frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}U_{KB}} = -\frac{1}{\sqrt{U_{KB}}} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2qN_d}} , \qquad 5. 41.$$

kus U_{KB} all tuleb mõista kollektorsiirdele rakendatud pinge absoluutväärtust. Asendades avaldised 5. 40 ja 5. 41 valemisse 5. 38 ning võttes pöördväärtuse, saame:

$$r_{k} = \frac{\sqrt{U_{KB}}}{I_{E}} \cdot \frac{L_{p}^{2}}{\omega} \sqrt{\frac{2qN_{d}}{\epsilon\epsilon_{0}}} .$$
 5. 42.

Näiteks germaaniumtransistoril, millel $N_d = 10^{15}$ cm⁻³ ($\varrho_b \approx \approx 1.7 \ \Omega$ cm), $L_p = 0.15$ mm, $\omega = 40 \ \mu$ m, $\varepsilon = 16$, $|U_{KB}| = 5$ V ja $I_E = 1$ mA, on $r_k = 1.9 \ M\Omega$. Konkreetsete transistoride mõõtmise tulemusena saadud r_k väärtused on arvutatuist väiksemad, sest reaalses transistoris esineb alati lekkejuhtivus kollektori ja baasi vahel ning elektronide ja aukude termogeneratsiooni vool siirde ruumilaengu piirkonnast.

Kollektorsiirde mahtuvus C_k koosneb samuti kahest komponendist: tõkkekihi mahtuvusest C_{kt} ja difusioonmahtuvusest C_{kd} . Esimene on arvutatav valemi 2. 21 abil. Näiteks väikesevõimsuselisel sulandatud transistoril, mille kollektorsiirde pindala $S_k=0,005~{\rm cm^2}$ ja $N_D=10^{15}~{\rm cm^{-3}},$ kujune
b $|U_{KB}|=5~{\rm V}$ puhul $C_{kt}=24~{\rm pF}.$

Kollektorsiirde difusioonmahtuvus C_{kd} on tingitud aukude laengu muutusest baasis kollektoripinge muutumise tulemusena (joon. 5.11). Kollektoripinge suurenemine d U_{KB} võrra põhjustab efektiivse baasipaksuse vähenemise d ω võrra. Kui emitterivool jääb seejuures konstantseks, siis sirge $p_b(x)$ kaldenurk ei tohi muutuda. Selline olukord on võimalik ainult siis, kui aukude hulk baasis väheneb, s. t. aukude laeng baasis väheneb dQ võrra. Pinge muutumisel esinevat laengu muutumist võib vaadelda kui mahtuvuse laadimist. Kollektorsiirde difusioonmahtuvus C_{kd} avaldub järgmiselt:

$$C_{kd} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}U_{KB}} \Big|_{I_E = \mathrm{const}} = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}\omega} \cdot \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}U_{KB}}.$$
 5. 43.

Diferentseerides avaldist 5. 35 w järgi, saame:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}\omega} = \frac{I_E \omega}{D_p} \,.$$

Asetades saadud tulemuse ja avaldise 5. 41 lähtevalemisse 5. 43, saame:

$$C_{kd} = \frac{I_E}{\sqrt{U_{KB}}} \cdot \frac{\omega}{D_p} \left| \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2qN_D}} = \frac{\tau_p}{r_k} \right|.$$
 5. 44.

Eespool toodud näite andmetel, kui $r_k = 1.9 \ M\Omega$ ja $\tau_p = 5 \ \mu s$ $(L_p = 0.15 \ mm)$, saame, et $C_{kd} = 2.6 \ pF$, mis on tunduvalt väiksem varemarvutatud tõkkekihi mahtuvusest C_{kt} . Tavaliselt kollektorsiirde difusioonmahtuvust ei arvestata ja võetakse $C_k \approx$ $\approx C_{kt}$.

Pingetagasisidestustegur μ_{ek} . Jooniselt 5. 11 on näha, et I_E = const puhul kollektorsiirde vastupinge suurenemine dU_{KB} võrra kutsub esile aukude kontsentratsiooni vähenemise emittersiirdel dp_{be} võrra ning valemi 5. 1 põhjal ka emittersiirdelerakendatud pinge vähenemise dU_{EB} võrra. Seega tekib baasipaksuse muutumise tõttu pingetagasisidestus kollektor- ja emittersiirde vahel, mis võetakse arvesse *pingetagasisidestuse* ehk *Early teguriga* μ_{ek} , mis avaldub järgmiselt:

$$\mu_{ek} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}U_{KB}}\Big|_{I_E = \mathrm{const}} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}p_{be}} \cdot \frac{\mathrm{d}p_{be}}{\mathrm{d}w} \cdot \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}U_{KB}}.$$
 5. 45.

Avaldise 5. 1 diferentseerimise tulemusena saame:

$$\frac{\mathrm{dU}_{EB}}{\mathrm{d}p_{be}} = \frac{\varphi_T}{p_{be}} \,.$$
 5. 46

Otseselt jooniselt 5. 11 võime välja lugeda, et

$$\frac{\mathrm{d}\rho_{be}}{\mathrm{d}\omega} = \frac{\rho_{be}}{\omega} \,. \tag{5. 47.}$$

Asetades avaldised 5. 46, 5. 47 ja 5. 41 lähtevalemisse 5. 45, saame:

$$\mu_{ek} = -\frac{\varphi_T}{w \sqrt{U_{KB}}} \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2qN_d}} .$$
 5. 48.

Valemist on näha, et etteantud materjali puhul on pingetagasisidestus seda suurem, mida õhem on transistori baas ja mida kõrgem on temperatuur. Märk miinus μ_{ek} avaldises näitab, et kollektoripinge absoluutväärtuse suurenemisel emitteripinge väheneb ja vastupidi. Pingetagasisidestusteguri arvväärtused on vahemikus $-10^{-3} \dots -10^{-5}$, mis näiteks $|\Delta U_{KB}| = 5$ V puhul annab $|\Delta U_{EB}| =$ $= 0.05 \dots 5$ mV. Kuna kollektorsiirde mõju emittersiirdele on küllalt väike, võib selle paljudel juhtudel jätta arvestamata.

Baasitakistus r_b . Üheks oluliseks transistori parameetreid mõjutavaks suuruseks on *baasi mahutakistus* r'_b , mis transistori ühemõõtmelise mudeli juures loeti võrdseks nulliga. Baasivool, voolates baasikihis paralleelselt siiretega, peab ületama baasikihi elektrilist takistust, mis on seda suurem, mida õhem on baas ja mida suurem on baasimaterjali eritakistus.

5. 12. Sulandatud transistori idealiseeritud geomeetriline struktuur

Baasi mahutakistuse määramisel võtame aluseks sulandatud transistori idealiseeritud geomeetrilise struktuuri (joon. 5. 12). Baasivool, voolates baasi aktiivsest (sii-



retevahelisest) osast baasi äärte poole, läbib kolm erineva takistusega piirkonda. Esimeseks piirkonnaks on ketas paksusega w_1 ja läbimõõduga d_e , teiseks ja kolmandaks piirkonnaks on rõngad paksusega w_2 ja w_3 ning välisläbimõõtudega vastavalt d_k ja d_b . Baasi mahutakistus r'_b saadakse üksikute piirkondade takistuste liitmisel:

$$r'_{b} = \frac{Q_{b}}{2\pi} \left(\frac{1}{4\omega_{1}} + \frac{1}{\omega_{2}} \ln \frac{d_{k}}{d_{e}} + \frac{1}{\omega_{3}} \ln \frac{d_{b}}{d_{k}} \right).$$
 5. 49.

Võttes näiteks Π13-tüüpi transistori konstruktsioonile lähedased andmed $\varrho_b = 1,5 \ \Omega \text{cm}, \ w_1 = 40 \ \mu\text{m}, \ d_k = 1,5d_e, \ d_b = 3d_k, \ w_2 = 2w_1 \text{ ja } w_3 = 3w_1, \text{ saame, et } r'_b = 49 \ \Omega.$

Baasipaksuse modulatsiooni efekt avaldab mõju ka r'_b suurusele: baasi ahenemise tulemusena suureneb selle takistus baasivoolule ning vastavalt suureneb ka pingelang baasi mahutakistusel, mida võib arvesse võtta ekvivalentse emj. generaatoriga

$$\mu_{bk}\,\Delta U_{KB}\,,$$

kus

$$\mu_{bk} = I_B \frac{\mathrm{d}r'_b}{\mathrm{d}U_{KB}} = I_B \frac{\mathrm{d}r'_b}{\mathrm{d}\omega} \cdot \frac{\mathrm{d}w}{\mathrm{d}U_{KB}}.$$

Kuna mõlemad generaatorid — $\mu_{ek} \Delta U_{KB}$ ja $\mu_{bk} \Delta U_{KB}$ — toimivad transistori emitteriringis, võib nad asendada ekvivalentse emj. generaatoriga ($\mu_{ek} - \mu_{bk}$) ΔU_{KB} . Tegurid μ_{ek} ja μ_{bk} on vastasmärgilised — kollektorsiirde vastupinge suurenemisel põhjustab siiretevaheline tagasisidestus emittersiirde pingelangu vähenemise, baasi mahutakistuse modulatsioon aga pingelangu suurenemise. Väikese ja keskmise võimsusega transistoridel on enamasti $|\mu_{ek}| \gg |\mu_{bk}|$, mistõttu baasi mahutakistus sõltub vähe kollektoripingest.

Kollektorsiirde mõju emittersiirdele võib arvesse võtta ka baasiahelasse järjestikku ühendatud takistusega $r_b^{"}$. Seega koosneb ekvivalentne baasitakistus kahest osast:

$$r_b = r'_b + r''_b$$

Takistus r''_b peab olema nii suur, et temal ΔU_{KB} toimel tekkiv pingelang võrduks $\mu_{ek} \Delta U_{KB}$ -ga, kui eeldada, et $\mu_{bk} \approx 0$:

$$\frac{r_b'' \Delta U_{KB}}{r_k + r_b' + r_b''} = \mu_{ek} \Delta U_{KB}.$$

Kuna $r_k \gg r_b'' + r_b'$, siis

$$r_b'' = \mu_{ek} r_k$$
. 5. 50.

Takistust r''_b nimetatakse baasi difusioontakistuseks, sest ta on tingitud difusiooniprotsessist baasikihis. Takistus r''_b defineeritakse järgmiselt:

$$r_b^{\prime\prime} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}I_K}\Big|_{I_E = \mathrm{const}} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}U_{KB}} \cdot \frac{\mathrm{d}U_{KB}}{\mathrm{d}I_K} = \mu_{ek} r_k.$$

154

Takistuse r''_b saab avaldada veel emittersiirde takistuse r_{ed} ja vooluvõimendusteguri a_0 kaudu, asetades valemisse 5. 50 r_k ja μ_{ek} avaldised 5. 42 ja 5. 48 ning kasutades valemeid 5. 31, 5. 39:

$$r_b'' = \frac{r_{ed}}{2(1-\alpha_0)} = r_e \ (1+\beta_0).$$
 5. 51.

Näiteks transistoril, mille $\alpha_0 = 0.95$ ja $r_{ed} = 25 \Omega$, on $r''_b = 250 \Omega$.

Oleme määranud kõik transistori põhilised parameetrid; jääb üle nende alusel koostada transistori füüsikaline aseskeem.

Enne aga, kui asume aseskeemide vaatlemisele, mõni sõna transistori lülitusviisidest. Transistori nagu elektronlampigi võib skeemi lülitada kolmel viisil. Sõltuvalt sellest, milline transistori elektrood — baas, emitter või kollektor — on ühine sisend- ja väljundvooluringile, eristatakse kolme transistori lülitusviisi — ühise baasiga, ühise emitteriga ja ühise kollektoriga lülitust. Kui transistor töötab vahelduvsignaali võimendina, tuleb ühise punkti leidmiseks vaadelda vahelduvvooluringe.

Füüsikaliselt kõige mõistetavamaks on transistori ühise baasiga lülituse T-kujuline aseskeem. Kui baasipaksuse modulatsiooni elekt võtta arvesse ekvivalentse pingegeneraatoriga $\mu_{ek}U_{kb}$, saame aseskeemi joonisel 5. 13. Baasi mahutakistus r'_b on ühendatud välise baasiklemmi *B* ja nn. sisemise baasipunkti *B'* vahele. Emitter- ja kollektorsiirde mahtuvused C_e ja C_k on ühendatud rööbiti takis-





5. 13.

Ekvivalentse pingegeneraatoriga T-kujuline aseskeem

5. 14.

Ekvivalentse baasitakistusega T-kujuline aseskeem tustega r_{ed} ja r_k . Transistori omadust võimendada sisendsignaali kajastab aseskeemis voolugeneraator αI_e .¹ Toodud aseskeemi kasutamine annab rahuldava arvutustäpsuse kuni sagedusteni, mis on lähedased piirsagedusele f_{α} (vt. § 7.8). Madalatel sagedustel, kus mahtuvustakistused on aktiivtakistustega võrreldes suured, võib emitter- ja kollektorsiirde mahtuvused aseskeemist välja jätta (joon. 5. 14).

Kui baasipaksuse modulatsioon on arvesse võetud baasi mahutakistusega r'_b järjestikku ühendatud difusioontakistusega r''_b , tuleb emittersiirde takistus r_{ed} asendada takistusega $r_e < r_{ed}$. See on vajalik selleks, et aseskeemi sisendtakistus ei muutuks. Joonistel 5. 13 ja 5. 14 kujutatud aseskeemide madalsageduslike sisendtakistuste võrdsuse tingimusest lähtudes peab kehtima võrdus

$$r_{ed} + (1 - \alpha_0) r'_b = r_e + (1 - \alpha_0) (r'_b + r''_b),$$

millest seost 5. 51 kasutades saame:

$$r_e = r_{ed} - (1 - \alpha_0) r_b'' = \frac{r_{ed}}{2}$$

Signaalisageduse suurendamisel hakkab kõigepealt mõju avaldama kollektorsiirde mahtuvus C_k , mis sildab kõrgeoomilist kollektorsiirde takistust r_k . Seepärast on aseskeem, kus C_k puudub (joon. 5. 14), hea täpsusega kasutatav vaid sagedustel, mis on tunduvalt väiksemad piirsagedusest $\omega_c = \frac{1}{r_k C_k}$.

Piirsagedus ω_c on sagedus, mille juures kollektorsiirde aktiiv- ja mahtuvustakistus on omavahel võrdsed. Kui näiteks transistori $r_k = 1,9$ M Ω ja $C_k = 24$ pF, saame $f_c = \frac{1}{2 \pi r_k C_k} = 3,5$ kHz. See tähendab, et joonisel 5. 14 kujutatud aseskeem on rahuldava täpsusega kasutatav vaid sagedustel kuni 3,5 kHz.

Piirsagedusest ω_c kõrgematel sagedustel suureneb tunduvalt difusioontakistuse r_b'' sagedussõltuvus, mis on sama iseloomuga kui kollektorsiirde näivtakistuse sagedussõltuvus. Pingetagasisidestusteguri μ_{ek} võime nendel sagedustel lugeda praktiliselt sagedusest sõltumatuks. Seega

$$r_{b}^{"} = \frac{\mu_{ek}r_{k}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{c}}\right)^{2}}}.$$

¹ Tegelikult tuleks T-kujulistes aseskeemides vooluvõimendusteguri a asemel kasutada tegurit a (vt. § 7. 2). Teguri a asendamine a-ga on õigustatud, kui on täidetud praktikas hästi rahulduv tingimus $r_b \ll r_k$.



5. 15. Lihtsustatud T-kujuline aseskeem ühise baasiga lülituses
 5. 16. Lihtsustatud T-kujuline aseskeem ühise emitteriga lülituses

Valemist näeme, et sageduse suurenedes takistus r''_b väheneb. Järelikult transistori sisemine tagasisidestus kõrgematel sagedustel väheneb. Kui sagedus $\omega \gg \omega_c$, siis muutub takistus r''_b mahutakistusega r'_b võrreldes väikeseks ning selle võib jätta arvestamata. Signaalisageduste vahemikus $10 \omega_c \le \omega < 0.1 \omega_{\alpha}$ võib kasutada lihtsustatud T-kujulist aseskeemi (joon. 5. 15). Sagedustel üle $0.1 \omega_{\alpha}$ tuleb aseskeemi lisada ka emittersiirde mahtuvus C_e .

Transistori kasutatakse enamasti ühise emitteriga lülituses, kus sisendsignaaliks on sobiv valida mitte emitteri-, vaid baasivool. Sel juhul tuleb voolugeneraator αI_e asendada voolugeneraatoriga βI_b ning aseskeemi kollektorharu aktiiv- ja mahtuvustakistust vähendada $1 + \beta_0$ korda (joon. 5. 16). Tingimuseks on seejuures, et signaalisagedus $\omega \ll \omega_{\alpha}$, s. t. et võiksime lugeda $\alpha = \alpha_0$.

5. 6. TRANSISTORI PARAMEETRITE SÕLTUVUS TÖÖREŽIIMIST JA TEMPERATUURIST

Transistori parameetrid sõltuvad tunduvalt valitud tööpunktist ja ümbritseva keskkonna temperatuurist. Kui elektronlampide puhul võib enamikul juhtudel parameetrite temperatuurisõltuvust mitte arvestada, siis transistoride puhul on parameetrite temperatuurisõltuvus tunduv ja tuleb skeemide arvutamisel arvesse võtta. Vaatleme üksikute parameetrite sõltuvust tööpunktist, mis on määratud emitterivooluga I_F ja kollektoripingega U_{KB} .

Parameetrite sõltuvus kollektoripingest (joon. 5. 17). Vooluvõimendusteguri α_0 sõltuvus kollektoripingest U_{KB} on eelkõige tingitud baasipaksuse modulatsiooni efektist. U_{KB} suurenemisel kollektorsiire laieneb, efektiivne baasipaksus ω väheneb ja vastavalt valemile 5. 21 suureneb α_0 . Kuna α_0 suhtelised muutused





on väga väikesed, siis on joonisel 5. 17 kujutatud ühise emitteriga lülituse vooluvõimendusteguri β_0 pingesõltuvuse kõver, mis on sama iseloomuga kui α_0 omagi.

Emittersiirde takistus r_{ed} on kollektoripingest tegelikult sõltumatu, nagu näitab valem 5. 31.

Baasi mahutakistus r'_b kollektoripinge U_{KB} suurendamisel mõnevõrra suureneb, kuna kollektorsiirde laienemise tõttu muutub baas õhemaks. r'_b suurust mõjutab põhiliselt esimene liidetav valemi 5. 49 sulgavaldisest.

Kollektorsiirde takistus r_k on vastavalt valemile 5. 42 võrdeline $\sqrt{U_{KB}}$ -ga. Tegelikult on r_k muutused väiksemad pindlekke tõttu, ja seda eriti suurematel kollektoripingetel.

Kollektorsiirde mahtuvus C_k ja pingetagasisidestustegur μ_{ek} on pöördvõrdelised $\sqrt[3]{U_{KB}}$ -ga valemites 2. 21 ja 5. 48 — kollektoripinge suurendamisel C_k ja μ_{ek} vähenevad.

Parameetrite sõltuvus emitterivoolust (joon. 5. 18). Vooluvõimendusteguri a_0 sõltuvus emitterivoolust I_E omab maksimumi, mis väikese võimsusega transistoridel on vahemikus 2...10 mA. Sellise sõltuvuse selgitamisel tuleb arvestada mõningaid nähtusi, mida transistori ühemõõtmeline mudel ei kajasta. Eelkõige tuleb arvesse võtta aukude pindrekombinatsioon emittersiirde läheduses ja baasimaterjali eritakistuse sõltuvus emitterivoolu tugevusest. Emitterivoolu vähendamisel suureneb pindrekombinatsiooni osatähtsus ning väheneb aukude efektiivne difusioonipikkus L_p , mis vastavalt valemile 5. 21 põhjustab vooluvõimendusteguri vähenemise. Suurematel vooludel aukude pindrekombinatsioon küll väheneb, kuid oluliselt väheneb ka emitteri efektiivsus γ_0 baasimaterjali eritakistuse ϱ_b vähenemise tõttu. See on tingitud asjaolust, et aukude kontsentratsiooni suurenemine baasis põhjustab ka tasakaalustavate enamus-laengukandjate — elektronide — kontsentratsiooni suurenemise. Seega suurtel emitterivooludel vooluvõimendustegur α_0 (samuti ka β_0) väheneb, mida tuleb skeemide arvutamisel silmas pidada.

Emitter- ja kollektorsiirde takistused r_{ed} ja r_k on valemite 5. 31, 5. 42 põhjal pöördvõrdelised emitterivooluga — I_E suurenemisel r_{ed} ja r_k vähenevad.

Baasi mahutakistus r'_b sõltub emitterivoolust I_E , sest suurtel vooludel toimub emittersiirde voolutiheduse ümberjaotumine nii, et suurim voolutihedus esineb siirde äärtel, kuna baasi aktiivses (siiretevahelises) osas on voolutihedus tunduvalt väiksem. Seega toimub aukude rekombineerumine põhiliselt emittersiirde äärmistes osades. Takistuse baasi rekombinatsioonvoolule moodustavad baasimaterjali paksemad ja seega ka väiksema takistusega osad, mistõttu baasi mahutakistus r'_b emitterivoolu suurendamisel väheneb.

Kollektorsiirde mahtuvus C_k suureneb emitterivoolu suurendamisel kollektorsiirde difusioonmahtuvuse arvel, mis on määratud valemiga 5. 44.

Pingetagasisidestustegur μ_{ek} ei sõltu emitterivoolust I_E valemi 5. 48 põhjal.

Parameetrite sõltuvus temperatuurist (joon. 5. 19). Vooluvõimendusteguri α_0 sõltuvus temperatuurist avaldub keeruliselt, sest valemis 5. 21 sõltub rida suurusi, nagu ϱ_b , L_n ja L_p , temperatuurist. Peale selle sõltub temperatuurist ka pindrekombinatsiooni intensiivsus, mis temperatuuri tõusmisel väheneb.

Sulandatud *p*-*n*-siiretega transistorides kasutatavate materjalide eritakistus suureneb temperatuuri tõusmisel transistori töötemperatuuride vahemikus. Suuremat mõju avaldab seejuures ϱ_b suurenemine, sest suure lisandite kontsentratsiooni tõttu on emitterimaterjali eritakistus ϱ_e temperatuurist praktiliselt sõltumatu. Difusioonipikkus L_n temperatuuri tõusmisel mõnevõrra suureneb. Ülalöeldu põhjal järeldub valemist 5. 17, et emitteri efektiivsus γ_0 suureneb koos temperatuuri tõusuga. Kuna sel juhul suureneb aukude difusioonipikkus baasis L_p ja väheneb pindrekombinatsiooni intensiivsus, siis baasi ülekandetegur \varkappa_0 temperatuuri tõusmisel samuti suureneb. Kuna aga α_0 on võrdne γ_0 ja \varkappa_0 korrutisega, siis suureneb ka vooluvõimendustegur α_0 .



5. 18. Transistori parameetrite sõltuvus emitterivoolust





Madalatel temperatuuridel mõjutab α_0 suurust põhiliselt pindrekombinatsioon, mistõttu nii \varkappa_0 kui ka α_0 vähenevad. Tuleb märkida, et väiksematel emitterivooludel on α_0 vähenemine intensiivsem, sest pindrekombinatsiooni mõju on suurem.

Joonisele 5. 19 on parema näitlikkuse saavutamiseks kantud vooluvõimendusteguri β_0 temperatuurisõltuvuse kõver, mis on analoogiline α_0 temperatuurisõltuvuse kõveraga.

Emittersiirde takistus r_{ed} ja pingetagasisidestustegur μ_{ek} on vastavalt valemitele 5. 31 ja 5. 48 võrdelised temperatuuripotentsiaaliga φ_T . Kuna φ_T temperatuuri tõustes suureneb, suurenevad ka r_{ed} ja μ_{ek} .

Baasi mahutakistuse r'_b muutumine sõltuvalt temperatuurist on tingitud baasimaterjali eritakistuse temperatuurisõltuvusest. Sulandatud *p-n-*siiretega germaaniumtransistoridel, mille baas valmistatakse suhteliselt suure eritakistusega pooljuhist, omab baasi mahutakistus r'_b maksimaalset väärtust temperatuurivahemikus $+20...+70^{\circ}$ C. Temperatuuri edasisel tõusmisel väheneb r'_b baasimaterjali eritakistuse ϱ_b vähenemise tõttu.

Kollektorsiirde takistus r_k sõltub temperatuurist L_p kaudu. Kuna temperatuuri tõusmisel L_p suureneb, siis vastavalt valemile 5. 42 peab suurenema ka r_k . Kuid temperatuuridel üle $+10\ldots +20^{\circ}$ C hakkavad mõju avaldama lekkevoolud ning r_k suurenemine tunduvalt aeglustub.

Kollektorsiirde mahtuvus C_k temperatuuri tõusmisel vähesel määral suureneb, kuid tavaliste töötemperatuuride vahemikus võib seda mitte arvestada.

6. TRANSISTORI STAATILISED KARAKTERISTIKUD

6. 1. IDEAALSE TRANSISTORI STAATILISED KARAKTERISTIKUD

Transistori kui mittelineaarset elementi sisaldavate elektrilülituste alalispingete ja -voolude määramisel kasutatakse enamasti katseliselt ülesvõetud staatiliste karakteristikute sarju ning vastavaid graafilise lahendamise meetodeid. Kuid erinevalt mitmetest teistest mittelineaarsetest elementidest, sealhulgas ka elektronlampidest, saab pindtransistoride karakteristikuid kirjeldada ka analüütiliselt küllaltki suure täpsusega. Valemite tuletamisel lähtutakse ideaalse transistori ühemõõtmelisest mudelist, kus jäetakse arvesse võtmata baasipaksuse modulatsiooni efekt, emitteri-, baasija kollektorimaterjali mahutakistus ning pindrekombinatsiooni mõju. Samuti eeldatakse, et injektsioonvoolu tihedus on väike ning kollektor- ja emittersiire eraldi võetuna kujutavad endast ideaalseid dioode.

Arvestades neid lihtsustusi, võib alalisvooludele koostada joonisel 6. 1 toodud aseskeemi. Kollektor- ja emittersiirded on kujutatud ideaalsete dioodidena ning siirete omavaheline mõju on arvesse võetud kahe voolugeneraatoriga. Näiteks kui emittersiire on avatud ning temas voolab vool I_1 , siis kollektoriahelas voolab samal ajal mõnevõrra väiksem vool $A_N I_1$, sest osa emitterist baasi injit-

Ideaalse transistori aseskeem alalisvooludele

6. 1.



seeritud laengukandjaid vahepeal rekombineerub. Kui transistor töötab inversioonlülituses, siis läbib avatud kollektorsiiret vool I_2 , tekitades emitterahelas voolu $A_I I_2$. Seega sisaldavad transistori emitteri- ja kollektorivoolud kumbki kaks komponenti, kusjuures I_1 ja I_2 on injektsioonvoolud, $A_N I_1$ ja $A_I I_2$ aga ekstraktsioonvoolud. Lähtudes joonisel 6. 1 näidatud positiivsetest voolusuundadest, võime kirjutada:

$$I_E = I_1 - A_1 I_2, 6. 1. 1_K = A_N I_1 - I_2. 6. 2.$$

Emitter- ja kollektorsiirete pinge-voolukarakteristikud avalduvad järgmiselt:

$$I_{1} = I_{10} \ (e^{\frac{\varphi_{T}}{\varphi_{T}}} - 1), \qquad 6. 3.$$
$$\frac{U_{KB}}{I_{2}} = I_{20} \ (e^{\frac{\varphi_{T}}{\varphi_{T}}} - 1). \qquad 6. 4.$$

Kuna transistori *p*-*n*-siirded mõjutavad teineteist, siis pole võimalik otseselt mõõta dioodide termilisi voole I_{10} ja I_{20} . Seepärast tuleksid need voolud avaldada transistorile iseloomulike ning otseselt mõõdetavate voolude kaudu. Teatavasti on sellisteks vooludeks kollektor- ja emittersiirde vastuvoolud I_{K0} ja I_{E0} (joon. 6.19). Katkestanud transistori emitteriahela ($I_E = 0$), anname kollektor, siirdele (kollektordioodile) sulgeva pinge $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$. Valemist 6. 1 saame, et $I_1 = A_I I_2$, valemist 6. 4 aga $I_2 = -I_{20}$. Asetades saadud I_1 ja I_2 väärtused valemisse 6. 2 ning tähistades $I_K = I_{K0}$, saame:

$$I_{20} = \frac{I_{K0}}{1 - A_N A_I} \,. \tag{6. 5.}$$

Analoogiliselt leiame valemist 6. 1, et

$$I_{10} = \frac{I_{E0}}{1 - A_N A_I} \,. \tag{6. 6.}$$

Asetades avaldised 6. 3 ja 6. 4 valemitesse 6. 1 ja 6. 2 ning arvestades valemeid 6. 5 ja 6. 6, leiame sõltuvused $I_E = f_1(U_{EB}, U_{KB})$ ja $I_K = f_2(U_{EB}, U_{KB})$, mis on ühtlasi ka transistori staatiliste pinge-voolukarakteristikute avaldisteks:

$$I_{E} = \frac{I_{E0}}{1 - A_{N}A_{I}} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_{T}}} - 1 \right) - \frac{A_{I}I_{K0}}{1 - A_{N}A_{I}} \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_{T}}} - 1 \right),$$

163

11*

$$I_{K} = -\frac{A_{N}I_{E0}}{1 - A_{N}A_{I}} (e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_{T}}} - 1) - \frac{I_{K0}}{1 - A_{N}A_{I}} (e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_{T}}} - 1).$$
6. 8.

Kuna $I_B = I_E - I_K$, siis

$$I_{B} = \frac{(1 - A_{N}) I_{E0}}{1 - A_{N} A_{I}} \left(e^{\frac{U_{EB}}{\varphi_{T}}} - 1 \right) + \frac{(1 - A_{I}) I_{K0}}{1 - A_{N} A_{I}} \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_{T}}} - 1 \right).$$
6. 9.

Lisaks ülaltoodule kehtib veel seos

$$A_N I_{E0} = A_I I_{K0}. 6. 10.$$

Toodud valemeid nimetatakse mõnikord ka Ebers-Molli valemiteks.

Sõltumatult lülitusviisist piisab transistori elektriliste omaduste kirjeldamiseks neljast suurusest, milleks on transistori sisendi ja väljundi alalispinged ja -voolud. Graafikuid, mis iseloomustavad transistori elektroodide alalispingete ja -voolude vahelisi sõltuvusi, nimetatakse transistori *staatilisteks pinge-voolukarakteristikuteks*. Karakteristikud, mis on koostatud mingi kolmanda muutuja (parameetri) mitmesuguste väärtuste jaoks, moodustavad *karakteristikute sarja*. Transistori kirjeldamiseks piisab kahest karakteristikute sarjast, milledeks tavaliselt valitakse sisend- ja väljundkarakteristikute sarjad.

Harvemini kasutatakse staatilisi päriülekande- ja vastuülekandekarakteristikute sarju. Staatiliste karakteristikute avaldised ühise baasiga ja ühise emitteriga lülituse jaoks on koondatud tabelisse 6. 1.

Karakteristiku nimetus	Chise baasiga lülitus	Ühise emitteriga lülitus
Staatilised sisendkarakteristi- kud	$\begin{split} I_E &= f(U_{EB}), \\ U_{KB} &= \text{const} \end{split}$	$\begin{split} I_B &= \hat{f} \left(U_{BE} \right), \\ U_{KE} &= \text{const} \end{split}$
Staatilised väljundkarakteristi- kud	$I_{K} = f(U_{KB}),$ $I_{E} = \text{const}$	$\begin{split} I_K &= \int \left(U_{KE} \right), \\ I_B &= \text{const} \end{split}$
Staatilised päriülekande-karak- teristikud		$\begin{split} &I_K = f(I_B), \\ &U_{KE} = \mathrm{const} \end{split}$
Staatilised vastuülekande-karak- teristikud	$U_{EB} = f(U_{KB}),$ $I_E = \text{const}$	$U_{BE} = f(U_{KE}),$ $I_B = \text{const}$

6. 1. Transistori staatilised karakteristikud

164

Staatiliste karakteristikute avaldised ühise baasiga lülituse jaoks saab vahetult tuletada valemitest 6. 7...6. 10. Staatilised sisendkarakteristikud kirjelduvad valemiga 6. 7, staatilised väljund- ja päriülekande-karakteristikud aga järgmiselt:

$$I_{K} = A_{N} I_{E} - I_{K0} \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_{T}}} - 1 \right).$$
6. 11.

Staatilised vastuülekande-karakteristikud:

$$U_{EB} = \varphi_T \ln \left[\frac{I_E (1 - A_N A_I)}{I_{E0}} + 1 + A_N \left(e^{\frac{U_{KB}}{\varphi_T}} - 1 \right) \right].$$
 6. 12.

Ühise emitteriga lülituse staatiliste karakteristikute avaldised on samuti tuletatavad valemeist 6.7...6. 10, kui teha asendused $U_{EB} = -U_{BE}$ ja $U_{KB} = U_{KE} - U_{BE}$. Staatilised sisendkarakteristikud:

$$I_{B} = \frac{1 - A_{N}}{1 - A_{N}A_{I}} I_{E0} \left(e^{-\frac{U_{BE}}{\varphi_{T}}} - 1 \right) + \frac{1 - A_{I}}{1 - A_{N}A_{I}} I_{K0} \left(e^{\frac{U_{KE} - U_{BE}}{\varphi_{T}}} - 1 \right).$$
6. 13.

Staatilised väljund- ja päriülekande-karakteristikud:

$$I_{K} = B_{N}I_{B} - (1 + B_{N})I_{K0} \left\{ \frac{I_{B} + I_{K}(1 - A_{I})}{I_{E0}} + 1 \right] e^{\frac{U_{KE}}{\varphi_{T}}} - 1 \right\}.$$
6. 14.

Staatilised vastuülekande-karakteristikud:

$$U_{BE} = -\varphi_{T} \ln \frac{\frac{I_{B}}{I_{K0}} \cdot \frac{1 - A_{I}A_{N}}{1 - A_{I}} + \frac{B_{I}}{B_{N}} + 1}{\frac{B_{I}}{B_{N}} + e^{\frac{\varphi_{KE}}{\varphi_{T}}}}.$$
6. 15.

Joonisel 6. 2 on kujutatud valemi 6. 7 põhjal koostatud ühise baasiga lülituse sisendkarakteristikud erinevate kollektoripingete jaoks. Kui $U_{KB} = 0$, taandub karakteristik $I_E = f(U_{EB})$ dioodi



 Ideaalse transistori ühise baasiga lülituse staatilised sisendkarakteristikud

6. 3. Ideaalse transistori ühise baasiga lülituse staatilised väljundkarakteristikud

pinge-voolukarakteristikuks, mis läbib koordinaatide alguspunkti. Kui $U_{KB} < 0$, siis sama U_{EB} puhul I_E suureneb ja karakteristikud nihkuvad vasakule lähtekarakteristikust, millel $U_{KB} = 0$. Sisendkarakteristikute sõltuvus kollektoripingest on väike, muutudes praktiliselt nulliks pingetel $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$, s. o. kui $-U_{KB} = 0, 1 \dots 0, 2$ V. Reaalsetes transistorides on sisendkarakteristikute sõltuvus kollektoripingest suurem transistori sisemise pingetagasisidestuse ning emitteri- ja baasimaterjali mahutakistuse tõttu.

Valemi 6. 11 põhjal koostatud ühise baasiga lülituse väljundkarakteristikute sari on toodud joonisel 6. 3. Näeme, et karakteristikud on kõik üksteisega sarnased, kusjuures nende omavaheline kaugus on võrdne korrutisega $A_N \Delta I_E$ (siin $a_N = A_N$). Kuna pingetel $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$ vool I_K ei sõltu U_{KB} -st, siis karakteristikud on paralleelsed U_{KB} -teljega $(r_k = \infty)$. Reaalses transistoris pole r_k baasipaksuse modulatsiooni efekti ning pindlekke tõttu lõpmatult suur ning karakteristikud kulgevad väikese nurga all U_{KB} -telje suhtes.

Ühe iseärasusena tuleb märkida veel seda, et kollektorivool I_K ei muutu nulliks mitte $U_{KB} = 0$ puhul, vaid teatud positiivsel U_{KB} väärtusel, mis on leitav valemist 6. 11:

$$U_{K0} = U_{KB} \Big|_{I_K = 0} = \varphi_T \ln \left(\frac{A_N I_E}{I_{K0}} + 1 \right).$$
 6. 16.

Saadud valemist on näha, et suurematele emitterivooludele vastavad ka suuremad kollektoripinged, mille juures I_K muutub nulliks. See on seletatav järgmiselt. Kui $I_E = \text{const}, I_K > 0$ ja $U_{KB} < 0$, on laengukandjad baasis jagunenud ligikaudu lineaarselt, kusjuures nende kontsentratsioon kollektorsiirdel on võrdne nulliga. Kollektorivool I_K on aga võrdeline aukude kontsentratsiooni muutusega kollektorsiirdel $\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w}$. Tingimusele $I_K = 0$ vastab $\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w} = 0$, mis saab võimalikuks ainult sel juhul, kui kollektorsiire avaneb ning hakkab injitseerima baasi auke. Ainult siis võib aukude kontsentratsioon kollektorsiirdel muutuda selliselt, et $\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w} = 0$. Kollektorsiirde päripingestuse edasisel suurendamisel muutub $\frac{dp}{dx}\Big|_{x=w}$ positiivseks, kollektorivool muudab suunda ning siire jääb avatuks. Mida suurem on I_E , seda suurem on ka aukude kontsentratsiooni muutus baasis ning vastavalt suurem peab olema ka kollektorsiirde poolt tekitatud tasakaalustav kontsentratsioonimuutus.

Reaalsetel transistoridel on nullisele kollektorivoolule vastav positiivne kollektoripinge suurem leitud U_{K0} -st pingelangu tõttu baasi mahutakistusel r'_{b} .

Ühise emitteriga lülituse sisendkarakteristikud, koostatuna valemi 6. 13 põhjal, ei erine kuju poolest oluliselt ühise baasiga lülituse sisendkarakteristikutest joonisel 6. 2. Põhiline erinevus seisneb selles, et pingetel $U_{KE} < 0$ nihkuvad karakteristikud paremale lähtekarakteristikust, millel $U_{KE} = 0$.



 Ideaalse transistori ühise emitteriga lülituse staatilised väljundkarakteristikud

Joonisel 6. 4 on kujutatud ühise emitteriga lülituse staatilised väljundkarakteristikud, mis on koostatud valemi 6. 14 põhjal. Oluline on märkida, et siin karakteristikud ei lõika I_K -telge, mistõttu alati on $U_{KE} < 0$. Karakteristikutele on kantud ka kõver $U_{KB} = 0$, mis pole midagi muud kui $I_K = f(U_{BE})$, sest $U_{BE} = U_{KE}$, kui $U_{KB} = 0$.

Kuna baasipaksuse modulatsiooni efekt mõjutab baasivoolu tunduvalt rohkem kui emitterivoolu, siis ühise emitteriga lülituses erinevad reaalse transistori karakteristikud ideaalseist palju suuremal määral kui ühise baasiga lülituses.

6. 2. REAALSE TRANSISTORI STAATILISED KARAKTERISTIKUD

Ühise baasiga lülitus. Transistori ühise baasiga lülituse staatiliste sisendkarakteristikute ülesvõtmiseks koostatakse lülitus vastavalt joonisele 6. 5, a. Mõõtmiste hõlbustamiseks on soovitav kasutada stabiliseeritud pinge- ja vooluallikat. Nende puudumisel võib reguleeritava voolugeneraatori koostada näiteks patareist, potentsiomeetrist R_1 ja järjestiktakistist R_2 (joon. 6. 5, b). Patarei pinge ja takistite suurused valitakse lähtudes vajalikust vooludiapasoonist ning täpsusest. Pingegeneraatori võib koostada sobiva pingega patareist ning madalaoomilisest potentsiomeetrist R_1 (joon. 6. 5, c). Ühtlasi tuleb silmas pidada, et mõõtmise ajal transistor soojeneb ja tema parameetrid muutuvad. Seepärast tuleb suurte kollektorivoolude ja -pingete piirkonnas lugemid teha kiiresti, rakendades pinged transistorile ainult lühiajaliselt. Mõõtmismeetodid, kus välditakse transistori soojenemist mõõtmiste käigus, nõuavad lisaseadmeid ning seepärast neid siinkohal ei vaadelda.



6. 5.

Skeem transistori ühise baasiga lülituse staatiliste sisendkarakteristikute ülesvõtmiseks:

a — mõõteskeem; b — reguleeritava voolugeneraatori skeem; c — reguleeritava pingegeneraatori skeem



Π14-tüüpi transistori ühise baasiga lülituse staatilised sisendkarakteristikud

6. 6.

Mõõtes näiteks П14-tüüpi transistori emitterivoolu I_E ja -pinget U_{EB} mitmesuguste kollektoripingete U_{KB} juures, saame sarja staatilisi sisendkarakteristikuid (joon. 6. 6), mis paiknevad küllalt tihedalt, sest pingetagasisidestustegur μ_{ek} on väike ning väheneb veelgi kollektoripinge suurendamisel. Nagu eespool juba mainitud, nihkuvad karakteristikud kollektoripinge suurendamisel vasakule, s. t. et I_E = const korral U_{EB} väheneb. Sama I_E juures on ränitransistoride U_{EB} umbes 2 korda suurem kui germaaniumtransistoridel.

Staatiliste sisendkarakteristikute temperatuurisõltuvust iseloomustab joon. 6. 7. Kui $I_E = \text{const}$, siis temperatuuri tõusmisel pinge U_{EB} väheneb germaaniumtransistoridel keskmiselt 2 mV/deg, ränitransistoridel keskmiselt 3 mV/deg, kusjuures suurematel emitterivooludel on temperatuurisõltuvus väiksem.

Staatiliste väljundkarakteristikute sarja (joon. 6. 8) ülesvõtmiseks võib kasutada lülitust vastavalt joonisele 6. 9. Teise kvadranti ulatuvate karakteristikute osa ülesvõtmisel tuleb pingegeneraatori polaarsus muuta vastupidiseks.

Positiivsele kollektoripingele U_{KB} vastavate karakteristikute kujundamisel etendabtähtsat osa baasikihi mahutakistus r'_b . Et ideaalse transistori kollektorivool muuta nulliks, piisab kollektorsiirdele rakendatud päripingest U_{KB} , mis on määratav valemiga 6. 16.



 6. 7. III4-tüüpi transistori ühise baasiga lülituse staatiliste sisendkarakteristikute sõltuvus temperatuurist

Reaalses transistoris aga, nagu nähtub jooniselt 6. 10, tuleb kollektorile baasi suhtes anda $I_B r'_b$ võrra kõrgem positiivne pinge. Seega pingelang baasi mahutakistusel nihutab karakteristikud suuremate positiivsete kollektoripingete poole.

Ühise baasiga lülituse staatilised väljundkarakteristikud sõltuvad vähe temperatuurist, nihkudes vähesel määral suuremate kollektorivoolude poole A ja I_{K0} suurenemise tõttu temperatuuri tõusmisel. Kõrgemale temperatuurile vastavad karakteristikud on joonisel 6. 8 näidatud kriipsjoonega.

Ühise emitteriga lülitus. Transistori ühise emitteriga lülituse staatiliste sisendkarakteristikute ülesvõtmiseks võib kasutada joonisel 6. 11 toodud lülitust. Mõõtes transistori baasivoolu I_B ja baasipinget U_{BE} mitmesuguste kollektoripingete U_{KE} juures, saamesarja staatilisi sisendkarakteristikuid (joon. 6. 12). Erinevalt ühise baasiga lülituse staatilisest sisendkarakteristikust nihkub ühise emitteriga lülituse sisendkarakteristik kollektoripinge suurendamisel mitte vasakule, vaid paremale. See on seletatav järgmiselt. Pinge U_{KE} suurenemisel kollektorsiire laieneb ning efektiivne baasi-









6. 10. Baasi mahutakistuse mõju p-n-siirete pingestusele

paksus väheneb. Kui emittersiirde pinge U_{BE} jääb seejuures muutumatuks, siis vähemus-laengukandjate kontsentratsioon baasis väheneb, mille tagajärjel väheneb ka baasi rekombinatsioonvoolu komponent.

171



 Skeem transistori ühise emitteriga lülituse staatiliste sisendkarakteristikute ülesvõtmiseks



 Π14-tüüpi transistori ühise remitteriga lülituse staatilised sisendkarakteristikud

Sisendkarakteristikute temperatuurisõltuvus on samasuguse iseloomuga nagu ühise baasiga lülituse puhulgi — temperatuuri tõusmisel pinge emittersiirdel väheneb (joon. 6. 13). Ühtlasi nihkuvad karakteristikud mõnevõrra allapoole, sest temperatuuri tõusmisel suureneb kollektorsiirde vastuvool I_{KO} .

Staatiliste väljundkarakteristikute ülesvõtmiseks võib kasutada joonisel 6. 14 näidatud lülitust. Saadud staatiliste väljundkarakteristikute sari on kujutatud joonisel 6. 15. Erinevalt ühise baasiga







 Skeem transistori ühise emitteriga lülituse staatiliste väljundkarakteristikute ülesvõtmiseks

lülitusest ei lõika karakteristikud positiivsete kollektorivoolude juures I_{K} -telge, mistõttu normaalrežiimis töötava transistori kollektoripinge U_{KE} on alati negatiivne. Silmatorkavalt on suurenenud karakteristikute kaldenurk U_{KE} -telje suhtes: järelikult peab kollektorsiirde takistus r_{k} ühise emitteriga lülituses olema tunduvalt väiksem kui ühise baasiga lülituses (tegelikult umbes β korda). Tunduvalt suuremat mõju avaldab ühise emitteriga lülituses ka



 Π14-tüüpi transistori ühise emitteriga lülituse staatilised väljundkarakteristikud

kollektorsiirde lekkevool $I_{K0}^{(l)}$, mis baasivooluga I_B liitudes suurendab tunnusjoonte kaldenurga sõltuvust pingest U_{KE} .

Karakteristikud tihenevad suuremate kollektorivoolude suunas, sest kollektorivoolu suurenemisel vooluvõimendustegur B (samuti ka β) väheneb.

Erinevalt ühise baasiga lülitusest, kus $I_E = 0$ puhul $I_K = I_{K0}$, on ühise emitteriga lülituses $I_B = 0$ korral $I_K = I'_{K0} = (1+B)I_{K0}$.

Seetõttu on transistor ühise emitteriga lülituses mõnevõrra tüüritav ka negatiivse (vt. leppelisi voolusuundi) baasivooluga. Kui ühise baasiga lülituse väljundkarakteristikute kõverdumist normaalsete kollektori tööpingete piirkonnas pole praktiliselt märgata, siis ühise emitteriga lülituses, kus kollektorsiirde läbilöögipinge on tunduvalt madalam, hakkavad karakteristikud kõverduma juba suhteliselt madalatel kollektoripingetel. Staatiliste väljundkarakteristikute läbilöögipiirkonda vaadeldakse põhjalikumalt paragrahvis 6. 3.



 6. 16. Π14-tüüpi transistori ühise emitteriga lülituse täielik karakteristikute väli

On huvitav märkida, et karakteristikud jätkuvad ka kolmandasse kvadranti, mis vastab transistori inversioonlülitusele. Kuna kollektorsiirdele antava pinge polaarsus muutub vastupidiseks, siis siire avaneb, hakates täitma emittersiirde ülesandeid, sest sulgunud emittersiire toimib nüüd kollektorsiirdena. Karakteristikute sarjad 1. ja 3. kvadrandis pole üldjuhul sümmeetrilised, sest enamikul transistoridel $B_N \gg B_I$, näiteks $B_N = 20$ ja $B_I = 4$.

Ühise emitteriga lülituse staatiliste väljundkarakteristikute temperatuurisõltuvus on tunduvalt suurem kui ühise baasiga lülituses B ja I'_{K0} suurema temperatuurisõltuvuse tõttu. Kõrgemale temperatuurile vastavad karakteristikud on joonisel 6. 15 näidatud kriipsjoonega.

Mõnikord antakse kõik neli põhilist staatiliste karakteristikute sarja ühel joonisel. Koordinaadistiku 1. kvadrandis (joon. 6. 16) asub väljundkarakteristikute sari, 2. kvadrandis päriülekandekarakteristik (või sari), 3. kvadrandis sisendkarakteristikute sari ja 4. kvadrandis vastuülekande-karakteristikute sari. Selline paigutus on ülevaatlik ning hõlbustab ühtede karakteristikute sarjade graafilist konstrueerimist teiste kaudu.

Käsiraamatuis antud tüüpkarakteristikute kasutamisel tuleb meeles pidada, et transistoridele on omane küllalt suur iseloomustussuuruste hajuvus ka sama tüübi piires. See tähendab, et kui suurem osa antud tüübi transistoridest omab käsiraamatus toodud karakteristikutele lähedasi karakteristikuid, siis teatud osa transistoride karakteristikud võivad tüüpsetest tunduvalt erineda. Erinevuse suurust saab kindlaks määrata ainult konkreetsete transistoride mõõtmise teel.

6. 3. KARAKTERISTIKUTE ISELOOMULIKUD PIIRKONNAD JA VASTAVAD TRANSISTORI TÖÖREŽIIMID

Sõltuvalt kollektor- ja emittersiirde pingestusest eristatakse kolme transistori töörežiimi:

1) sulgerežiim, kus nii kollektor- kui ka emittersiire on suletud $(U_{KB} < 0, U_{EB} < 0);$

2) *aktiivrežiim*, kus kollektorsiire on suletud ja emittersiire avatud $(U_{KB} < 0, U_{EB} > 0);$

3) küllastusrežiim, kus mõlemad siirded on avatud $(U_{KB} > 0, U_{FB} > 0)$.

Peale loetletud režiimide võib transistor erandjuhtudel töötada veel *läbilöögirežiimis*, kus olulist osa hakkab etendama laengukandjate laviinpaljunemine kollektorsiirdel.



6. 17. Transistori ühise baasiga lülituse staatiliste väljundkarakteristikute iseloomulikud piirkonnad



 Transistori ühise emitteriga lülituse staatiliste väljundkarakteristikute iseloomulikud piirkonnad

Lähtudes sellisest jaotusest võib transistori väljundkarakteristikutel (joon. 6. 17 ja 6. 18) eraldada neli piirkonda: I — sulgepiirkond, II — aktiivpiirkond, III — küllastuspiirkond ja IV — läbilöögipiirkond.

Transistor võib püsivalt või lühiajaliselt töötada kõigis neljas töörežiimis. Kui transistor näiteks töötab lineaarse võimendina, siis tema tööpunkt ei välju karakteristikute aktiivpiirkonnast. Kui transistor töötab lülitirežiimis, siis tööpunkt asub kestvamalt küllas-

177

12 Pooljuhtseadised . . .





 Suletud transistori voolud:
 a — lahtise emitteriga režiim; b — lahtise kollektoriga režiim; c lahtise baasiga režiim; d — transistor sulge- ja aktiivrežiimi piiril; e — täielik sulgerežiim

tus- ja sulgepiirkonnas ning vaid lühiajaliselt — üleminekul ühest piirkonnast teise — läbib aktiivpiirkonna. Läbilöögipiirkonda võib transistori tööpunkt sattuda näiteks induktiivse iseloomuga kollektorkoormuse puhul, kui pole rakendatud abinõusid liigpinge ärahoidmiseks.

Sulgerežiim. Transistor on suletud, kui tema emitter- ja kollektorsiire on vastupingestatud. Järgnevate valemite tuletamisel eeldame, et kollektoriahela toitepinge on küllalt kõrge, mistõttu on U_{KB}

rahuldatud tingimus $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$, s. t. e^{φ_T} ≈ 0 . Aktiiv- ja sulgerežiimi piiril, kus $U_{EB} = 0$ (joon. 6. 19, d), saame valemeist 6. 7... ... 6. 9 määrata transistori voolud:

$$\begin{split} I_E &= \frac{A_I I_{K0}}{1 - A_N A_I} \approx B_I I_{K0} \,, \\ I_K &= \frac{I_{K0}}{1 - A_N A_I} \approx (B_I + 1) I_{K0} = I_{Ka} \,, \end{split}$$

$$I_{B} = -\frac{(1 - A_{I})I_{K0}}{1 - A_{N}A_{I}} \approx -I_{K0},$$

kus voolu $I_{\kappa a}$ nimetatakse transistori algvooluks.

Kui transistori baasile anda emitteri suhtes positiivne pinge $(U_{BE} > U_{B0})$, siis läheb transistor nn. *täielikku sulgerežiimi*. Pinget U_{B0} nimetatakse *lõikepingeks* ning ta võrdub sellise baasi ja emitteri vahelise pingega, mille puhul emitterivool muutub nulliks. Avaldise U_{B0} määramiseks saab tuletada valemist 6. 12, võttes seal $I_{E} = 0$:

$$U_{B0} = U_{BE}|_{I_E=0} = -\varphi_T \ln (1 - A_N) = \varphi_T \ln (1 + B_N).$$
6. 17.

Pinge U_{B0} suurus sõltub eelkõige transistori vooluvõimendustegutist B_N ning vähemal määral temperatuurist φ_T kaudu. Näiteks toatemperatuuril, kus $\varphi_T \approx 0,025$ V, saame transistoridele vooluvõimendusteguriga $B_N = 10...100$ valemi 6. 17 põhjal $U_{B0} =$ = 0,06...0,12 V.

Täielikult suletud transistori voolud (joon. 6. 19, e) avalduvad valemeist 6. 7... 6. 9 järgmiselt:

$$\begin{split} I_E &= \frac{A_I I_{K0} - I_{E0}}{1 - A_N A_I} \approx -\frac{B_I}{B_N} I_{K0} \approx 0, \\ I_K &= \frac{I_{K0} - A_N I_{E0}}{1 - A_N A_I} = \frac{(1 - A_I) I_{K0}}{1 - A_N A_I} \approx I_{K0}, \\ I_B &= -\frac{(1 - A_N) I_{E0} + (1 - A_I) I_{K0}}{1 - A_N A_I} \approx -I_{K0}. \end{split}$$

Toodud valemitest näeme, et täielikult suletud transistori kollektoris ja baasis voolab vastuvool I_{K0} , kusjuures emitterivool on lähedane nullile. Kui emittersiirde vastupinge on võrdne lõikepingega U_{B0} , siis emitterivool võrdub nulliga. Kui $U_{BE} < U_{B0}$, siis $I_E > 0$, kui aga $U_{BE} > U_{B0}$, siis $I_E < 0$.

Eraldi vaatlust väärib olukord, kus $I_B = 0$. Selline režiim võib esineda, kui baasiahelasse on lülitatud väga suur takistus või kui baasiväljaviik on lahti ühendatud. Sellisel juhul transistor läheb üle aktiivrežiimi, emittersiire pingestub pärisuunas ning kollektorivool kujuneb I_{KO} -st palju suuremaks. Tõepoolest, võttes avaldi-

$$U_{KE}$$

ses 6. 15 $I_B = 0$ ja e $\varphi_T = 0$, saame, et

12*

179



6. 20.

Suletud transistori suhteliste emitteri-, kollektori- ja baasivoolude s $\bar{\varpi}$ -tuvus emittersiirdele rakendatud pingest

$$U_{BE}|_{I_B=0} = -\varphi_T \ln\left(1 + \frac{B_N}{B_I}\right)$$

ja avaldisest 6. 14 samadel tingimustel:

$$l_{K} = l_{E} = (1 + B_{N}) I_{K0} = l_{K0}^{'}$$
. 6. 18.
Seega voolab lahtise baasiga transistori (joon. 6. 19, c) kollektoriahelas vastuvoolust I_{K0} tunduvalt suurem läbivvool I'_{K0} , mis võib esile kutsuda transistori ülekuumenemise ja riknemise. Siit tuleneb ka praktiline nõuanne: transistori ühendamisel pingestatud lülitusse tuleb kõigepealt külge ühendada baasiväljaviik ning alles seejärel ülejäänud väljaviigud. Seda tuleb silmas pidada eriti võimsate transistoride puhul.

Suletud transistori suhteliste emitteri-, kollektori- ja baasivoolude sõltuvus emittersiirdele rakendatud pingest on toodud joonisel 6. 20. Graafikud on koostatud valemite 6. 7...6. 9 abil transistorile, mille $B_N = 23$, $B_I = 3$ ($A_N = 0.96$, $A_I = 0.75$).

Kollektorsiirde vastuvool I_{K0} on sulgerežiimi põhiliseks iseloomustussuuruseks. Reaalsete transistoride I_{K0} koosneb termilisest komponendist $I_{K0}^{(t)}$ ja lekkekomponendist $I_{K0}^{(t)}$ (joon. 6. 21). Seega







Kui germaaniumtransistoridel termiline voolukomponent peaaegu ei sõltu kollektoripingest ja suureneb temperatuuri tõusmisel eksponentsiaalselt, siis lekkevool suureneb ligikaudu võrdeliselt kollektorsiirde vastupingega ning sõltub temperatuurist tunduvalt vähem.

Termilise voolukomponendi $I_{k0}^{(t)}$ temperatuurisõltuvus avaldub valemiga

$$I_{K0\vartheta}^{(t)} = I_{K02\vartheta}^{(t)} e^{a(\vartheta_s - 20)}, \qquad 6.19.$$

kus $I_{K0}^{(t)} = I_{K0}^{(t)}$ suurus toatemperatuuril +20°C;

a - temperatuuritegur, mis germaaniumtransistoridel võr-

dub $0,07-\frac{1}{\text{deg}}$, ränitransistoridel $0,10-\frac{1}{\text{deg}}$ (antud on keskmised väärtused, kuna α sõltub temperatuurist); θ. – kollektorsiirde temperatuur °C.

Valemi 6. 19 abil leiame, et germaaniumtransistoridel $I_{k0}^{(t)}$ kahekordistub temperatuuri tõustes 10°C võrra, ränitransistoridel ---7° C võrra. Ränitransistoride I(t) kasvab niisiis kiiremini kui germaaniumtransistoridel.

Praktilistes arvutustes võib germaaniumtransistoride puhul kasutada lihtsamat valemit:

$$I_{K0\,\emptyset}^{(t)} = I_{K0\,20}^{(t)} \cdot 2 \xrightarrow{\frac{\vartheta_s - 20}{10}} 6. \ 20.$$

Termilise voolukomponendi $I^{(\prime)}_{K0\,20}\,$ suurust võib määrata 1) mõõtes voolu $I_{K0}\,$ temperatuuril $\,+\,20^\circ\,{\rm C}$ ning madalal pingel (näiteks $U_{KB} = -1$ V), siis saadud $I_{K0,20} \approx I_{K0,20}^{(t)}$;

2) mõõtes voolu I_{κ_0} kõrgel temperatuuril (näiteks $\vartheta_s = +60^\circ$ C), siis saadud $I_{K0} \approx I_{K0}^{(t)}$, kust valemi 6. 20 abil leiame ka $I_{K0}^{(t)}$. Lekkevoolu põhjustava kollektorsiirde lekketakistuse saab määrata, mõõtes voolu I Ko kahel pingel:

$$R_{K}^{(l)} = \frac{I_{K02} - I_{K01}}{U_{KB2} - U_{KB1}} = \frac{\Delta I_{K0}}{\Delta U_{KB}}.$$

Lekkevool sõltuvalt pingest on arvutatav valemiga

$$I_{K0}^{(l)} = \frac{U_{KB}}{R_{K}^{(l)}} \,.$$

Mõnikord on käsiraamatuis antud voolu I KO väärtused kahel temperatuuril (näiteks $+20^{\circ}$ C ja $+70^{\circ}$ C), kuid samal kollektoripingel. Lugedes $I_{K0}^{(l)}$ temperatuurist sõltumatuks, võime käsiraamatu andmete põhjal määrata IK0 mõlemad komponendid ning välja arvutada I_{ko} suuruse mistahes nõutaval temperatuuril.

Näiteks II29-tüüpi transistoril on $U_{KB} = -12$ V juures $I_{KO20} =$ = 5 μ A ja $I_{K0\ 70}$ = 80 μ A. Vaja on arvutada I_{K0} suurus +50° C ja -40° C juures. Lugedes $I_{K070} \approx I_{K070}^{(t)}$, leiame valemi 6. 20 abil:

$$I_{K0\ 20}^{(t)} = \frac{I_{K0\ 70}^{(t)}}{2^{\frac{70-20}{10}}} = \frac{80}{32} = 2,5 \ \mu\text{A}.$$

182

Järelikult

$$I_{K0}^{(l)} = I_{K0\ 20} - I_{K0\ 20}^{(l)} = 5 - 2,5 = 2,5 \ \mu A.$$

Edasi leiame:

$$I_{K0\ 50} = I_{K0\ 20}^{(t)} 2^{\frac{50-20}{10}} + I_{K0}^{(l)} = 2,5 \cdot 2^3 + 2,5 = 22,5 \ \mu A \approx 23 \ \mu A;$$

$$I_{K0\ (-40)} = I_{K0\ 20}^{(t)} 2^{\frac{-40-20}{10}} + I_{K0}^{(l)} = 2,5 \cdot 2^{-6} + 2,5 \approx 2,5 \ \mu A.$$

Kui oleksime aga käsiraamatus antud voolu $I_{K0\ 20}$ võrdsustanud ainuüksi termilise voolukomponendiga, siis oleksime saanud $I_{K0\ 50} = 40 \ \mu\text{A}$ ja $I_{K0\ (-40)} = 0.08 \ \mu\text{A}$, seega kõrgel temperatuuril tunduvalt suurendatud ja madalal temperatuuril tunduvalt vähendatud vastuvoolude väärtused.

Joonisel 6. 22 on toodud II16-tüüpi transistori I_{K0} ja I'_{K0} katselised temperatuurisõltuvuse graafikud, kusjuures kriipsjoonega on



6. 22. II16-tüüpi transistori kollektorsiirde vastuvoolu I_{K0} ja läbivvoolu I'_{K0} temperatuurisõltuvus

antud valemile 6. 19 vastav kõver. Paneme tähele, et vool I'_{K0} sõltub temperatuurist suuremal määral kui I_{K0} .

Seda asjaolu aitab selgitada valem 6. 18. Näeme, et läbivvoolu I'_{K0} temperatuurisõltuvus on otseselt seotud vooluvõimendusteguri B_N temperatuurisõltuvusega, mis väikestel vooludel on küllaltki suur.



6. 23.

Transistori küllastusrežiim:

a — küllastatava transistori pingestus; b — tööpunkti liikumine transistori viimisel küllastusrežiimi

Küllastusrežiim. Vaatleme, kuidas liigub joonisel 6. 23, a näidatud lülituses transistori tööpunkt väljundkarakteristikute sarjale kantud koormussirgel. Kui baasivool $I_B < 0$, asub tööpunkt punktis A (joon. 6. 23, b) ning transistor on suletud. Baasivoolu suurendamisel $(I_B > 0)$ liigub tööpunkt karakteristikute aktiivpiirkonda — kollektorivool suureneb ning -pinge väheneb. Teatud baasivoolul I_{Bs} jõuab tööpunkt punkti B, kus $U_{KE} = U_{BE}$, s. t. $U_{KB} = 0$ — aktiivrežiimi ja küllastusrežiimi piirile. Edasisel baasivoolu suurendamisel pinge U_{KE} enam oluliselt ei vähene, kollektorsiire pingestub aga pärisuunas ($U_{KB} > 0$). Transistor on jõudnud küllastusrežiimi, kus emitter- ja kollektorsiire mõlemad on avatud ning kollektorivool saavutanud maksimaalse väärtuse, mis on määratud toiteallika pingega E_K ja kollektoritakistusega R_k , kuna $|U_{KE}| \ll \ll E_K$ Kollektorivool aktiiv- ja küllastusrežiimi piiril

$$I_{Ks} = \frac{E_K - U_{KEs}}{R_k} \approx \frac{E_K}{R_k},$$
6. 21.

kus U_{KEs} — kollektori ja emitteri vaheline pinge aktiiv- ja küllastusrežiimi piiril.

Valemeist 6. 8 ja 6. 9 leiame baasivoolu väärtuse I_{Bs}, mis on vaja-

lik selleks, et transistor töötaks aktiiv- ja küllastusrežiimi piiril:

$$I_{BS} = \frac{I_{KS}}{B_N}.$$
 6. 22.

Seega on ühise emitteriga lülituses transistori küllastamiseks vaja täita tingimus

Mida suurem on I_B , võrreldes I_{Bs} -ga, seda tugevamini on transistor küllastunud. Transistori küllastuse määra iseloomustab küllastustegur s, mis näitab, mitu korda on tegelik baasivool suurem antud kollektorivoolu küllastamiseks vajalikust minimaalsest baasivoolust:

$$s = \frac{I_B}{I_{Bs}} = \frac{B_N I_B}{I_{Ks}}$$
. 6. 24.

Nagu valemist järeldub, on küllastusrežiimi piiril s = 1, küllastusrežiimis aga s > 1.

Edaspidi tähistame küllastunud transistori kollektorivoolu tähisega I_{κ} ning eeldame, et $I_{\kappa} \approx I_{\kappa s}$.

Küllastunud transistori elektroodidevahelised pinged on väga väikesed, vaid mõni kümnendik volti. Valemid ideaalse transistori jääkpingete määramiseks saab tuletada avaldistest 6.7... ... 6. 10:

$$U_{BE} \approx -\phi_T \ln \left[1 + \frac{I_K}{I'_{K0}} \left(\frac{B_N}{B_I} + \frac{s}{A_I} \right) \right], \qquad 6. 25.$$

$$U_{KB} \approx \varphi_T \ln \left[1 + \frac{I_K}{I_{K0}} \left(s - 1 \right) \right], \qquad \qquad 6. 26.$$

$$U_{KE} = U_{BE} + U_{KB} \approx \varphi_T \ln \frac{\frac{I_{K0}}{I_K} + s - 1}{\frac{I_{K0}}{I_K} + \frac{B_N}{B_I} + \frac{s}{A_I}} \approx$$

$$\approx \varphi_T \ln \frac{s-1}{\frac{B_N}{B_I} + \frac{s}{A_I}}$$

6. 27.

Arvutame väikesevõimsuselise transistori jääkpinged toatemperatuuril, kui transistori parameetrid on järgmised: $B_N = 33$, $B_I =$

= 3 ja $I'_{K0} = 100 \ \mu\text{A}$. Töövooluks valime $I_K = 10 \ \text{mA}$, seega suhe $\frac{I_K}{I'_{K0}} = 100$. Kasutades valemeid 6. 25... 6. 27 saame s = 1 puhul $U_{BEs} = U_{KEs} \approx -0.18 \ \text{V}, \ s = 2$ puhul $U_{BE} \approx -0.18 \ \text{V}, \ U_{KB} = 0.12 \ \text{V}, \ U_{KE} \approx -0.06 \ \text{V}, \ s = \infty$ puhul aga saame, et $U_{KE} \approx \approx -7 \ \text{mV}$.

Praktika seisukohalt pakuvad kõige enam huvi pinged U_{BE} ja U_{KE} . Neist esimene hakkab s suurenemisel aeglaselt kasvama, teine aga kiiresti kahanema ning $s \rightarrow \infty$ puhul saavutab minimaalse väärtuse:

$$U_{KE min} = - \varphi_T \ln \frac{1}{A_I}.$$

Tegelikult on transistori jääkpinged mõnevõrra suuremad, sest valemite 6. 25...6. 27 abil leitud pingetele liituvad pingelangud kollektori-, emitteri- ja baasimaterjali mahutakistustel r'_k , r'_e , r'_b ning väljaviikude takistustel. Näiteks $\Pi 13...\Pi 16$ -tüüpi transistoridel on r'_k , r'_e ja väljaviikude keskmised takistused vastavalt 0,15 Ω , 0,4 Ω ja 0,12 Ω . Peale selle avaldavad jääkpingete suurusele mõju veel mitmed nähtused, mida ideaalse transistori mudeli juures arvesse ei võetud.

Reaalse transistori jääkpinged (joon. 6. 24) avalduvad järgmiselt:

$$\begin{aligned} U'_{BE} &= U_{BE} + I_{K} r'_{e} + I_{B} (r'_{e} + r'_{b}) \\ U'_{KE} &= U_{KE} + I_{K} (r'_{e} + r'_{k}) + I_{B} r'_{e} \end{aligned}$$
 6. 28.

Joonisel 6. 25 on kujutatud ideaalse ja reaalse transistori küllastuskarakteristikud — U_{BE} , U'_{BE} , U_{KE} ja U'_{KE} sõltuvalt baasivoolust I_B konstantsel kollektorivoolul I_K . Näeme, et reaalse transistori puhul baasivoolu (küllastuse) suurendamisel U'_{KE} esialgu väheneb, pärast aga hakkab suurenema, sest tunduva baasivoolu tõttu hakkab mõju avaldama pingelang $I_B r'_e$. Kõver $U'_{BE} = f(I_B)$ omandab aga suurema kalde pingelangu $I_B (r'_e + r'_b)$ tõttu. Edaspidi tähistame reaalse transistori jääkpinged samuti kui ideaalse transistori puhul.

Joonisel 6. 26 on toodud $\Pi 4\Gamma$ -tüüpi transistori katseliselt ülesvõetud küllastuskarakteristikud erinevate kollektorivoolude jaoks. Siin on huvitav tähele panna, et suurematel kollektorivooludel $(I_K > 2 \text{ A})$ esineb $U_{BE} = f(I_B)$ graafikul negatiivse diferentsiaalse takistusega lõik, s. t. baasivoolu I_B suurenemisel U_{BE} väheneb. See on tingitud baasitakistuse r'_{b} modulatsiooni efektist suurematel



6. 24. Reaalse transistori jääkpinged küllastusrežiimis

Ideaalse ja reaalse transistori küllastuskarakteristikud 6. 25.



Π4Γ-tüüpi transistori küllastuskarakteristikud 6. 25.

küllastusvooludel: nimelt suurtel voolutihedustel väheneb r_b kiiremini kui suureneb baasivool I_B .

Tähtsaks küllastus
režiimi parameetriks on küllastustakistus $R_{s}\,,$ mis avaldub suhtena

$$R_s = \frac{U_{KE}}{I_K} \,. \tag{6. 29.}$$

Transistori küllastustakistust iseloomustab esimeses lähenduses väljundkarakteristikute algusosa kaldenurk ψ voolutelje suhtes (joon. 6. 27). Toodud lähenduses ei sõltu küllastustakistus R_s jääva $I_R = I_{Ks}$ puhul küllastava baasivoolu suurusest $I_B \ge I_{Bs}$. Tegelikult see täpselt nii ei ole, sest $U_{KE} = f(I_B)$, kui $I_R = \text{const}$, mis on näha ka $\Pi 16$ -tüüpi transistori staatiliste väljundkarakteristikute «suurendatud» algusosast joonisel 6. 28. Väikesevõimsuselistel transistoridel on küllastustakistuse R_s suurus tavaliselt mõni oom. Võimsatel transistoridel on R_s umbes üks suurusjärk väiksem.



 Küllastustakistuse R_s määramine transistori staatiliste väljundkarakteristikute sarjalt

Läbilöögirežiim. Kui transistori siirdeid vaadelda eraldi, siis suurtel vastupingetel arenevad seal samasugused läbilööginähtused nagu üksiku *p-n-*siirde puhulgi (vt. § 2. 4). Vaatleme kõigepealt kollektorsiirde läbilööki ühise baasiga lülituses. Arvestades põrkeionisatsiooni tegurit *M*, kehtib seos

$$I_{K} = M(AI_{E} + I_{K0}).$$

Vaatleme olukorda, kui $I_E = 0$.



 6. 28. Π16-tüüpi transistori ühise emitteriga lülituse staatiliste väljundkarakteristikute algusosa

Läbilöögi puhul kollektorivool I_{κ} kasvab piiramatult, mis on võimalik ainult siis, kui $M \to \infty$. Sellest tingimusest saamegi avaldada pinge $U_{\kappa B}$ väärtuse, mis on ühtlasi kollektorsiirde läbilöögipingeks ühise baasiga lülituses. Valemist 4. 2 leiame, et M = $= \infty$ puhul $U_{\kappa B} = U_{M}$.

Seega on ühise baasiga lülituses kollektorsiirde läbilöögipinge võrdne üksiku p-n-siirde laviinläbilöögi pingega U_M . Peab märkima, et laviinläbilöök tekib ainult sel juhul, kui vastupinge kollektorsiirdel kasvab kiiresti. Vastasel korral jõuab transistor soojeneda, mis viib termilisele läbilöögile. Tavaliselt esinevad mõlemad läbilöögimehhanismid üheaegselt ja olenevalt töörežiimist on neist üks või teine ülekaalus.

Vaatleme nüüd transistori läbilöögipinget ühise emitteriga lülituses.

Ühise emitteriga lülituse jaoks kehtib seos

$$I_{K} = MA(I_{K} + I_{B}) + MI_{K0}$$
.

Juhul kui $I_{B} = 0$

$$T_{K} = \frac{MI_{K0}}{1 - MA}$$

Läbilöögi tingimuseks on ilmselt MA = 1, sest siis $I_K \rightarrow \infty$. Kasutades nüüd valemit 4. 2, saame:

$$U_{\alpha} = U_M \sqrt[n]{1-A} \approx \frac{U_M}{\sqrt[n]{B}}, \qquad \qquad 6. 30.$$

kus U_{α} — ühise emitteriga lülituse laviinläbilöögipinge, millejuures resulteeriv vooluvõimendustegur MA = 1.

Nagu valemist 6. 30 selgub, on transistori läbilöögipinge ühise emitteriga lülituses umbes $\sqrt[n]{B}$ korda väiksem kui ühise baasiga lülituses. U_{α} arvutamisel vajalik pinge U_{M} leitakse valemist 4. 1. kus ϱ all tuleb mõista transistori baasimaterjali eritakistust ühikuga Ω cm. Tegur *n* leitakse tabelist 4. 1.

Näiteks *p-n-p*-tüüpi germaaniumtransistoril, mille $\varrho_b = 1,5 \ \Omega \text{cm}$, pinge $U_M = 106 \text{ V}$. Kui sama transistori B = 30, siis saame vastavalt valemile 6. 30, et n = 3 puhul $U_{\alpha} = 34 \text{ V}$.

Nullist erinevate baasivoolude korral $(I_B > 0)$ on läbilöögikarakteristikute iseloom samasugune, kuid läbilöögipinge U_{α} mõnevõrra väheneb I_B suurenedes (joon. 6. 29), kuna transistor hakkab märgatavalt soojenema, mistõttu B suureneb. Kollektorsiirde temperatuuri tõusmisel nii U_M kui ka U_{α} vähenevad.

Kui emittersiirdele anda küllaldane sulgev pinge E_{B} (joon. 6. 30),



6. 29.

. Π16A-tüüpi transistori läbilöögikarakteristikud

siis madalamatel kollektoripingetel on emittersiire suletud ja vool MI_{K0} voolab baasiahelas. Kollektoripinge suurendamisel suureneb ka vool MI_{K0} , mis tekitab baasi mahutakistusel r'_b ja välisel baasitakistusel R_b emittersiirde suhtes avava pingelangu. Teatud kollektoripinge väärtusel MI_{K0} $(R_b + r'_b) \ge E_B$, emittersiire avaneb ja toimub kollektorivoolu ümberjagunemine baasi- ja emitteriahela vahel: suurem osa kollektorivoolust voolab emitterisse, väiksem osa baasi. Voolude ümberjagunemise tulemusena pinge transistoril väheneb ning läheneb pingele U_{α} . Paneme tähele, et läbilöögikarakteristikul tekib seejuures negatiivse diferentsiaalse takistusega osa (joon. 6. 29).



Põhimõtteliselt samasugused nähtused esinevad ka siis, kui joonisel 6. 30 näidatud lülituses $E_B = 0$, s. t. transistor on passiivselt suletud takistusega R_b ($R_b = \infty$ ja $R_b = 0$ vastavad juhtudele, kui $I_B = 0$ ja $U_{RF} = 0$).

Sulgeva pinge E_B suurendamisel (või takistuse R_b vähendamisel) nihkub läbilöögikarakteristikute käänupunkt suuremate kollektoripingete poole.

Joonisel 6. 29 näidatud karakteristikute kulg läbilöögipiirkonnas on iseloomulik kõigile pindtransistoridele, kusjuures püütakse vältida tööpunkti sattumist läbilöögipiirkonda. Erandi moodustavad siin nn. *laviintransistorid*, millede normaalne töö kulgeb just väljundkarakteristikute läbilöögipiirkonnas.

Kui transistori tööpunkt satub karakteristikute läbilöögipiirkonda, võib tekkida nn. *sekundaarne läbilöök* — pinge kollektoril väheneb hüppeliselt mõne voldini ning transistor rikneb mõne sekundikümnendiku möödumisel isegi siis, kui transistori kaovõimsus on väiksem maksimaalselt lubatavast. Emittersiirde sulgepinge suurendamisel kollektorivool, mille juures tekib sekundaarne läbilöök, väheneb (vt. joon. 6. 29).

Sekundaarse läbilöögi teooria on veel lõplikult välja töötamata. Katseliselt on kindlaks tehtud, et sekundaarne läbilöök algab, kui temperatuur mõnes p-n-siirde punktis saavutab kriitilise suuruse, mille juures termogeneratsiooni teel tekkivate laengukandjate (omajuhtivuse laengukandjate) kontsentratsioon muutub võrdseks lisandite kontsentratsiooniga vastavas ruumlaengu osas. p-n-siirdel tekib kanal läbimõõduga mõni mikromeeter, mille juhtivus on tunduvalt suurem ülejäänud p-n-siirde juhtivusest. Voolutihedus



6. 31. Võimalusi sekundaarse läbilöögi vältimiseks

kanalis suureneb, põhjustades temperatuuri-edasise tõusu. Kanal muutub omajuhtivaks — tema juhtivus suureneb temperatuuri tõusmisel eksponentsiaalselt. Pärast pooljuhi sulamistemperatuuri saavutamist suureneb kanali erijuhtivus järsult, olles räni ja germaaniumi puhul vastavalt 30 ja 15 korda suurem tahke pooljuhi erijuhtivusest sulamistäpi lähedal.

On kindlaks tehtud, et sekundaarse läbilöögi tekkimiseks kulub teatud ajavahemik, mis on pöördvõrdeline *p-n*-siirdel hajuva võimsusega. Kui ümbritseva keskkonna temperatuur on kõrgem, siis sama kaovõimsuse puhul sekundaarse läbilöögi tekkimiseks kuluv ajavahemik lüheneb.

Kuna sekundaarse läbilöögi karakteristikud võivad sattuda lülitirežiimis töötava transistori väljundkarakteristikute tööpiirkonda, on tähtis vaadelda sekundaarse läbilöögi vältimise võimalusi.

Joonisel 6. 31 on kujutatud transistori väljundkarakteristikud, millele on kantud aktiivsele kollektorkoormusele vastav koormussirge *AB*. Kollektoriahela toitepinge on valitud küllalt madal — $E_{\rm K} < U_{\alpha}$. Koormussirge lõikab läbilöögikarakteristikut $U_{BE} > 0$ kolmes punktis, millest *I* ja *3* on stabiilse tasakaalu punktid. Kui küllastunud transistori tööpunkt asub punktis *O*, siis baasile sulgeva pinge andmisel hakkab tööpunkt piki koormussirget liikuma punkti *3* poole. Kuna ága punkt *I* on stabiilse tasakaalu punkt, siis tööpunkt jääb sinna peatuma. See aga tähendab, et baasile antavast sulgepingest hoolimata transistor ei sulgu, vaid jääb tööle küllastusrežiimi voolule lähedase kollektorivooluga. Kui otsekohe voolu ei katkestata, põleb transistor läbi. Kui tööpunkt satub ebastabiilsesse punkti *2*, toimub sekundaarne läbilöök ning tööpunkt liigub punkti 1. Tööpunkt võib sattuda punkti 2, kui transistori baasile anda positiivne pingeimpulss, mille rinne on tunduvalt lühem difusiooniprotsesside kestusest baasis.

On selge, et sekundaarse läbilöögi oht on kõrvaldatud, kui koormussirge *AB* ei lõika läbilöögikarakteristikut lõikudes *ab* ja *bc*. Seda on võimalik saavutada

1) kollektorivoolu vähendamisega koormustakistuse R_k suurendamise teel (koormussirge AB'),

2) kollektoripinge vähendamisega konstantse koormustakistuse puhul (koormussirge A'B''),

3) baasile antava sulgepinge vähendamisega (kriipsjoonega antud läbilöögikarakteristik).

Lisanähtusi, mis tekivad induktiivse iseloomuga kollektorkoormuse puhul, vaadeldakse paragrahvis 8. 3.

7. TRANSISTOR LINEAARSES VÕIMENDUSREŽIIMIS

7. 1. TRANSISTOR KUI LINEAARNE NELIKLEMM

Aktiivrežiimis töötavat transistori nagu elektronlampigi võib nõrga vahelduvsignaali¹ jaoks vaadelda lineaarse aktiivse neliklemmina. Selliselt võib käsitada näiteks transistore, mis töötavad madalsagedus-eelvõimendusastmetes, kõrg- ja vahesagedusvõimendusastmetes. Madalsagedusvõimendi lõppastmes töötavat transistori, mis võimendab suure amplituudiga vahelduvsignaali, ei saa vaadelda lineaarse neliklemmina ning vajalike pingete ja voolude leidmiseks tuleb kasutada transistori staatilisi pinge-voolukarakteristikuid.

Neliklemmiks nimetatakse elektrilülitust, millel võib eraidada ühe paari klemme signaaliallika ja teise paari klemme koormustakistuse külgeühendamiseks. Üldkujul tähistatakse neliklemmi ristkülikuna, millel on kaks paari klemme — sisendklemmid 1-1 ja väljundklemmid 2-2 (joon. 7. 1). Neliklemm koos külgeühendatud signaaliallikaga E_g ja koormustakistusega Z_k on kujutatud joonisel 7. 2. Mõlemal joonisel on noolte abil näidatud pingete ja voolude leppelised positiivsed suunad, mis võetakse aluseks ka neliklemmi võrrandite koostamisel.

Kui vaadeldav neliklemm sisaldab ainult lineaarseid elemente, s. t. selliseid elemente, mille parameetrid (näit. takistus, induktiivsus jne.) ei sõltu elementi läbivast voolust ega temale rakendatud pingest, siis nimetatakse neliklemmi lineaarseks. Muudel juhtudel on tegemist mittelineaarse neliklemmiga. Üldiselt on kõik neliklemmid suuremal või vähemal määral mittelineaarsed, kuid paljudel juhtudel võib seda mitte arvestada ja lugeda neliklemmi antud signaaliamplituudi jaoks lineaarseks. Neliklemme jaotatakse veel

¹ Vahelduvsignaal loetakse nõrgaks, kui tema amplituudi suurendamine kaks korda ei põhjusta mõõdetava parameetri muutumist rohkem kui <u>+</u>5%.

aktiivseteks ja passiivseteks. Aktiivne neliklemm sisaldab peale passiivsete elementide (takistused, mahtuvused jne.) ka voolu- või pingegeneraatoreid.

Sõltumatult neliklemmi sisemise lülituse keerukusest väljenduvad lineaarse neliklemmi väliste pingete ja voolude $(U_1, U_2, I_1 \text{ ja } I_2)$ vahelised seosed kahest sõltumatute kordajatega lineaarvõrrandist koosneva võrrandisüsteemina. Valides neist neljast pingest ja voolust ükskõik millised kaks sõltumatuteks muutujateks, saame koostada 6 erinevat võrrandisüsteemi. Tegelikult piisab neliklemmi täielikuks iseloomustamiseks ainult ühest võrrandisüsteemist, sest kõik teised süsteemid on võimalik sellest üheselt tuletada.

Põhjalikumalt süvenemata lineaarsete neliklemmide teooriasse, püüame neliklemmide põhiseoseid ära kasutada transistori elektriliste omaduste iseloomustamiseks. Teatavasti on transistoril elektrilülitusse ühendamiseks kolm väljaviiku - emitteri-, baasija kollektoriväljaviik. Seega kujutab transistor endast tegelikult elektrilist kolmklemmi; neliklemmina aga võime teda vaadelda juhul, kui üks sisendklemm on vahetult ühendatud ühe väljundklemmiga (joon. 7. 3). Sellist neliklemmi nimetatakse ka lühis. küljega neliklemmiks. Kuna transistoril kui võimenduselemendi! võime ühiseks elektroodiks valida kas emitteri, baasi või kollektori, siis transistorneliklemmi iseloomustamiseks võiks kokku koostada 18 erinevat võrrandisüsteemi. Selleks puudub aga vajadus ning laialdast kasutamist leiab neist ainult 9 süsteemi (õieti küll 3 erinevate muutujatega süsteemi, millest igaühel on veel 3 kordajate poolest erinevat kuju sõltuvalt sellest, milline on transistori ühine elektrood).

7. 1. Neliklemm üldkujul



 Neliklemm koos külgeühendatud signaaliallika ja koormustakistusega



Üldiselt on transistor tugevasti mittelineaarne element, s. t. tema elektrilised omadused sõltuvad tunduvalt transistori läbivatest vooludest ning elektroodidele rakendatud pingetest. Kui aga transistor töötab režiimis, kus vahelduvpingete amplituudid on küllalt väikesed, võime transistori karakteristikute mittelineaarsust tööpunkti ümbruses mitte arvestada ning vaadelda transistori kui

13*

7. 3. Transistorneliklemm:

a — ühise baasiga lülitus; b ühise emitteriga lülitus; c — ühise kollektoriga lülitus

lineaarset neliklemmi. Kuna transistorneliklemmi parameetreid kasutatakse enamasti mitmesuguste vahelduvpinge võimendite arvutamisel, siis vaatleme ka vastavaid diferentsiaalseid (vahelduvvoolu) parameetreid, jättes kõrvale alalisvooluringid, mille abil antakse ette sobiv transistori tööpunkt.

Reaalsete neliklemmide, sealhulgas ka transistorneliklemmi parameetrid on üldiselt komplekssed suurused, sisaldades nii reaal- kui ka imaginaarosa. Edaspidi tähistame komp-



leksseid parameetreid suurte tähtedega, mittekompleksseid (reaalseid) parameetreid aga väikeste tähtedega.

Vaatleme lähemalt, milliseid põhilisi võrrandisüsteeme kasutatakse transistori kui neliklemmi iseloomustamiseks. Valides sõltumatuteks muutujateks näiteks neliklemmi sisend- ja väljundvoolud I_1 ja I_2 , saame koostada järgmise võrrandisüsteemi:¹

Lineaarvõrrandite kordajad Z_{ij} iseloomustavad täielikult vaadeldava neliklemmi elektrilisi omadusi, moodustades neliklemmi Zparameetrite süsteemi. Nagu võrranditest nähtub, on lineaarvõrrandite kordajad Z_{ij} kõik takistuse dimensiooniga. Seetõttu nimetatakse Z-parameetreid tihti ka takistusparameetriteks.

Valides sõltumatuteks muutujateks neliklemmi sisend- ja väljundpinged U_1 ja U_2 , saame võrrandisüsteemi:

¹ Siin pinged U_1 , U_2 ja voolud I_1 , I_2 on vastavate vahelduvkomponentide komplekssed efektiivväärtused. Kui võrrandisüsteemi kordajateks on mittekomplekssed (aktiivsed) *z*-, *y*- või *h*-parameetrid, tähistavad U_1 , U_2 , I_1 ja I_2 vastavate vahelduvkomponentide efektiivväärtusi.

kus kõik kordajad Y_{ij} on juhtivuse dimensiooniga, moodustades *Y-parameetrite* ehk *juhtivusparameetrite* süsteemi.

Valides sõltumatuteks muutujateks aga sisendvoolu I_1 ja väljundpinge U_2 , saame koostada võrrandisüsteemi

Saadud võrrandites on H_{11} ja H_{22} vastavalt takistuse ja juhtivuse dimensiooniga, H_{12} ja H_{21} aga dimensioonita suurused. Kordajad H_{ij} moodustavad *H-parameetrite* ehk *hübriidparameetrite* süsteemi.

Erinevad parameetrite süsteemid on omavahel üheselt seotud. Üleminekul ühest parameetrite süsteemist teise võib kasutada valemeid, mis on toodud lisas 3.

7. 2. TRANSISTORI Z-, Y- JA H-PARAMEETRID

Z-parameetrid. Et võrrandisüsteemist 7. 1 avaldada *Z*-parameetrid pingete ja voolude kaudu, tuleb kordamööda võtta nulliks kas sisendvool I_1 või väljundvool I_2 . See tähendab, et transistori *Z*-parameetrid määratakse sisendi ja väljundi tühijooksuolukorras.¹ Seega omandavad transistori *Z*-parameetrid konkreetse tähenduse:

$$Z_{11}=\frac{U_1}{I_1},$$

kui $I_2 = 0$ — transistori sisendtakistus avatud väljundi korral;

$$Z_{12}=\frac{U_1}{I_2}\,,$$

kui $I_1 = 0$ — vastuülekandetakistus, mis iseloomustab väljundvoolu mõju sisendpingele avatud sisendi korral;

$$Z_{21} = \frac{U_2}{I_1}$$
.

kui $I_2 = 0$ — päriülekandetakistus, mis iseloomustab sisendvoolu mõju väljundpingele avatud väljundi korral;

$$Z_{22} = \frac{U_2}{I_2},$$

kui $I_1 = 0$ — väljundtakistus avatud sisendi korral.

¹ Siin ja edaspidi vaadeldakse neliklemmi tühijooksu- või lühiseolukorda signaali vahelduvkomponendi jaoks.

Kui transistor töötab suhteliselt madalatel signaalisagedustel, mis ei ületa mõndakümmend kilohertsi (sõltuvalt transistori tüübist), võib lugeda kõik Z-parameetrid aktiivtakistuslikeks ning tähistada neid väikeste tähtedega z_{ii} .

Transistori kui neliklemmi aseskeemi on võimalik koostada kahel erineval põhimõttel. Esiteks, me võime koostada transistori aseskeemi, lähtudes otseselt neliklemmi võrranditest. Saadud aseskeem, mis sisaldab kõik neliklemmi parameetrid, võib praktiliseks kasutamiseks olla väga kohane, kuid ei kajasta küllalt ülevaatlikult transistoris toimuvaid füüsikalisi nähtusi. Sellise aseskeemi puuduseks on ka veel asjaolu, et erinevate transistori lülitusviiside puhul on aseskeemi elementide väärtused (s. t. ka vastavate neliklemmi parameetrite väärtused) erinevad. Edaspidi tähistamegi neliklemmi parameetreid ühise baasiga, emitteriga või kollektoriga lülituses vastavalt indeksitega b, e ja k. Näiteks parameeter z_{11b} tähistab transistori madalsageduslikku sisendtakistust avatud väljundi korral ühise baasiga lülituses.

Teiseks võimaluseks on siduda neliklemmi parameetrid transistori füüsikalise aseskeemi ehk nn. T-kujulise aseskeemi parameetritega. Viimane aseskeem on ülevaatlikum ning aitab paremini mõista füüsikalisi seoseid üksikute aseskeemi elementide vahel.

 Transistori z-parameetritega aseskeem



Vaatleme, milliseks kujuneb transistori aseskeem, mis on koostatud võrrandisüsteemist 7. 1 lähtudes. Aseskeemi (joon. 7. 4) lülitatud pingegeneraatorid näitavad, et on tegemist aktiivse neliklemmiga. Pingegeneraator $z_{21}I_1$ neliklemmi väljundringis iseloomustab transistori võimendusomadusi, pingegeneraator $z_{12}I_2$ sisendringis aga võtab arvesse transistori sisemist tagasisidestust. Tuleb silmas pidada, et kui tühijooksu olukorras vool I_1 või I_2 muutub nulliks, siis muutub nulliks ka vastava pingegeneraatori elektromotoorjõud. Toodud aseskeem jääb kehtima transistori mistahes lülitusviisi korral, muutuvad ainult aseskeemi parameetrite väärtused.

Joonisel 7. 4 kujutatud z-parameetritega aseskeemi kasutatakse vähe. Rohkem kasutatakse voolu- või pingegeneraatoriga T-kujulisi aseskeeme, mis on toodud joonisel 7. 5. Selgitame, millised on seosed madalsageduslike z-parameetrite ja T-kujulise aseskeemi parameetrite ning suuruste a, r_m ja vooluvõimendusteguri α_0 vahel.



Transistori madalsageduslik T-kujuline aseskeem:
 a — voolugeneraatoriga; b — pingegeneraatoriga

Selleks koostame T-kujuliste aseskeemide jaoks neliklemmi võrrandid, kusjuures tähistame $U_{eb} = U_{1} \cup U_{kb} = U_2$, $I_e = I_1$ ja $I_k = I_2$. Voolugeneraatoriga aseskeemi kohta (joon. 7. 5, *a*) võib kirjutada:

$$U_{1} = (r_{e} + r_{b})I_{1} + r_{b}I_{2} U_{2} = (ar_{k} + r_{b})I_{1} + (r_{k} + r_{b})I_{2}$$
7. 4.

ja pingegeneraatoriga aseskeemi kohta (joon. 7. 5, b):

$$\left. \begin{array}{l} U_1 = (r_e + r_b) I_1 + r_b I_2 \\ U_2 = (r_m + r_b) I_1 + (r_k + r_b) I_2 \end{array} \right\} \; . \label{eq:U1}$$

Võrreldes saadud võrrandeid võrrandisüsteemiga 7. 1, võime analoogia põhjal kirjutada, et

$$\begin{aligned} z_{11b} &= r_e + r_b; \quad z_{12b} = r_b; \\ z_{21b} &= ar_k + r_b = r_m + r_b; \quad z_{22b} = r_k + \dot{r}_b. \end{aligned}$$

Tuletame võrrandisüsteemist 7. 4 vooluvõimendusteguri α_0 avaldise:

$$\alpha_0 = \frac{I_2}{I_1} \bigg|_{U_2 = 0} = \frac{z_{21b}}{z_{22b}} = \frac{ar_k + r_b}{r_k + r_b} \approx a.$$

Näeme, et üldiselt $a \neq \alpha_0$. Viimane lähendus on tehtud eeldusel, et $r_k \gg r_b$, mis pindtransistoride puhul ka alati kehtib. Kuna tegurid a ja α_0 omavahel oluliselt ei erine, siis edaspidi kasutame T-kujulises aseskeemis vooluvõimendustegurit α_0 .

Parameetri z_{21b} valemeist on kergesti leitav, et

$$r_m = ar_k \approx \alpha_0 r_k \,.$$

Saadud avaldistest võib tuletada ka vastupidised seosed:

$$\begin{split} r_e &= z_{11b} - z_{12b}; \quad r_b = z_{12b}; \quad r_k = z_{22b} - z_{12b}; \\ r_m &= z_{21b} - z_{12b}; \quad \alpha_0 = \frac{z_{21b}}{z_{22b}}. \end{split}$$

Analoogiliselt saab tuletada üleminekuvalemid ka ühise emitteriga ja ühise kollektoriga lülituse jaoks.

z-parameetreid kasutatakse suhteliselt vähe. Üheks põhjuseks on asjaolu, et parameetrid z_{11} ja z_{21} tuleb mõõta tühijooksu olukorras transistori väljundil, mida on aga raske saavutada transistori suure väljundtakistuse tõttu. Enamikul väikesevõimsuselistel transistoridel on ühise baasiga lülituse takistusparameetrite väärtused vahemikes:

$$z_{11b} = 50 \dots 500 \ \Omega;$$
 $z_{12b} = 40 \dots 400 \ \Omega;$ $z_{2\ b} = 0, 1 \dots 1 \ M\Omega$ ja $z_{22b} = 0, 1 \dots 1 \ M\Omega.$

Seosed takistusparameetrite ja T-kujulise aseskeemi parameetrite vahel kõigi kolme lülitusviisi jaoks on toodud lisas 4.

Y-parameetrid. *Y*-parameetrite avaldamiseks võrrandisüsteemist 7. 2 tuleb kordamööda võtta nulliks kas sisendpinge U_1 või väljundpinge U_2 . Seega määratakse transistori *Y*-parameetrid lühistatud sisendi või väljundi korral:

$$Y_{11} = \frac{I_1}{U_1},$$

kui $U_2 = 0$ — transistori sisendjuhtivus lühistatud väljundi korral;

$$Y_{12} = \frac{I_1}{U_2},$$

kui $U_1 = 0$ — vastuülekandejuhtivus, mis iseloomustab väljundpinge mõju sisendvoolule lühistatud sisendi korral;

$$Y_{21} = -\frac{I_2}{U_1},$$

kui $U_2 = 0$ — päriülekandejuhtivus, mis iseloomustab sisendpinge mõju väljundvoolule lühistatud väljundi korral;

$$Y_{22} = \frac{I_2}{U_2},$$

kui $U_1 = 0$ — väljundjuhtivus lühistatud sisendi korral.

Lähtudes võrrandisüsteemist 7. 2 saab koostada transistori aseskeemi Y-parameetrite kasutamisega (joon. 7. 6). Rohkem rakendamist leiab aga transistori Π -kujuline aseskeem, mis on ühise emitteriga lülituse jaoks toodud joonisel 7. 7. Juhtivused y_{be} , y_{bk} ja y_{ke} tähistavad vastavate transistori elektroodide vahelisi juhtivusi, kuna voolugeneraatori S_0U_{be} olemasolu aseskeemis viitab vaadeldava neliklemmi aktiivsele iseloomule. Suurust S_0 nimetatakse transistori tõusuks, mis nagu elektronlampide puhulgi avaldub seadise väljundvoolu ja sisendpinge suhtena lühistatud väljundi korral. Seega

$$S_0 = \frac{I_k}{U_{be}}\Big|_{U_{ke}=0} = y_{21e}$$
.

Nagu T-kujulise aseskeemi puhulgi, ei sõltu Π -kujulise aseskeemi parameetrid transistori lülitusviisist ning on üheselt avaldatavad y-parameetrite kaudu.

 Transistori y-parameetritega aseskeem



7. 7.

Transistori ühise emitteriga lülituse II-kujuline aseskeem

Kui transistori Π -kujulist aseskeemi võrrelda vaakuumtrioodi aseskeemiga, siis selgub, et need on sarnased. Transistori aseskeemi juhtivustele y_{be} , y_{bk} ja y_{ke} vastavad vaakuumtrioodi võre ja katoodi (y_{vk}) , võre ja anoodi (y_{va}) ning anoodi ja katoodi (y_{ak}) vahelised juhtivused. Sellise aseskeemide analoogia tõttu saab transistorskeemidele kohandada elektronlampide jaoks väljatöötatud analüüsimetoodikat.

Selgitame, milliseid väärtusi omavad transistori ja vaakuumtrioodi Π-kujuliste aseskeemide vastavad parameetrid. Kuna käesolevas paragrahvis vaatleme madalsageduslikke parameetreid, siis võime jätta elektronlambi elektroodide vahelised mahtuvusjuhtivused arvestamata. Seega tähistavad parameetrid y_{vk} ja y_{va} isolatsioonijuhtivust vastavate elektroodide vahel juhul, kui võrepinge on negatiivne. Transistori madalsageduslikud parameetrid on samuti kõik aktiivjuhtivuslikud. Toome siinkohal võrdluseks ära kaksiktrioodi 6H1II ühe poole ja germaaniumtransistori II14 II-kujuliste aseskeemide parameetrid mõõdetuna mõlema seadise nimirežiimis:

$$6H1\Pi: \frac{1}{y_{vk}} = 10...100 \text{ M}\Omega; \quad \frac{1}{y_{va}} = 10...100 \text{ M}\Omega;$$
$$\frac{1}{y_{ak}} = R_i = 7.6 \text{ k}\Omega; \quad S = 4.35 \text{ mS}.$$
$$\Pi 14: \frac{1}{y_{be}} = 750 \Omega; \quad \frac{1}{y_{bk}} = 3.3 \text{ M}\Omega; \quad \frac{1}{y_{ke}} = R_i = 77 \text{ k}\Omega;$$
$$S_0 = 32 \text{ mS}.$$

Toodud andmetest torkab silma, et transistori sisendtakistus on palju väiksem, kuid tõus tunduvalt suurem kui vaakuumtrioodil. Signaalisageduse suurenemisel sisendtakistuste erinevus mõnevõrra väheneb, sest elektronlambil hakkavad mõju avaldama elektroodidevahelised mahtuvused. Ühtlasi ei tohi unustada, et kõrgematel sagedustel ka transistori parameetrid sõltuvad tunduvalt sagedusest.

y-parameetrite mõõtmisel erilisi raskusi ei teki, välja arvatud parameeter y_{12} , mille määramisel tuleb lühistatud sisendi korral mõõta väikest sisendvoolu. Seetõttu mõõdetakse y_{12} asemel tavaliselt parameeter h_{12} ning y_{12} leitakse seosest

$$h_{12} = -\frac{y_{12}}{y_{11}} \,.$$

Võimendites kasutatakse transistori enamasti ühise emitteriga lülituses. Toome näiteks väikesevõimsuseliste transistoride juhtivusparameetrite orienteerivad vahemikud: $y_{11e} = 0, 1 \dots 5 \text{ mS}; y_{12e} = 0, 1 \dots 20 \text{ }\mu\text{S}; y_{21e} = S_0 = 20 \dots 50 \text{ }\text{mS}; y_{22e} = 1 \dots 50 \text{ }\mu\text{S}.$ Valemid y-parameetrite ja Π -kujulise aseskeemi parameetrite arvutamiseks T-kujulise aseskeemi parameetrite kaudu on toodud lisas 4.

H-parameetrid. *H*-parameetrid määratakse lühiseolukorrast neliklemmi väljundil ja tühijooksuolukorrast tema sisendil. Seega omandavad *H*-parameetrid järgmise tähenduse:

$$H_{11}=\frac{U_1}{I_1},$$

Lui $U_2 = 0$ — transistori sisendtakistus lühistatud väljundi korral;

$$H_{12}=\frac{U_1}{U_2},$$

kui $I_1 = 0$ — pingetagasisidestustegur avatud sisendi korral;

$$H_{21} = \frac{I_2}{I_1}$$
,

kui $U_2 = 0$ — vooluvõimendustegur lühistatud väljundi korral;

$$H_{22}=\frac{I_2}{U_2},$$

kui $I_1 = 0$ — väljundjuhtivus avatud sisendi korral.

Lähtudes neliklemmi võrranditest 7. 3 saab koostada transistori aseskeemi *h*-parameetrite kasutamisega (joon. 7. 8).

Tänapäeval antakse transistori parameetrid enamasti *h*-parameetrite kujul. Selle parameetrite süsteemi eelistamiseks on mitu põhjust. Esiteks, *h*-parameetrid on hõlpsasti mõõdetavad, sest tühijooksuolukorda transistori sisendil ja lühiseolukorda väljundil on kerge tekitada. Teiseks, otseselt on mõõdetavad transistori füüsikalise aseskeemi olulised parameetrid $|h_{21b}| \approx \alpha_0$ ja $h_{21e} \approx \beta_0$. Kolmandaks, transistor töötab enamasti ühise emitteriga lülituses ilma koormuse sobituseta (takistussidestuses), mistõttu transistori kõrgeoomilist väljundit koormab järgmise võimendusastme madalaoomiline sisend. Seega töötab transistor režiimis, mis on lähedane *h*-parameetrite mõõterežiimile. Seepärast iseloomustavad *h*-parameetrid mitte ainult transistori, vaid suurel määral ka võimendusastme omadusi.

 Transistori h-parameetritega aseskeem



Transistori põhiparameetriteks madalatel sagedustel on otstarbekas valida ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrid. Üleminekuvalemid teiste lülitusviiside *h*-parameetritele on toodud raamatu lisas 5. Kui aga on antud transistori *z*- või *y*-parameetrid, siis on lisas 3 toodud tabeli abil võimalik välja arvutada vastavad *h*-parameetrid. Sealjuures tuleb silmas pidada, et kuigi h_{11} ja z_{11} on mõlemad transistori sisendtakistused, pole nad võrdsed, sest esimene on mõõdetud lühistatud väljundi, teine aga avatud väljundi puhul. Samuti $h_{22} \neq y_{22}$, kuna esimene neist on määratud avatud sisendi, teine aga lühistatud sisendi korral.



 9. II13...П15-tüüpi transistoride ühise emitteriga lülituse h-parameetrite sõltuvus kollektoripingest





7. 10.

Väikesevõimsuselistel transistoridel on ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrid enamasti järgmised: $h_{11e} = 0, 2 \dots 10 \text{ k}\Omega$, $h_{12e} =$ $= (1 \dots 50) \cdot 10^{-4}$; $h_{21e} = 10 \dots 200$; $h_{22e} = 2 \dots 100 \text{ \mu}S$. *h*-parameetrid sõltuvad, nagu *z*- ja *y*-parameetridki, transistori tööpunktist ja ümbritseva keskkonna temperatuurist. Joonisel 7. 9 on toodud transistoride $\Pi 13 \dots \Pi 15$ ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrite sõltuvus kollektoripingest U_{KE} püsival emitterivoolul I_E . Näeme, et sisendtakistus h_{11e} ja vooluvõimendustegur h_{21e} sõltuvad vähe kollektoripingest. Tunduvalt sõltuvad kollektoripingest aga parameetrid h_{12e} ja h_{22e} , mis pinge vähenemisel suurenevad.





ΠΙ3...ΠΙ5-tüüpi transistoride ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrite sõltuvus temperatuurist

Joonisel 7. 10 on kujutatud samade *h*-parameetrite sõltuvus emitterivoolust I_E püsival kollektoripingel U_{KE} . Sisendtakistus h_{11e} suureneb tunduvalt emitterivoolu vähenemisel, kuid suurematel emitterivooludel muutub vähe. Väljundjuhtivus h_{22e} on võrdeline I_E -ga, pingetagasisidestustegur h_{12e} aga ei sõltu oluliselt emitterivoolust. Vooluvõimendustegur h_{21e} omab vaadeldud vooluvahemikus lamedat maksimumi.

Temperatuuri tõusmisel suurenevad kõik *h*-parameetrid (joon. 7. 11). Tunduvat mõju avaldab temperatuur väljundjuhtivusele h_{22e} , mis hakkab kõrgematel temperatuuridel kiiresti suurenema.

7. 3. TRANSISTORI *h*-PARAMEETRITE MÕÕTMINE

Transistori madalsageduslike *h*-parameetrite ligikaudseks määramiseks võib kasutada transistori staatilisi karakteristikuid. Näiteks parameetrite h_{22e} , h_{21e} , h_{11e} ja h_{12e} väärtused leitakse vastavalt ühise emitteriga lülituse väljund-, päriülekande-, sisend- ja vastuülekandekarakteristikutelt pingete ja voolude juurdekasvude suhtena valitud tööpunkti ümbruses (joonis 7. 12). Meetod on ebatäpne (eriti h_{22e} ja h_{12e} määramisel) ning sel teel leitud parameetrite väärtusi saab kasutada vaid orienteerivate arvutuste tegemisel.

Täpsemaid tulemusi annab *h*-parameetrite otsene mõõtmine väikese amplituudiga vahelduvsignaali abil. Joonisel 7. 13 on toodud parameetrite h_{11e} ja h_{21e} mõõteskeem. Transistori tööpunkti alalisvoolurežiim seatakse sisse muudetavate toitepingete E_K ja E_B abil. Transistori väljund lühistatakse vahelduvvoolule läbi suure mahtuvuse C_2 ja madalaoomilise takistuse R_3 . Vahelduvsignaal sagedusega 200...1000 Hz antakse helisagedusgeneraatorist G pingejagurile R_1 , $R_2 \parallel h_{11e}$. Takistused on valitud nii, et $R_1 \gg R_2$ ja $R_2 \gg h_{11e}$. Seetõttu ei sõltu baasivoolu vahelduvkomponent I_b transistori sisendtakistusest h_{11e} ning on määratud generaatori väljundpinge ja takistuse R_1 suurusega. Mahtuvus C_1 valitakse nii, et tema takistus vahelduvvoolule oleks tühine. Mõõtmine toimub järg-



7. 12. h-parameetrite määramine transistori staatilistelt karakteristikutelt



 Parameetrite h_{11e} ja h_{21e} mõõteskeem

miselt. Ümberlüliti L asendis 1 mõõdetakse vahelduvpinge lampvoltmeetri LV abil helisagedusgeneraatori G väljundpinge U_1 . Ümberlüliti L asendis 2 mõõdetakse lampvoltmeetri abil pinge U_2 transistori sisendil. Parameeter h_{11e} avaldub mõõdetud pingete kaudu järgmiselt:

$$h_{11e} = \frac{U_2}{U_1} R_1.$$

Sobivaks helisagedusgeneraatori väljundpinge suuruseks on umbes 2 V. Seejuures kujuneb transistori sisendil pinge suurusjärgus mõni millivolt, millele vastavalt valitakse ka kasutatava lampvoltmeetri tüüp.

Parameetri h_{21e} mõõtmiseks võib samuti kasutada skeemi joonisel 7. 13. Definitsiooni järgi võrdub parameeter h_{21e} kollektorivoolu ja baasivoolu vahelduvkomponentide suhtega vahelduvvoolule lühistatud väljundi korral. Voolu I_b määrab helisagedusgeneraatori väljundpinge U_1 , mis mõõdetakse ümberlüliti L asendis I. Asendis 3 mõõdetakse takistusel R_3 kollektorivooluga I_k võrdeline pinge U_3 . Parameeter h_{21e} avaldub mõõdetud pingete kaudu järgmiselt:

$$h_{21e} = \frac{U_3}{U_1} \cdot \frac{R_1}{R_3}.$$

Parameetrite h_{12e} ja h_{22e} mõõtmiseks võib kasutada skeemi joonisel 7. 14. Vahelduvpinge antakse helisagedusgeneraatorist transistori kollektoriahelasse transformaatori Tr kaudu, mille sekundaarmähises voolab ka kollektorivoolu alaliskomponent. Helisagedusgeneraatori väljundpinge on soovitav välja reguleerida nii, et pinge efektiivväärtus transformaatori sekundaarmähisel võrduks ligikaudu 1 V. Vajaliku tühijooksu olukorra loomiseks vahelduvsignaalile on transistori sisendisse lülitatud suur takistus R_1 . Parameetri h_{12e} määramisel mõõdetakse ümberlüliti asendis 1 helisagedusgeneraatori väljundpinge U_1 ning asendis 2 transistori baasiahelas tekkinud vahelduvpinge U_2 . Parameetri h_{12e} suurus leitakse järgmiselt:

$$h_{12e} = \frac{U_2}{nU_1} \,.$$

kus $n = \frac{w_2}{w_1}$.

Parameetri h_{22e} määramisel mõõdetakse ümberlüliti asendis 1 helisagedusgeneraatori väljundpinge U_1 ning asendis 3 kollektorivooluga I_k võrdeline pingelang takistusel R_2 . Parameeter h_{22e} avaldub mõõdetud suuruste kaudu järgmiselt:

$$h_{22e} = \frac{U_3}{nU_1} \cdot \frac{1}{R_2}$$

Kuna *h*-parameetrite määramisel tuleb mõõta väikesi vahelduvpingeid alates mõnest millivoldist, siis on mõõtelülituse koostamisel soovitav vältida pikki ühendusjuhtmeid ning lampvoltmeetri ühendamiseks kasutada varjestatud juhet.



7. 14. Parameetrite h12e ja h22e mõõteskeem

Hõlpsamini ja kiiremini saab transistori parameetreid mõõta mõne tööstusliku mõõteseadme abil, näiteks väikesevõimsuseliste transistoride parameetrite mõõtjaga J2-2 ($H\Pi\Pi\Pi T-1$). Peale madalsageduslike *h*-parameetrite võimaldab see mõõteriist mõõta ka transistori tähtsamaid kõrgsageduslikke parameetreid.

7. 4. TRANSISTOR ÜHISE EMITTERI, BAASI JA KOLLEKTORIGA LÜLITUSES

Üldküsimusi. Transistorvõimendusastme iseloomustussuuruste määramiseks võib kasutada ükskõik missugust parameetrite süsteemi ja vastavat aseskeemi. Saadud võrrandid on kasutatavad transistori kõigi kolme lülitusviisi puhul, kui valemitesse asetada vaadeldava lülitusviisi parameetrid. Allpool kasutame põhiliste valemite tuletamisel *h*-parameetreid.

Võimendusaste kujutab endast lineaarset aktiivset neliklemmi, mille sisendisse on ühendatud signaaliallikas E_g sisetakistusega Z_g ning väljundisse koormustakistus Z_k (joon. 7. 2). Kuna siinkohal vaatleme võimendusastme tööd madalatel sagedustel, siis võtame $Z_g = R_g$ ja $Z_k = R_k$. Võimendusastme iseloomustussuurused avalduvad pingete U_1 ja U_2 ning voolude I_1 ja I_2 kaudu. Iseloomustussuuruste määramiseks on vaja nelja võrrandit. Kaks nendest on neliklemmi võrrandid 7. 3 ning ülejäänud kaks võrrandit saame koormatud neliklemmi sisend- ja väljundvooluringidest:

$$U_1 = E_g - I_1 R_g \\ I_2 = -U_2 G_k$$

$$(7. 5)$$

kus $G_k = \frac{1}{R_k}$.

Võrrandite 7. 3 ja 7. 5 abil saame avaldada kõik võimendusastme iseloomustussuurused.

Pingevõimendustegur

$$K_{\mu} = \frac{U_2}{U_1} = -\frac{h_{21}}{\Delta_h + h_{11}G_k} \,.$$
 7. 6.

Pingevõimendustegur signaaliallika emj. suhtes

$$K_e = \frac{U_2}{E_g} = -\frac{h_{21}}{(h_{11} + R_g)(h_{22} + G_k) - h_{12}h_{21}}.$$
 7. 7.

Miinusmärk toodud valemites tuleneb pingete ja voolude valitud positiivsetest suundadest. Vooluvõimendustegur

$$K_i = \frac{I_2}{I_1} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_k} \,. \tag{7. 8.}$$

Sisendtakistus

$$R_{sis} = \frac{U_1}{I_1} = \frac{\Delta_h + h_{11}G_k}{h_{22} + G_k} \,.$$
 7. 9.

14 Pooljuhtseadised . . .

209

Väljundtakistus

$$R_{välj} = \frac{U_2}{I_2} = \frac{h_{11} + R_g}{\Lambda_h + h_{22}R_g}.$$
 7. 10.

Tähtsaks võimendusastme iseloomustussuuruseks on võimsusvõimendustegur, mis avaldub väljund- ja sisendaktiivvõimsuse suhtena

$$K_p = \frac{P_2}{P_1},$$

kus $P_1 = U_1 I_1 = R_{sis} I_1^2 = \frac{U_1^2}{R_{sis}}, P_2 = U_2 I_2 = R_k I_2^2 = \frac{U_2^2}{R_k}.$

Järelikult

$$K_{p} = K_{i}^{2} \frac{R_{k}}{R_{sis}} = K_{u}^{2} \frac{R_{sis}}{R_{k}} = K_{u} K_{i}.$$
7. 11.

Võimendusastme võimsusvõimendus sõltub signaaliallika sisetakistuse ja koormustakistuse sobitusest transistori sisend- ja väljundtakistusega. Kõige suurem võimsusvõimendus saadakse võimendusastmelt siis, kui signaaliallika sisetakistus on võrdne transistori sisendtakistusega

$$R_g = R_{sis} \equiv \frac{\Delta_h + h_{11}G_k}{h_{22} + G_k}$$
 7. 12.

ja koormustakistus on võrdne transistori väljundtakistusega

$$R_{k} = R_{välj} = \frac{h_{11} + R_{g}}{\Delta_{h} + h_{22}R_{g}}.$$
7. 13.

Valemitest 7. 12 ja 7. 13 on võimalik avaldada signaaliallika sisetakistuse ja koormustakistuse optimaalsed suurused:

$$R_{g \ opt} = \sqrt{\frac{\Delta_h h_{11}}{h_{22}}},$$
 7. 14.

$$R_{k \ opt} = \sqrt{\frac{h_{11}}{\Delta_h h_{22}}} \,. \tag{7. 15}$$

 $R_{g opt}$ ja $R_{k opt}$ vahel on lihtne seos

 $R_{g opt} = \Delta_h R_{k opt}.$

Optimaalse sidestuse korral on võimendusastme maksimaalne võimsusvõimendus määratav valemiga

$$K_{p max} = \frac{h_{\mathbf{2}1}^2}{\left(\sqrt[3]{\Delta_h} + \sqrt[3]{h_{11}h_{22}}\right)^2}$$

K_{p max}

on määratud ainult transistori enda parameetritega ning iseloomustab seadise potentsiaalseid võimendusomadusi.

 Ühise emitteriga lülituses võimendusastme lihtsustatud aseskeem vahelduvsignaalile



Ühise emitteriga lülitus. Joonisel 7. 15 on kujutatud ühise emitteriga lülituses võimendusastme lihtsustatud aseskeem vahelduvsignaalile. Ühise emitteriga lülitus on kõige enam kasutatav transistori lülitusviis, sest see võimaldab suurimat pinge-, voolu- ja võimsusvõimendust. Võimendusastme põhiliste iseloomustussuuruste määramisel vaatleme konkreetset $\Pi 14$ -tüüpi transistori järgmiste *h*-parameetritega (mõõdetud $I_{K} = 1$ mA ja $U_{KE} = -5$ V juures): $h_{\Pi e} = 750 \ \Omega$; $h_{12e} = 2,1 \cdot 10^{-4}$; $h_{21e} = 24$; $h_{22e} = 2 \cdot 10^{-5}$ S. Ühtlasi leiame $\Delta_{he} = h_{\Pi e} h_{22e} - h_{12e} h_{21e} = 9,96 \cdot 10^{-3}$. Võimendusastme iseloomustussuurused arvutame juhu jaoks, kui $R_{g} = 1$ k Ω ja $R_{k} = 10$ k Ω .

Pingevõimendustegur (valem 7. 6)

$$K_{u} = -\frac{h_{21e}}{\Delta_{he} + h_{11e}G_{k}} = -\frac{24}{9,96 \cdot 10^{-3} + 7,5 \cdot 10^{2} \cdot 10^{-4}} = -282.$$

Miinusmärk K_u avaldises näitab, et väljundpinge faas erineb sisendpinge faasist 180° võrra. Vooluvõimendustegur (valem 7. 8)

$$K_i = \frac{h_{21e}}{1 + h_{22e}R_k} = \frac{24}{1 + 2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^4} = 20.$$

Võimsusvõimendustegur (valem 7. 11)

$$K_p = K_u K_i = 282 \cdot 20 = 5640 \ (37,5 \ dB).$$

Sisendtakistus (valem 7. 9)

$$R_{sis} = \frac{\Delta_{he} + h_{11e}G_k}{h_{22e} + G_k} = \frac{9.96 \cdot 10^{-3} + 7.5 \cdot 10^2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 10^{-5} + 10^{-4}} = 708 \ \Omega.$$

211 14*

Väljundtakistus (valem 7. 10)

$$R_{valj} = \frac{h_{11e} + R_g}{\Delta_{he} + h_{22e}R_g} = \frac{7.5 \cdot 10^2 + 10^3}{9.96 \cdot 10^{-3} + 2 \cdot 10^{-5} \cdot 10^3} = 58.4 \text{ k}\Omega.$$

Signaaliallika sisetakistuse ja koormustakistuse optimaalsed väärtused (valemid 7. 14, 7. 15):

$$\begin{split} R_{g \ opt} &= \sqrt{\frac{\Delta_{he} \ h_{11e}}{h_{22e}}} = \sqrt{\frac{9.96 \cdot 10^{-3} \cdot 7.5 \cdot 10^2}{2 \cdot 10^{-5}}} = 612 \ \Omega; \\ R_{k \ opt} &= \frac{R_{g \ opt}}{\Delta_{he}} = \frac{6.12 \cdot 10^2}{9.96 \cdot 10^{-3}} = 61.4 \ \mathrm{k\Omega}. \end{split}$$

Maksimaalne võimsusvõimendus optimaalsel sobitusel (valem 7. 16):

$$K_{p \ max} = \frac{h_{21e}^2}{\left(\sqrt{\Delta_{he}} + \left|h_{11e} h_{22e}\right|^2\right)^2} = \frac{24^2}{\left(\sqrt{9,96 \cdot 10^{-3}} + \sqrt{7,5 \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 10^{-5}}\right)^2} = 11\ 700\ (40,7\ dB).$$

Võimendusastme tegelik skeem (joon. 7. 16, *a*) kujuneb mõnevõrra keerukamaks transistori alalisvoolurežiimi määravate ahelatelisandumise tõttu. Takistused R_1 , R_2 ja R_3 on vajalikud eelvoolu andmiseks baasi ning tööpunkti stabiliseerimiseks (vt. § 7. 7). Emitteriahelasse rööbiti takistusega R_3 lülitatud mahtuvus C_2 valitakse küllalt suur, nii et ta ka kõige madalamal võimendataval sagedusel praktiliselt lühistaks vahelduvvoolule takistuse R_3 ning väldiks negatiivse tagasisidestuse tekkimise.





Pingejaguri takistused R_1 ja R_2 šundivad transistori sisendit vahelduvsignaalile, vähendades seega astme võimendust ja sisendtakistust. Takistus R_4 transistori kollektoriahelas on vahelduvsignaali jaoks ühendatud rööbiti võimendusastme koormustakistusega R_k , põhjustades astme ekvivalentse väljundtakistuse ning ühtlasi ka võimenduse vähenemise. Joonisel 7. 16, a toodud skeemi võib madalsagedusliku vahelduvsignaali jaoks kujutada aseskeemina joonisel 7. 16, b. Seejuures on eeldatud, et mahtuvused C_1 , C_2 ja C_3 on sedavõrd suured, et antud sagedustel võib nende mahtuvustakistuse lugeda nulliks.

Välisahelate suhtes võib transistori koos sisendile ja väljundile rööbiti ühendatud takistustega R' ja R'' vaadelda ekvivalentse neliklemmina, mille h-parameetrid on järgmised:

$$h_{11\ ekv} = \frac{h_{11}R'}{h_{11} + R'}; \quad h_{12\ ekv} = h_{12}\frac{h_{11\ ekv}}{h_{11}}.$$
$$h_{21\ ekv} = h_{21}\frac{h_{11\ ekv}}{h_{11}}; \quad h_{22\ ekv} = h_{22} + \frac{1}{R''}.$$

Ekvivalentsete *h*-parameetrite avaldised kehtivad kõigi kolme lülitusviisi puhul. Joonisel 7. 16, *a* toodud skeemi puhul

$$R' = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$
 ja $R'' = R_4$.

Olgu näiteks pingejaguri takistused $R_1 = 47 \text{ k}\Omega$, $R_2 = 13 \text{ k}\Omega$ ja takistus kollektoriahelas $R_4 = 10 \text{ k}\Omega$. Kui tööpunkt on seejuures endiselt määratud suurustega $I_K = 1 \text{ mA}$ ja $U_{KE} = -5 \text{ V}$, siis eespool toodud *h*-parameetrite väärtuste puhul kujunevad ekvivalentsete *h*-parameetrite väärtused järgmisteks: $h_{11e\ ekv} = 698\ \Omega$, $h_{12e\ ekv} = 1,95\cdot 10^{-4}$, $h_{21e\ ekv} = 22,4$, $h_{22e\ ekv} = 1,2\cdot 10^{-4}$ S ja $\Delta_{he\ ekv} = 7,93\cdot 10^{-2}$. Samade $R_g = 1 \text{ k}\Omega$ ja $R_k = 10 \text{ k}\Omega$ jaoks arvutame võimendusastme iseloonnustussuurused:

$$K_u = -150; \quad K_i = 10,2; \quad K_p = 1530 \quad (31,9 \text{ dB});$$

 $R_{eie} = 675 \ \Omega; \quad R_{eiei} = 8,53 \text{ k}\Omega.$

Vaadeldud juhul mõjutab võimendusastme iseloomustussuurusi kõige rohkem ekvivalentse neliklemmi väljundjuhtivuse $h_{22e\ ekv}$ tunduv suurenemine.

Ühise baasiga lülitus. Joonisel 7. 17 on toodud ühise baasiga lülituses võimendusastme lihtsustatud aseskeem vahelduvsignaalile.

Ühise baasiga lülituse h-parameetrid on võimalik leida kas

213

otsese mõõtmise teel või üleminekuvalemite abil ühise emitteriga lülituse *h*-parameetritest (vt. lisa 5). Kasutades viimast teed, saame järgmised parameetrite väärtused: $h_{11b} = 30 \Omega$; $h_{12b} =$ $= 3,9 \cdot 10^{-4}$; $h_{21b} = -0,96$; $h_{22b} = 0,8 \cdot 10^{-6}$ S ning $\Delta_{hb} = 3,99 \cdot 10^{-4}$. Samade $R_g = 1 \ k\Omega$ ja $R_k = 10 \ k\Omega$ jaoks arvutame võimendusastme iseloomustussuurused:

$$\begin{split} K_u &= 283; \quad K_i = -0.953; \quad K_p = 270 \ (24,3 \ \mathrm{dB}); \\ R_{sis} &= 33.8 \ \Omega; \ R_{v \bar{a} l l} = 860 \ \mathrm{k}\Omega. \end{split}$$

Miinusmärk K_i avaldises näitab, et kollektorivoolu suund on vastupidine leppelisele voolusuunale joonisel 7. 2. Peale selle leiame:

$$R_{g opt} = 123 \ \Omega; \ R_{k opt} = 307 \ k\Omega; \ K_{p max} = 1490 \ (31,7 \ dB).$$





Võrreldes saadud tulemusi ühise emitteriga lülituse iseloomustussuurustega näeme, et pingevõimendused on ligikaudu võrdsed, vooluvõimendus aga tunduvalt väiksem — $K_i \approx 1$. Sellest tingituna on ka astme võimsusvõimendus tunduvalt väiksem kui ühise emitteriga lülituses. Samuti on võimendusastme sisendtakistus ja väljundjuhtivus tunduvalt väiksemad kui ühise emitteriga lülitu-



Võimendusaste ühise baasiga lülituses:
 a — praktiline skeem; b — aseskeem vahelduvsignaalile

ses, mis raskendab astmete omavahelist sobitamist. Võimendusastme tegelik skeem on toodud joonisel 7. 18, a. Mahtuvus C_2 valitakse sellise suurusega, et ta kindlustaks transistori töö ühise baasiga lülituses ka kõige madalamal võimendataval sagedusel. Aseskeem madalsageduslikule vahelduvsignaalile on toodud joonisel 7. 18, b, kusjuures $R' = R_3$ ja $R'' = R_4$.



Ühise kollektoriga lülitus. Ühise kollektoriga lülituses võimendusastme (emitterjärgija) lihtsustatud aseskeem vahelduvsignaalile on toodud joonisel 7. 19. Arvutame ühise kollektoriga lülituse h-parameetrid: $h_{11k} = h_{11e} = 750 \ \Omega$; $h_{12k} = 1 - h_{12e} \approx 1$; $h_{21k} =$ $= -(1 + h_{21e}) = -25$; $h_{22k} = h_{22e} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ S}$ ja $\Delta_{hk} \approx 25$. Võttes jällegi $R_g = 1 \ k\Omega$ ja $R_k = 10 \ k\Omega$, arvutame võimendusastme iseloomustussuurused:

$$K_u = 0,997; \quad K_i = -20,8; \quad K_p = 20,7 \approx K_i; \quad R_{sis} = 209 \text{ k}\Omega;$$

 $R_{välj} = 70 \text{ }\Omega.$

Lisaks arvutame veel:

 $R_{gopt} = 30,6 \text{ k}\Omega; R_{kopt} = 1250 \Omega; K_{pmax} = 23,8 (13,8 \text{ dB}).$

Kokku võttes võib öelda, et ühise kollektoriga lülituses võimendusaste ei anna pingevõimendust ($K_u < 1$). Vooluvõimendus on ligikaudu sama suur kui ühise emitteriga lülituseski. Madala pinge-



Võimendusaste ühise kollektoriga lülituses:
 a — praktiline skeem; b — aseskeem vahelduvsignaalile








võimenduse tõttu on ühise kollektoriga lülituse võimsusvõimendustegur tunduvalt väiksem kui ülejäänud kahe lülitusviisi puhul. Võimendusastme sisendjuhtivus ja väljundtakistus on transistori ühise kollektoriga lülituses tunduvalt väiksemad kui ühise emitteriga või baasiga lülituses. Võimendusastme tegelik skeem ning selle aseskeem vahelduvsignaalile on näidatud joonisel 7. 20, kusjuures $R' = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$ ja $R'' = R_3$.

Joonisel 7. 21 on kõigi kolme lülitusviisi jaoks graafikute kujul toodud võimendusastme R_{sis} ja $R_{välj}$ sõltuvused signaaliallika sisetakistusest R_p ja koormustakistusest R_k . Siinjuures pole arvestatud alalisvooluringide mõju sisend- ja väljundtakistuste ning võimendustegurite suurustele. Ühise baasiga ja kollektoriga lülitu ses sõltuvad R_{sis} ja R_{valj} tunduvalt R_g -st ja R_k -st, suurenedes viimaste suurenemisel. Ühise emitteriga lülituses muutuvad R_{sis} ja R_{mäli} suhteliselt vähe. Kuna ühise baasiga lülituses on võimendusastme sisend- ja väljundtakistuste erinevus väga suur, siis tuleb küllaldase võimenduse saamiseks kasutada võimendusastmete vahel transformaatorsidestust. RC-sidestust on sobiv kasutada ühise emitteriga lülituse puhul, kus sisend- ja väljundtakistuse erinevus on suhteliselt väiksem. Ühise kollektoriga lülitust kasutatakse harvemini, näiteks kõrgeoomilise signaaliallika sobitamiseks madalaoomilise koormusega.

Ühise emitteriga ja baasiga lülituste pingevõimendustegurid on võrdsed (joon. 7. 22). Sama võib öelda ka ühise emitteriga ja kollektoriga lülituse vooluvõimendustegurite kohta.





Võimendusastme K_p sõltuvus koormustakistusest R_k

Suurimat võimsusvõimendust annab ühise emitteriga lülitus (joon. 7. 23). Võimsusvõimendus on kõige väiksem ühise kollektoriga lülituses. Tegelikes skeemides on raske saavutada maksimaalsele lähedasi võimsusvõimendusi, sest suure koormustakistuse R_k puhul väheneb tunduvalt transistori kollektorivool ning ühtlasi ka vooluvõimendustegurid α_0 ja β_0 .

Ei tohi unustada, et transistori parameetrite temperatuurisõltuvuse tõttu mõjutab ümbritseva keskkonna temperatuur võimendusastme iseloomustussuurusi.

7. 5. NEGATIIVSE TAGASISIDESTUSE KASUTAMINE

Üldküsimusi. Negatiivse tagasisidestuse tekitamiseks antakse osa võimendusastme väljundsignaalist tagasi astme sisendisse sisendsignaali suhtes vastasfaasis, s. t. faaside erinevusega 180°. Negatiivse tagasisidestuse kasutamine võimaldab:

1) vähendada lineaar- ja mittelineaarmoonutusi,

2) vähendada astme võimenduse sõltuvust transistori parameetrite muutustest või transistori asendamisest,

3) sobivalt muuta võimendusastme sisend- ja väljundtakistust.

Sõltuvalt sellest, kuidas võetakse tagasisidestussignaal astme väljundilt, eristatakse järgmisi tagasisidestusviise:

 pingetagasisidestus — võimendusastme sisendisse antakse väljundpingega võrdeline vahelduvpinge või -vool,

2) voolutagasisidestus -- võimendusastme sisendisse antakse väljundvooluga võrdeline vahelduvpinge või -vool.

Sõltuvalt tagasisidestussignaali võimendusastme sisendisse andmise viisist eristatakse veel kahte tagasisidestusviisi:

1) järjestiktagasisidestus — tagasisidestussignaal antakse astme sisendisse järjestikku sisendsignaali allikaga,

2) paralleeltagasisidestus — tagasisidestussignaal antakse astme sisendisse paralleelselt sisendsignaali allikaga.

Lähtudes ülaltoodud liigitusest võib eristada nelja põhilist tagasisidestusviisi:

- 1) järjestik-voolutagasisidestus,
- 2) paralleel-pingetagasisidestus,
- 3) järjestik-pingetagasisidestus,

4) paralleel-voolutagasisidestus.

Võimendusastme negatiivne tagasisidestamine on hõlpsasti läbiviidav, kui väljundsignaal on sisendsignaali suhtes vastasfaasis. See nõue on täidetud transistori ühise emitteriga lülituse puhul. Vaatlemegi negatiivse tagasisidestuse mõju võimendusastme iseloomustussuurustele ühise emitteriga lülituses.



Järjestik-voolutagasisidestusega võimendusaste:
 a — praktiline skeem; b — aseskeem

Järjestik-voolutagasisidestus. Transistorvõimendusastmetes kasutatakse tihti järjestik-voolutagasisidestust. Selleks ühendatakse transistori emitteriahelasse takistus (R_3 joonisel 7. 24, a), millei tekib väljundvooluga võrdeline pingelang. See pingelang toimib võimendusastme sisendvooluringis järjestikku signaaliallikaga E_g . Kui võrrelda joonistel 7. 24, a ja 7. 16, a toodud skeeme, siis selgub, et negatiivse tagasisidestuse sisseviimiseks tuleb kõrvaldada takistust sildav mahtuvus C_2 .

Tagasisidestuse tõttu võimendusastme iseloomustussuurused muutuvad. Seda võib tõlgendada transistori parameetrite muutumisena negatiivse tagasisidestuse toimel. Tagasisidestatud transistori ekvivalentsete parameetrite leidmiseks võib transistori ja takistuse R_3 ühendust vaadelda kahe neliklemmi järjestikühendusena (joon. 7. 24, b). Siin on arvestamata jäetud takistused R_1 , R_2 ja R_4 . Nende mõju tagasisidestatud võimendusastme iseloomustussuurustele saab arvesse võtta sel teel, kui vaadelda neid paralleeljuhtivustena ekvivalentse neliklemmi sisendil ja väljundil.

Nagu neliklemmide teooriast selgub, avalduvad ekvivalentse neliklemmi parameetrid lähte-neliklemmide parameetrite kaudu kõige lihtsamini siis, kui lähte-neliklemmide võrrandites on sõltumatuteks muutujateks valitud need pinged või voolud, mis on ühised mõlemale lähte-neliklemmile. Kui see tingimus on täidetud, siis ekvivalentse neliklemmi parameetrid on võrdsed lähte-neliklemmide vastavate parameetrite summaga. Kahe neliklemmi järjestikühenduse puhul on ühisteks muutujateks sisend- ja väljundvoolud. Selliselt valitud muutujatele vastab teatavasti z-parameetrite süsteem. Seega kahe neliklemmi järjestikühenduse ekvivalentsed z-parameetrid võrduvad lähte-neliklemmide vastavate z-parameetrite summaga.

Pole raske kindlaks teha, et joonisel 7. 24, b kujutatud tagasisidestusneliklemmi takistusparameetrid on omavahel võrdsed ning võrduvad takistuse R_3 väärtusega:

$$z_{11t} = z_{12t} = z_{21t} = z_{22t} = R_3.$$

Niisiis tagasisidestatud võimendusastme kui ekvivalentse neliklemmi takistusparameetrid avalduvad kujul:

$$\begin{split} z_{11ekv} &= z_{11e} + R_3; \quad z_{21ekv} = z_{21e} + R_3. \\ z_{12ekv} &= z_{12e} + R_3; \quad z_{22ekv} = z_{22e} + R_3. \end{split}$$

Asetades leitud ekvivalentsed parameetrid transistorvõimendusastme iseloomustussuuruste avaldistesse (lisa 6), saame lõplikud seosed tagasisidestatud võimendusastme arvutamiseks. Vajaduse korral võib ekvivalentse neliklemmi parameetrid avaldada ka teiste parameetrite, näiteks *h*-parameetrite kaudu.

Valemid tagasisidestatud võimendusastme iseloomustussuuruste arvutamiseks kujunevad küllaltki keerukateks, mistõttu toome siinkohal vaid graafikud (joon. 7. 25), mis iseloomustavad pingeja vooluvõimendusteguri, samuti võimendusastme sisend- ja väljundtakistuse sõltuvust negatiivse järjestik-voolutagasisidestuse sügavusest, s. t. takistuse R_3 suurusest. Iseloomustussuuruste arvutamisel on lähtutud lihtsustatud asekeemist (joon. 7. 24, b) ning paragrahvis 7. 4 kasutatud transistori parameetritest. Samuti on võetud $R_g = 1 k\Omega$ ja $R_k = 10 k\Omega$.

Kokku võttes võib öelda, et järjestik-voolutagasisidestuse tõttu 1) pingevõimendus väheneb, kuid samal ajal väheneb ka tema sõltuvus transistori parameetritest;



 Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus järjestik-voolutagasisidestuse sügavusest (takistuse R₃ suurusest)



Paralleel-pingetagasisidestusega võimendusaste:
 a — praktiline skeem; b — aseskeem

2) vooluvõimendus jääb peaaegu muutumatuks;

3) sisendtakistus suureneb, tugeva tagasisidestuse korral võrdeliselt takistusega R_3 :

$$R_{sis\ ekv} \approx R_3(1+\beta_0);$$

väljundtakistus suureneb.

Järjestik-voolutagasisidestust kasutatakse tihti üksiku võimendusastme tagasisidestamiseks. Lisaks negatiivsele tagasisidestusele vahelduvsignaali järgi tekitab takistus R_3 negatiivse tagasisidestuse ka alalisvoolu järgi, mis stabiliseerib transistori tööpunkti (vt. § 7. 7).

Paralleel-pingetagasisidestus. Paralleel-pingetagasisidestusega võimendusastme skeem on toodud joonisel 7. 26, a. Tagasisidestuselemendiks on takistus R_1 , mille kaudu väljundpingega võrdeline vool antakse võimendusastme sisendisse paralleelselt vooluga I_1 . Voolutagasisidestuse vältimiseks on takistus R_3 transistori emitteriahelas sillatud mahtuvusega C_2 . Toodud skeemi võib vaadelda kahe neliklemmi — aktiivse transistorneliklemmi ja passiivse tagasisidestusneliklemmi — paralleelühendusena (joon. 7. 26, b). Neliklemmide teooriast on teada, et kahe neliklemmi paralleelühenduse ekvivalentsed y-parameetrid võrduvad lähteneliklemmide vastavate y-parameetrite summaga. Tagasisidestusneliklemmi juhtivusparameetrid avalduvad järgmiselt:

$$y_{11t} = y_{22t} = \frac{1}{R_1}; \quad y_{12t} = y_{21t} = -\frac{1}{R_1}.$$

Seega on tagasisidestatud võimendusastme ekvivalentsed juhtivusparameetrid järgmised:

$$y_{11ekv} = y_{11e} + \frac{1}{R_1}; \quad y_{21ekv} = y_{21e} - \frac{1}{R_1};$$

 $y_{12ekv} = y_{12e} - \frac{1}{R_1}; \quad y_{22ekv} = y_{22e} + \frac{1}{R_1}.$

Vajaduse korral võib saadud parameetrid teisendada mistahes teise parameetrite süsteemi.

Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus negatiivse tagasisidestuse sügavusest (takistuse R_1 väärtusest) on graafikute kujul toodud joonisel 7. 27, kusjuures on lähtutud lihtsustatud aseskeemist joonisel 7. 26, b. Paralleel-pingetagasisidestuse tulemusena muutuvad võimendusastme iseloomustussuurused järgmiselt:

1) pingevõimendus väheneb ning seda rohkem, mida suurem on koormustakistus R_k ning väiksem tagasisidestustakistus R_1 ;

2) vooluvõimendus väheneb, kuid muutub stabiilsemaks;

3) sisendtakistus väheneb ning seda kiiremini, mida suuremad on transistori β_0 ning koormustakistus R_k ;

4) väljundtakistus väheneb.

Paralleel-pingetagasisidestus leiab tihti kasutamist ühise emitteriga lülituses võimendusastmetes.

Järjestik-pingetagasisidestus. Üks praktikas kasutatavaist skeemivariantidest on toodud joonisel 7. 28, a. Nagu paralleel-pingetagasisidestuse puhulgi, kasutatakse siin tagasisidestusahela takistust R_1 ühtlasi ka vajaliku eelvoolu andmiseks baasi.

Toodud skeemi võib vaadelda transistorneliklemmi ja tagasisides-



 Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus paralleel-pingetagasisidestuse sügavusest (takistuse R₁ suurusest)



Järjestik-pingetagasisidestusega võimendusaste:
 a — praktiline skeem; b — aseskeem

tusneliklemmi järjestik-paralleelühendusena (joon. 7. 28, b). Sellisel juhul avalduvad ekvivalentse neliklemmi *h*-parameetrid lähteneliklemmide vastavate *h*-parameetrite summana. Tagasisidestusneliklemmi hübriidparameetrid on järgmised:

$$\begin{split} h_{11t} &= \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} ; \quad h_{21t} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} ; \\ h_{12t} &= -\frac{R_2}{R_1 + R_2} ; \quad h_{22t} = \frac{1}{R_1 + R_2} . \end{split}$$

Tagasisidestatud võimendusastme ekvivalentsed *h*-parameetrid kujunevad seega järgmisteks:

$$\begin{split} h_{11ekv} &= h_{11e} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}; \quad h_{21ekv} = h_{21e} + \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \\ h_{12ekv} &= h_{12e} - \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \quad h_{22ekv} = h_{22e} + \frac{1}{R_1 + R_2}. \end{split}$$

Joonisel 7. 28, b toodud aseskeemi põhjal arvutatud võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus negatiivse tagasisidestuse sügavusest (siin takistuse R_1 suurusest püsiva $R_2 = 100 \Omega$ juures) on graafikute kujul toodud joonisel 7. 29. Järjestik-pingetagasisidestuse tulemusena muutuvad võimendusastme iseloomustussuurused järgmiselt:

- 1) pingevõimendus väheneb ning muutub stabiilsemaks;
- 2) vooluvõimendus jääb peaaegu muutumatuks;
- 3) sisendtakistus suureneb;
- 4) väljundtakistus väheneb.



7. 29. Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus järjestik-pingelagasisidestuse sügavusest (takistuse R_1 suurusest $R_2 = \text{const puhul}$)

Kuna võimendusastme sisendtakistus suureneb ja väljundtakistus väheneb, võimaldab järjestik-pingetagasisidestuse sisseviimine parandada võimendusastmete sobitust. Ühe võimendusastme piires kasutatakse mainitud tagasisidestusviisi siiski harva, enamasti haaratakse järjestik-pingetagasisidestusega mitu võimendusastet.

Paralleel-voolutagasisidestus. Paralleel-voolutagasisidestuse puhul antakse võimendusastme sisendisse lisaks signaaliallika voolule l_1 veel takisti R_3 pingelanguga võrdeline vahelduvvool (joon. 7. 30, *a*). Toodud skeemi on võimalik vaadelda kahe neliklemmi paralleel-järjestikühendusena (joon. 7. 30,*b*). Et ekvivalentse neli-







7. 31. Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus paralleel-voolutagasisidestuse sügavusest (takistuse R_3 suurusest $R_2 = \text{const pubul}$)

klemmi parameetrid avalduksid lähte-neliklemmide vastavate parameetrite summana, tuleks neliklemmide võrrandites sõltumatuteks muutujateks valida sisendpinge ja väljundvool. Vastavat parameetrite süsteemi kasutatakse aga harva ning seepärast pole seda eespool vaadeldud. Ekvivalentse neliklemmi parameetrite avaldised *z-, y-* või *h*-parameetrite kaudu on keerulised ning seepärast neid siin ei esitata.

Võimendusastme iseloomustussuuruste sõltuvus paralleel-voolutagasisidestuse sügavusest (siin takistuse R_3 suurusest püsiva $R_2 = 10 \text{ k}\Omega$ juures) on graafikute kujul toodud joonisel 7. 31. Nimetatud tagasisidestuse tulemusena muutuvad võimendusastme iseloomustussuurused järgmiselt:

- 1) pingevõimendus jääb peaaegu muutumatuks;
- 2) vooluvõimendus väheneb, kuid muutub stabiilsemaks;
- 3) sisendtakistus väheneb;
- 4) väljundtakistus suureneb.

Paralleel-voolutagasisidestusega haaratakse tavaliselt mitu võimendusastet, kusjuures tuleb silmas pidada, et oleks täidetud negatiivse tagasisidestuse faasitingimus.

7. 6. LIITTRANSISTOR

Kui ühendada kahe transistori elektroodid sobivalt omavahel, saab tunduvalt suurendada saadud lülituse vooluvõimendust või sisendtakistust võrreldes üksikute transistoride vastavate näitajatega.

225 15 Pooljuhtseadised...

Sellist kahe transistori vahetu ühendamise tulemusena saadud lülitust nimetatakse *liittransistoriks*. Kui liittransistoris on kasutatud p-n-p- ja n-p-n-tüüpi transistore, siis saadud lülitust nimetatakse komplementaartransistoriks.

Laialdast kasutamist on leidnud liittransistor, mille skeem on toodud joonisel 7. 32, *a*. Liittransistori võib vaadelda ekvivalentse transistorina (joon. 7. 32, *b*), mille parameetrid on avaldatavad liittransistori koosseisu kuuluvate transistoride parameetrite kaudu.



7. 32.

Liittransistor: *a* — põhimõtteline skeem; *b* — aseskeem

Vaatlemegi kõigepealt, kuidas avaldub liittransistori ühise emitteriga lülituse vooluvõimendustegur β_l transistoride T_1 ja T_2 vooluvõimendustegurite β_1 ja β_2 kaudu. Võrreldes vastavate elektroodide voole joonistel 7. 32, *a* ja *b*, võime kirjutada:

$$I_{Kl} = I_{K1} + I_{K2}; \quad I_{El} = I_{E2}; \quad I_{Bl} = I_{B1}.$$

Liittransistori vooluvõimendustegur ß, avaldub järgmiselt:

$$\begin{split} \beta_{I} &= \frac{\mathrm{d}I_{KI}}{\mathrm{d}I_{BI}} = \frac{\mathrm{d}(I_{K1} + I_{K2})}{\mathrm{d}I_{B1}} = \frac{\mathrm{d}I_{K1}}{\mathrm{d}I_{B1}} + \frac{\mathrm{d}I_{K2}}{\mathrm{d}I_{B1}} = \beta_{1} + \beta_{2} \frac{\mathrm{d}I_{E1}}{\mathrm{d}I_{B1}} = \\ &= \beta_{1} + \beta_{2} \frac{\mathrm{d}(I_{K1} + I_{B1})}{\mathrm{d}I_{B1}} = \beta_{1} + \beta_{2}(1 + \beta_{1}) = \beta_{1} + \beta_{2} + \\ &+ \beta_{1}\beta_{2} \approx \beta_{1}\beta_{2}. \end{split}$$

Seega võrdub liittransistori vooluvõimendustegur β_l ligikaudu üksikute transistoride vooluvõimendustegurite korrutisega. Kui näiteks $\beta_1 = \beta_2 = 50$, suis $\beta_l \approx 2500$.

Vaatleme, milliseks kujuneb liittransistori vastuvool I_{K0l} , mis võrdub vooluga I_{Kl} , kui $I_{Fl} = I_{F2} = 0$.

Vastavalt joonisele 7. 32 võime kirjutada

$$I_{K0l} = I_{K1} + I_{K2} = -I_{B1},$$

kusjuures $I_{K2} = -I_{B2} = -I_{E2}$.

Kui liittransistori kollektori ja baasi vaheline vastupinge on küllaldase suurusega, nii et $U_{BE1} > U_{B01}$, siis transistor T_1 töötab täielikus sulgerežiimis. Kuna $A_{N1} \approx 1$, siis saame lihtsustatud kujul

$$I_{K01} = -I_{B1} \approx \left(1 + \frac{B_{I1}}{B_{N1}}\right) I_{K01} \approx I_{K01}.$$

Transistori T_2 kollektorsiirdele langeb seejuures väike vastupinge

$$U_{KB2} = \varphi_T \ln \left(1 - \frac{B_{I1}}{B_{N1}} \cdot \frac{I_{K01}}{I_{K02}} \right).$$

Liittransistori läbivvool I'_{K0l} võrdub vooluga I_{Kl} , kui $I_{Bl} = I_{B1} = 0$. Voolu I'_{K0l} määramisel tuleb silmas pidada, et transistor T_1 töötab lahtise baasiga režiimis, T_2 aga aktiivrežiimis. Vastavalt joonisele 7. 32 võime kirjutada:

$$\begin{split} I'_{K0l} &= I_{K1} + I_{K2}, \quad I_{K1} = I'_{K01} = (1 + B_{N1}) I_{K01}, \\ I_{K2} &= B_{N2} I'_{K01} + I'_{K02}. \end{split}$$

Lõplikult saame:

$$I'_{K0l} = (1 + B_{N2}) I'_{K01} + I'_{K02}$$

Liittransistori ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrid avalduvad ligikaudsete valemite kaudu järgmiselt:

$$\begin{split} h_{11e}^{(l)} &= h_{11e}^{(1)} + (1+\beta_1) h_{11e}^{(2)}; \quad h_{12e}^{(l)} = h_{12e}^{(1)} + h_{12e}^{(2)} + h_{11e}^{(2)} h_{22e}^{(1)}; \\ h_{21e}^{(l)} &= \beta_l = \beta_1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2; \quad h_{22e}^{(l)} = h_{22e}^{(2)} + (1+\beta_2) h_{22e}^{(1)}. \end{split}$$

h-parameetrite ümberarvutusvalemite abil võib vajaduse korral leida ka liittransistori ühise baasiga või ühise kollektoriga lülituse parameetrid.

Liittransistori T-kujulise aseskeemi parameetrid on järgmised:

$$r_{kl} = \frac{r_{k1}r_{k2}}{r_{k1}(1-\alpha_1) + r_{k2}}$$
; 7. 17.

227

15*

$$r_{el} = r_{e2} + (r_{b2} + r_{e1}) (1 - \alpha_2) \frac{r_{kl}}{r_{k1}};$$

$$r_{bl} = r_{b1} + (r_{b2} + r_{e1}) \frac{r_{kl}}{r_{k2}}; \quad \alpha_l = \alpha_1 + \alpha_2 - \alpha_1 \alpha_2.$$

Kui liittransistori aseskeemis on voolugeneraator $\beta_l I_{bl}$, tuleb kollektorharu takistuseks võtta $r_{kl}/(1 + \beta_l)$.

Liittransistori parameetrite arvutamisel tuleb silmas pidada parameetrite sõltuvust transistoride alalisvoolurežiimist. Kuna transistori T_2 baasivool võrdub transistori T_1 emitterivooluga, siis kahe samatüübilise transistori puhul mõlemad transistorid ilmselt ei saa töötada üheaegselt sobivaimas alalisvoolurežiimis. Transistori T_1 emitterivool kujuneb liiga väikeseks, mistõttu transistori parameetrid võivad tunduvalt erineda mõõterežiimi parameetritest. Transistori T_1 alalisvoolurežiimi parandamiseks tuleb transistor T_2 panna tööle suurema kollektorivooluga.

Kasutades liittransistori ühise kollektoriga lülituses (joon. 7. 33), saame tunduvalt suurendada võimendusastme sisendtakistust väikese koormustakistuse juures. Transistori ühise kollektoriga lülituse sisendtakistus avaldub järgmiselt (vt. lisa 7):

$$R_{sis} = r_b + \frac{r_k^* (r_e + R_k)}{r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k} .$$

Arvestamata takistusi r_b ja r_e , saame pärast mõningaid teisendusi:

$$R_{sis} = \frac{r_k}{\frac{r_k}{(1 + \beta)R_k} + 1}.$$
7. 18.

Siit näeme, et ühise kollektoriga lülituses on transistori sisendtakistus alati väiksem kollektorsiirde takistusest r_k . Takistus R_{sis} saavutab maksimaalse väärtuse, kui $R_k \to \infty$:

$$R_{sis\,max} = r_k$$
.

Kuna aga takistust R_k ei saa ülemäära suurendada, siis lihtsa emitterjärgija sisendtakistus ei ületa tavaliselt mõndasada kilo-oomi.



7. 33. Emitterjärgija liittransistoril

Liittransistoriga emitterjärgija sisendtakistuse määramiseks kasutame samuti valemit 7. 18, asetades sinna liittransistori parameetrid:

$$R_{sisl} = \frac{r_{kl}}{\frac{r_{kl}}{(1+\beta_l)R_k} + 1} \,.$$

Siin on sisendtakistuse maksimaalväärtuseks

$$(R_{sisl})_{max} = r_{kl} \, .$$

Valemist 7. 17 näeme, et $r_{kl} < r_{k1}$.

Seega liittransistori abil saavutatav maksimaalne emitterjärgija sisendtakistus on samas suurusjärgus lihtsa emitterjärgija sisendtakistusega. Liittransistori kasutamise eelis seisab selles, et maksimaalsele lähedast sisendtakistust on võimalik saavutada tunduvalt väiksema koormustakistuse R_k juures. Olgu näiteks transistoride $\beta = 50$ ja $r_k = 1$ M Ω ning koormustakistus emitteriahelas $R_k = 1$ k Ω . Lihtsa emitterjärgija sisendtakistus oleks valemi 7. 18 põhjal ligikaudu 50 k Ω . Samadest transistoridest koostatud liittransistoriga emitterjärgija puhul saame $R_k = 1$ k Ω jaoks sisendtakistuseks umbes 280 k Ω . Arvutuste juures pole arvestatud transistori parameetrite sõltuvust alalisvoolurežiimist.

Liittransistoriga emitterjärgija sisendtakistus sõltub tunduvalt võimendatava signaali sagedusest ja ümbritseva keskkonna temperatuurist. Sageduse tõusmisel sisendtakistus väheneb. Sageduste piirkonna, millest alates sisendtakistus hakkab kiiresti vähenema, määrab madalama piirsagedusega f_{β} transistor. Sõltuvalt temperatuurist võib emitterjärgija sisendtakistus olenevalt kasutatavatest transistoridest ja tööpunkti valikust kas väheneda või suureneda. Germaaniumtransistoride puhul sisendtakistus temperatuuri tõustes üldreeglina väheneb.

7. 7. TRANSISTORI TÖÖPUNKTI STABILISEERIMINE

Nagu eespool selgitatud, on transistoridele iseloomulik suhteliselt suur parameetrite temperatuurisõltuvus. Transistori kollektorivoolu suurust ning seega ka tööpunkti mõjutavad eelkõige kollektorsiirde vastuvoolu I_{K0} , vooluvõimendusteguri B ja emittersiirde pinge U_{BE} muutused sõltuvalt temperatuurist. Analoogiliselt mõjutavad tööpunkti asukohta ka parameetrite tehnoloogiline hajuvus ning muutumine ekspluatatsiooniaja jooksul. Tööpunkti muutumine rikub transistori normaalset töörežiimi. Tööpunkti nihkumisel karakteristikute mittelineaarsesse piirkonda suurenevad võimendusastme mittelineaarmoonutused, mis võivad areneda kuni väljundsignaali amplituudi piiramiseni. Samuti võib mittestabiliseeritud tööpunktiga lülituses tekkida termilise tagasisidestuse tõttu transistori kollektorivoolu laviinitaoline suurenemine, mis võib viia transistori riknemiseni kollektorsiirde termilise läbilöögi tõttu. Transistori tööpunkti stabiliseerimine on üks tähtsamaid ülesandeid transistorlülituste projekteerimisel.

Võtame vaatluse alla transistori ühise emitteriga lülituse, kus kollektori alalisvool I_K avaldub järgmiselt:

$$I_{K} = BI_{B} + (1+B)I_{K0}$$

Diferentseerime toodud avaldist temperatuuri järgi:

$$\frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}T} = \frac{\mathrm{d}I_B}{\mathrm{d}T} B + \frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}T} \left(I_B + I_{K0}\right) + \frac{\mathrm{d}I_{K0}}{\mathrm{d}T} \left(1 + B\right).$$

Pärast üleminekut lõplikele juurdekasvudele saame:

$$\Delta I_{\kappa} = \Delta I_{B}B + \Delta B \left(I_{B} + I_{\kappa 0} \right) + \Delta I_{\kappa 0} \left(1 + B \right),$$

kus ΔI_K , ΔI_B , ΔB ja ΔI_{K0} on vastavalt I_K , I_B , B ja I_{K0} muutused etteantud temperatuurimuutuse ΔT juures.

Tööpunkti stabiilsuse analüüsimiseks vajaliku aseskeemi saame, kui täiendame transistori T-kujulist aseskeemi voolu- ja pingegeneraatoritega, mis võtavad arvesse üksikute parameetrite temperatuurisõltuvusest tingitud muutusi. Kollektoriharusse on lisaks voolugeneraatorile $\Delta I_B B$ sisse viidud voolugeneraatorid $\Delta B (I_B + I_{K0})$ ja $\Delta I_{K0} (1 + B)$, mis võtavad arvesse kollektorivoolu sõltuvust B ja I_{K0} muutustest. Emittersiirde pinge temperatuurisõltuvuse võtab arvesse emitteriharusse ühendatud pingegeneraator



 ΔU_{BE} . Kollektorsiirde takistuse mõju tööpunkti stabiilsusele tavaliselt ei arvestata, mistõttu ta on ka aseskeemist välja jäetud. Ühendades baasi-, kollektori- ja emitteriringi takistused, kusjuures R_b ja R_e sisaldavad ka aseskeemi takistusi r_b ja r_e , saame üldistatud aseskeemi (joon. 7. 34) transistori kollektorivoolu muutuste arvutamiseks. Lugedes kollektorivoolu muutust esilekutsuvad tegurid toimivaks üksteisest sõltumatult, saame aseskeemist lähtudes tuletada suurustest ΔI_{K0} , ΔB ja ΔU_{BE} tingitud kollektorivoolu muutused järgmisel kujul:

$$\Delta I_{K1} = \Delta I_{K0} \frac{1+B}{1+B\gamma} \,. \tag{7. 19}$$

$$\Delta I_{\rm K2} = \Delta B \, \frac{I_{\rm K0} - I_B}{1 + B_{\rm Y}} \,, \qquad \qquad 7. \, 20.$$

$$\Delta I_{K3} = \frac{\Delta U_{EB}}{R_e + R_b} \cdot \frac{B}{1 + B_Y}, \qquad 7. 21.$$

kus $\gamma = \frac{R_e}{R_e + R_b}$.

Transistori kollektorivoolu temperatuurisõltuvuse määra iseloo-"mustavad *ebastabiilsustegurid*. Tähtsamaks neist on ebastabiilsustegur S_i , mis võrdub ΔI_{K0} poolt tekitatud kollektorivoolu muutuse ΔI_{K1} ja ΔI_{K0} suhtega.¹ Valemist 7. 19 leiame:

$$S_i = \frac{\Delta I_{K1}}{\Delta I_{K0}} = \frac{1+B}{1+B\gamma}$$
. 7. 22.

Analoogiliselt võime defineerida ebastabiilsustegurid, mis arvestavad kollektorivoolu sõltuvust ΔB -st ja ΔU_{BE} -st. Valemeist 7. 20 ja 7. 21 saame vastavalt:

$$S_B = \frac{\Delta I_{K2}}{\Delta B} = \frac{I_{K0} + I_B}{1 + B_V} = S_i \frac{I_{K0} + I_B}{1 + B}, \qquad 7. 23.$$

$$S_{u} = \frac{\Delta I_{K3}}{\Delta U_{BE}} = \frac{1}{R_{e} + R_{b}} \cdot \frac{R}{1 + B_{Y}} = S_{i} \frac{B}{(1 + B)(R_{e} + R_{b})} . 7. 24.$$

¹ Ebastabiilsustegur S_i defineeritakse tavaliselt nii:

$$S_i = \frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}I_{K0}}.$$

Seejuures eeldatakse, et ei esine teisi destabiliseerivaid tegureid peale I_{K0} .

Liites kollektorivoolu muutuse üksikud komponendid 7. 19, 7. 20 ja 7. 21 ning kasutades seoseid 7. 22...7. 24, saame summaarse kollektorivoolu muutuse valemi kujul:

$$\Delta I_{K} = S_{i} \Delta I_{K0} + S_{B} \Delta B + S_{u} \Delta U_{BE}.$$

Valemist on näha, et kollektorivoolu muutus ΔI_{κ} on seda väiksem, mida väiksemad on ebastabiilsustegurid S_i , S_B ja S_n .

Vaatleme lähemalt, millest sõltub teguri S_i väärtus. Valemist 7. 22 järeldub, et $\gamma = 0$ puhul ($R_e = 0$) saavutab ebastabiilsustegur maksimaalse väärtuse $S_{imax} = 1 + B$ ja $\gamma = 1$ puhul ($R_b = 0$) minimaalse väärtuse $S_{imin} = 1$.

Siit järeldub, et tööpunkti maksimaalse stabiilsuse saavutamiseks on vajalik, et tegur γ läheneks ühele. See tähendab, et oleks rahuldatud võrratus $R_e \gg R_b$.

Tegelikes lülitustes pole selle võrratuse täitmine alati võimalik, kuid rahuldavaid tulemusi võib saada ka juba $R_e = (0,5...1) R_b$ juures. Takistus transistori baasiahelas vähendab alati tööpunkti stabiilsust, takistus emitteriahelas aga mõjub tekkiva negatiivse voolutagasisidestuse tõttu stabiliseerivalt. Baasipinge muutuse mõju suureneb takistuste R_e ja R_b vähendamisel. Transistori vooluvõimendusteguri muutused avaldavad tunduvamat mõju suuremate baasivoolude puhul.

Enne üksikute tööpunkti stabiliseerimise skeemide juurde asumist vaatleme üldistatud lülitust (joon. 7. 35), mis sisaldab kõiki võimalikke takistusi. Lugedes vastavate takistuste väärtused nulliks või lõpmatult suureks, on üldistatud skeemist võimalik tuletada kõik ühe toiteallika puhul kasutatavad transistori toiteskeemid.

Üldistatud lülituse ebastabiilsustegur S_i avaldub samuti valemiga 7. 22, kus

$$\gamma = \frac{R_e}{R_e' + R_b'}$$
 7. 25.

ning

$$R'_{b} = R_{3} \Big(1 + \frac{R_{1}}{R_{3}} + \frac{R_{1} + R_{6}}{R_{2}} \Big),$$
 7. 25, a

$$R'_{e} = R_{5} \left(1 + \frac{R_{6}}{R_{5}} + \frac{k_{1} + R_{6}}{R_{2}} \right).$$
 7. 25, b

 R_b' ja R_e' on vastavalt üldistatud lülituse ekvivalentsed baasi- ja emitteriahela takistused.

Kõige lihtsam transistori pingestamise skeem on näidatud joonisel 7. 36. Skeem tuletub üldistatud lülitusest, kui võtta $R_5 = R_3 =$ $= R_6 = 0$ ja $R_2 = \infty$. Kasutades valemeid 7. 22 ja 7. 25, saame,



7. 35. Transistori toiteahelate üldistatud skeem

7. 36. Jääva baasi eelvooluga toiteskeem

et $S_i = 1 + B$. Järelikult on toodud lülitus väga tundlik temperatuurimuutuste ja vooluvõimendusteguri B hajuvuse suhtes ning leiab kasutamist ainult erandjuhtudel.

Mõnevõrra paremate omadustega on skeem joonisel 7. 37, a. Üheaegselt eelvoolu andmisega baasi tekib siin negatiivne pingetagasisidestus. Tõepoolest, kollektorivoolu kasvamisel suureneb pingelang takistusel R_6 , mistõttu väheneb ka baasivool ning kollektorivoolu suurenemine osaliselt kompenseeritakse. Võttes valemites 7. 25 $R_3 = R_5 = R_4 = 0$ ja $R_2 = \infty$, saame:

$$\gamma = \frac{R_6}{R_1 + R_6}$$
, $S_i = 1 + \frac{B}{1 + (1 + B)\frac{R_6}{R_1}}$

Lülitus on seda stabiilsem, mida suurem on takistus R_6 ja väiksem takistus R_1 . Tegelikult on rahuldava stabiilsuse saavutamine tihti raske, sest samal ajal väheneb astme võimendus ja sisendtakis-



Negatiivse pingetagasisidestusega toiteskeem: a — alalis- ja vahelduvpingetagasisidestusega; b — ainult alalispingetagasisidestusega

tus. Paremaid tulemusi saab kõrgema toitepinge kasutamisel. Negatiivse vahelduvpingetagasisidestuse kõrvaldamiseks jaotatakse takistus R_1 kahte ossa $\left(R'_1 = R''_1 = \frac{R_1}{2}\right)$ ning keskpunkt maandatakse vahelduvpinge suhtes läbi sobiva mahtuvusega kondensaatori C_2 (joon. 7. 37, b). Tööpunkti stabiliseerimiseks võib kasutada ka negatiivset voolutagasisidestust (joon. 7. 38). Kui näiteks temperatuuri tõusu või transistori vahetamise tõttu kollektorivool suureneb, suureneb ka pingelang takistusel R_5 . See omakorda kutsub esile pingelangu vähenemise takistusel R_1 ja baasivool väheneb, kompenseerides osaliselt kollektorivoolu suurenemise. Võttes valemeis 7. 25 $R_3 = R_6 = 0$ ja $R_2 = \infty$, saame:

$$\gamma = \frac{R_5}{R_1 + R_5}, \quad S_i = 1 + \frac{B}{1 + (1 + B)\frac{R_5}{R_1}}.$$

Nagu valemist näha, paraneb lülituse stabiilsus R_5 ja R_1 suhte suurendamisel. Takistuse R_5 suurendamist aga piirab transistori kollektoripinge U_{KE} vähenemine sama toitepinge E_K puhul. Skeem sobib töötamiseks väikese temperatuurimuutuse ja B hajuvuse korral. Negatiivse vahelduvvoolutagasisidestuse kõrvaldamiseks ühendatakse rööbiti takistusega R_5 sobiva mahtuvusega kondensaator C_2 .

Väga hästi stabiliseerib tööpunkti lülitus, mille skeem on joonisel 7. 39. Stabiliseerimise põhimõte seisab selles, et küllalt madalaoomilise pingejaguri R_1R_2 abil fikseeritakse transistori baasipotentsiaal. Kollektorivoolu suurenemisel suureneb pingelang takistusel R_5 , mis põhjustab U_{BE} ja ühtlasi ka I_K vähenemise. Võttes valemeis 7. 25 $R_3 = R_6 = 0$, saame:

$$\gamma = \frac{R_5 \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)}{R_1 + R_5 \left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)},$$

$$S_i = 1 + \frac{B}{1 + (1 + B)R_5 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right)}.$$
7. 26.

Tööpunkti stabiilsus on seda suurem, mida suurem on takistus R_5 ja väiksemad takistused R_1 ja R_2 . Takistused R_1 ja R_2 ei või olla ülemäära väikesed, sest sel juhul väheneb astme sisendtakistus ja suureneb voolutarbimine toiteallikast. Takistuse R_5 suurendamist piirab kollektoripinge U_{KE} vähenemine samal toitepinge E_K väärtusel. Seepärast on otstarbekas piirduda teguri S_i väärtusega 1,5...2. Enamikel juhtudel aga rahuldab täiesti $S_i = 2...5$.



- 7.38. Negatiivse alalisvoolutagasisidestusega ja etteantud baasivooluga toiteskeem
- 7. 39. Negatiivse alalisvoolutagasisidestusega ja etteantud baasipingega toiteskeem

Siiani võtsime $R_6 = 0$, eeldades, et kollektoriahelas lahtisidestusfilter puudub. Kui aga kasutatakse kollektoriahela lahtisidestust $(R_6 \neq 0)$, tekib lisanähtusena negatiivne alalisvoolutagasisidestus, mis aitab transistori tööpunkti stabiliseerida. See kehtib ka eespool kirjeldatud toiteskeemide kohta.

Vaatame, kuidas leida skeemi takistuste suurused. Olgu näiteks antud transistori II14 (B = 40) tööpunkti andmed $I_K = 2$ mA ja $U_{KE} = -4$ V ning toitepinge $E_K = -9$ V. Ligikaudse arvutuse puhul valitakse ette pingelang U takistusel R_5 ja vool I läbi pingejaguri R_1R_2 :

$$U = (0,15...0,2) E_{\kappa}$$
, ja $I = (5...7) I_{R}$,

kus $I_B = \frac{I_K}{B}$.

Tööpunkti paremaks stabiliseerimiseks valime suuremad arvväärtused: $U = 0.2E_{K} = 0.2 \cdot 9 = 1.8$ V, $I_{B} = \frac{I_{K}}{B} = \frac{2}{40} = 0.05$ m/ ja $I = 7I_{B} = 7 \cdot 0.05 = 0.35$ mA. Edasi leiame takistuse R_{5} suuruse:

$$R_5 = \frac{U}{I_K} = \frac{1.8}{2} = 0.9 \text{ k}\Omega.$$

Valime $R_5 = 910 \ \Omega$

Kollektoritakistuse R4 suurus leitakse järgmiselt:

$$R_4 = \frac{E_K - U_{KE} - U}{I_K} = \frac{9 - 4 - 1.8}{2} = 1.6 \text{ k}\Omega.$$

Valime $R_4 = 1.6 \text{ k}\Omega$. Arvutame pingejaguri takistused R_1 ja R_2 , võttes $U_{BE} = -0.2 \text{ V}$:

$$R_2 = \frac{U + U_{BE}}{I} = \frac{1.8 + 0.2}{0.35} = 5.7 \text{ k}\Omega.$$

Valime $R_2 = 5,6 \text{ k}\Omega$.

$$R_1 = \frac{E_K - U - U_{BE}}{I + I_B} = \frac{9 - 1.8 - 0.2}{0.35 + 0.05} = 17.5 \text{ k}\Omega.$$

Valime $R_1 = 18 \text{ k}\Omega$.

Asetades takistite R_1 , R_2 ja R_5 ning B väärtused S_i valemisse 7. 26, saame:

$$S_i \approx 5.$$

Kui peale transistori tööpunkti on ka kollektoritakistuse R_4 ja ebastabiilsusteguri S_i suurused ette antud, võib takistuste R_1 , R_2 ja R_5 väärtused leida järgmiste ligikaudsete valemite abil:

$$R_{5} = \frac{A(E_{K} - U_{KE} - R_{4}I_{K})}{I_{K} - I_{K0}},$$

$$R_{1} = \frac{E_{K}(S_{i} - 1)}{I_{K} - S_{i}I_{K0}},$$

$$R_{2} = \frac{R_{1}R_{5}(S_{i} - 1)}{AS_{i}R_{1} - (R_{1} + R_{5})(S_{i} - 1)} \approx \frac{R_{1}R_{5}(S_{i} - 1)}{R_{1} - R_{5}(S_{i} - 1)}.$$

Väga hea tööpunkti stabiilsusega on ka skeem joonisel 7. 40. Erinevus skeemist joonisel 7. 39 seisab selles, et pingejaguri takistus R_1 pole ühendatud otse toiteallika pingele, vaid transistori kollektoripingele. Selliselt tekitatakse lisaks alalisvoolutagasisidestusele veel negatiivne alalispingetagasisidestus. Võttes valemeis 7. 25 $R_3 = R_4 = 0$, saame:

$$\gamma = \frac{R_5 \left(1 + \frac{R_6}{R_5} + \frac{R_1 + R_6}{R_2} \right)}{R_1 + R_5 \left(1 + \frac{R_6}{R_5} + \frac{R_1 + R_6}{R_2} \right)},$$

$$S_i = 1 + \frac{B}{1 + (1 + B) \left[R_5 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) + \frac{R_6}{R_1} \left(1 + \frac{R_5}{R_2} \right) \right]}.$$
 7. 27.

236

7. 40. Negatiivse pinge- ja alalisvoolutagasisidestusega toiteskeem

Valemist 7. 27 järeldub, et stabiliseeriv toime on seda suurem, mida suuremad on R_5 ja R_6 takistustega R_1 ja R_2 võrreldes. Ebastabiilsusteguri S_i vähendamisel muutub jällegi piiravaks astme võimenduse ja sisendtakistuse vähenemine ning lülituse voolutarbe suurenemine.



Kui on tarvis saavutada tööpunkti suurt stabiilsust ($S_i \approx 1$), siis on otstarbekas kasutada kahe toiteallikaga skeemi (joon. 7. 41). Tänu eelpingeallikale E_B võib baasiahelas oleva takistuse R_2 valida tunduvalt väiksema emitteriahela takistusest R_5 . See aga võimaldab tunduvalt vähendada teguri S_i suurust, mille arvutamiseks võib kasutada valemeid 7. 25. Ühtlasi väheneb ka tarbitav võimsus.

Võimendusastme tööpunkti temperatuuristabiliseerimiseks võib edukalt kasutada ka pooljuhtdioode ja termistore, s. o. elemente, millele on iseloomulik tunduv takistuse temperatuurisõltuvus. Tööpunkti stabiliseerimise põhimõte seisab lühidalt järgmises. Temperatuuritundlik takistus ühendatakse lülitusse nii, et temperatuuri tõusmisel transistori baasi eelpinge väheneb, millega B, I_{K0} ja U_{BE} temperatuurisõltuvusest tingitud kollektorivoolu suurenemine kompenseeritakse.

Joonisel 7. 42 on toodud skeem, kus tööpunkti stabiliseerimiseks kasutatakse vastupingestatud dioodi rööbiti takistusega R₂. Tem-





7. 41. Kahe toiteallikaga skeem

7. 42. Tööpunkti temperatuuristabiliseerimine pooljuhtdioodi abil

peratuuri tõusmisel dioodi *D* vastutakistus ning pinge emittersiirdel vähenevad, tingides ka kollektorivoolu vähenemise. Kompenseerimisahela parameetrid võib valida nii, et temperatuuri tõusmisel transistori kollektorivool kas suureneb, väheneb või jääb muutumatuks.

Termistor toimib kollektorivoolu muutuse kompenseerimisel analoogiliselt ülalkirjeldatuga: temperatuuri tõusmisel termistori takistus väheneb, negatiivne eelpinge emittersiirdel samuti väheneb ning kollektorivool jääb peaaegu muutumatuks. Et saada baasi pingejaguri alumise õla takistuse sobivat temperatuurisõltuvust, ühendatakse rööbiti ja järjestikku termistoriga sobiva suurusega lineaartakistid.

Mittelineaarsete takistite kasutamine võimaldab saavutada tööpunkti hea stabiilsuse võimendusastme suurema võimenduse, sisendtakistuse ja väiksema voolutarbimise juures.

Kõiki kirjeldatud tööpunkti stabiliseerimise viise võib kasutada peale madalsagedusvõimendite ka kõrgsagedusvõimendites jm.

7. 8. TRANSISTORI TÖÖ KÕRGETEL SAGEDUSTEL

Transistori siirdekarakteristikud. Difusioontransistoril, millel puudub baasi sisemine elektriväli, liiguvad laengukandjad emitterilt kollektorile difusiooniprotsessi tulemusena. Vaatleme aukude liikumist baasis, kui emitterile antakse vooluastang (joon. 7. 43). Kunaaukude difusioonikiirus baasis on lõplik suurus, siis ei jõua augud kollektorsiirdeni silmapilkselt, vaid teatud ajavahemiku möödumisel. Seepärast kollektorivoolu suurenemine ei alga mitte otsekohe, vaid teatava hilinemisega emitterivoolu suhtes. On arusaadav, et mida õhem on transistori baas ja suurem aukude difusioonikiirus, seda väiksem on ka hilistumine t_{μ} .

Üksikute aukude difusioonikiirused baasis on erinevad. Seepärast jõuavad emittersiirdelt üheaegselt väljunudaugud kollektorsiirdeni erinevatel hetkedel: kiiremad augud varem, aeglasemad hiljem. Kollektorivool ei muutu seetõttu hüppeliselt, vaid sujuvalt ajavahemiku t_D jooksul, mida nimetatakse *keskmiseks difusioonikestuseks:*



 Emitterivoolu astangu poolt tekitatud siirdeprotsessid transistoris

7. 43.

$$t_D = \frac{\omega^2}{2D_p} \,.$$

Keskmine difusioonikestus t_D võrdub ajakonstandiga $\dot{\tau}_{\alpha}$, kui viimase leidmisel valemist 5. 18 tingimusel $\alpha = \varkappa$ kasutatakse hüperboolse koosinuse rittarendusest ainult kahte esimest liiget. Teiste sõnadega: $t_D = \tau_{\alpha}$, kui kollektorivoolu hilistumist ei arvestata $(t_p \ll t_D)$.

Vaatame, kuidas kollektorivoolu siirdeprotsess kirjeldub matemaatiliselt. Kui transistori emitterisse anda ühik-vooluastang

 $i_{F} = 1$, kui $t \ge 0$, 7.29.

siis kollektorivoolu ajaline muutus kirjeldub otseselt vooluvõimendusteguri α ajalise muutuse kaudu. Viimast nimetatakse ka transistori *siirdekarakteristikuks* ühise baasiga lülituses. Tõepoolest, arvestades tingimust 7. 29, saame:

$$\alpha(t) = \frac{i_K}{i_E} = i_K.$$

Transistori siirdekarakteristiku leidmiseks tuleb lähemalt vaadelda baasi ülekandetegurit \varkappa , mis põhiliselt määrabki vooluvõimendusteguri α sagedussõltuvuse. Võttes $\alpha = \varkappa$ ning kasutades valemeid 5. 18 ja 5. 19, moodustame suhte

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} \approx \frac{1}{1 + j\omega\tau_p} \frac{\omega^2}{2L_p^2} \approx \frac{1}{1 + j\omega\tau_p(1 - \alpha_0)}$$

Tähistades siin

 $\tau_p(1-\alpha_0) = \tau_\alpha, \qquad \qquad 7. 30.$

kus τ_{α} on vooluvõimendusteguri α ajakonstant, saame:

$$a = \frac{a_0}{1 + j\omega\tau_a}$$
 7. 31.

Vooluvõimendusteguri a sageduskarakteristik on üheselt seotud tema siirdekarakteristikuga, mis tuletub valemist 7. 31 järgmisel kujul:

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_\alpha}} \right).$$
7. 32.

Järelikult ka

7. 28.

$$i_{K} = I_{K} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\alpha}}} \right),$$

kus I_{κ} on väljakujunenud kollektorivool.

Valem 7. 33 kirjeldab üldiselt õigesti kollektorivoolu siirdeprotsessi, kuid eespool tehtud lihtsustuste tõttu ei võta see seos arvesse kollektorivoolu hilistumist emitterivoolu suhtes. Tõepoolest, valemi 7. 33 järgi hakkab kollektorivool eksponentsiaalselt kasvama otsekohe, niipea kui t > 0. Sama on näha ka jooniselt 7. 44, kus on toodud transistori tegelik siirdekarakteristik (kõver 1) ja lähendus vastavalt valemile 7. 32 (kõver 2).

Parema lähenduse saame, kui nihutame eksponenti ajaliselt kollektorivoolu hilistumise t_h võrra. Siis hetkedel $t \ge t_h$

$$i_{K} = I_{K} \left(1 - e^{-\frac{t - t_{h}}{\tau_{\alpha}}} \right)$$

ning α siirdekarakteristik

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left(1 - e^{\frac{t-t_h}{\sqrt{\tau_\alpha}}} \right), \qquad \qquad 7. 34.$$

kus $t_h = m\tau_{\alpha}$. Keskmine difusioonikestus avaldub nüüd kujul $t_D = (1 + m)\tau_{\alpha}$. Difusioontransistoridel $m \approx 0,2$, triivtransistoridel $m \approx 0,8$.

Vooluvõimendusteguri α sageduskarakteristik kujuneb seejuures järgmiseks:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega\tau_{\alpha}} \cdot e^{-j\omega t_h} = |\alpha| e^{-j\varphi_{\alpha}} \cdot e^{-j\varphi_h} = |\alpha| e^{-j(\varphi_{\alpha} + \varphi_h)}.$$
7.35



 Transistori siirdekarakteristikud Näeme, et sageduskarakteristikus kajastub sisseviidud parandus täiendavas faasinurgas φ_h , mis liidetakse faasinurgale φ_n . Valemile 7. 35 vastav siirdekarakteristik on samuti toodud joonisel 7. 44 (kõver 3).

Ühise emitteriga lülituse sagedus- ja siirdekarakteristikud on kujult sarnased ühise baasiga lülituse vastavate karakteristikutega:

$$\beta = \frac{\beta_0}{1 + j\omega\tau_\beta} \cdot e^{-j\omega t_{he}}, \qquad \qquad 7. 36.$$

$$\beta(t) = \beta_0 \left(1 - e^{-\frac{t - t_{he}}{\tau_{\beta}}} \right), \text{ kui } t \ge t_{he}, \qquad 7.37.$$

kus $\tau_{\beta} \approx (1+m) (1+\beta_0) \tau_{\alpha} = (1+m) \tau_{p}$,

$$t_{he} \approx \frac{m \tau_{\alpha}}{1+m} = \frac{m \tau_{\beta}}{(1+m)(1+\beta_0)}$$

Vähemtäpsete arvutuste puhul võetakse m = 0, $t_{\mu e} = 0$ ja $\tau_{\beta} =$ $= (1 + \beta_0)\tau_{\alpha} = \tau_p, \ \omega_{\beta} = \frac{\omega_{\alpha}}{1 + \beta_0} = \omega_{\alpha}(1 - \alpha_0).$

Transistori vooluvõimendusteguri sagedussõltuvus. Kuni võimendatava signaali nurksagedus $\omega = 2\pi f$ on madal, s. t. võnkumiste periood T on palju suurem keskmisest difusioonikestusest t_D , järgnevad kollektoriyoolu muutused vahetult emitteriyoolu muutustele ning transistori elektroodide voolud on omavahel faasis (joon. 7. 45, a). Sageduse tõusmisel hakkavad kollektorivoolu muutused ikka rohkem maha jääma emitterivoolu muutustest ning voolude vahel tekivad faasinihked (joon. 7. 45, b). Ühtlasi väheneb kollektorivoolu amplituud, sest ainult kiiremad augud jõuavad järgida tüüriva signaali muutusi. Ilmekalt illustreerivad seda voolude vektordiagrammid madalatel ja kõrgetel sagedustel. Joonisel 7. 45, c on kujutatud voolude vektordiagramm madalate sageduste jaoks. Vooluvektorite vaheline faasinihe on null ning emitterivool võrdub kollektori- ja baasivoolu algebralise summaga. Kõrgetel sagedustel tekib voolude vahel tunduv faasinihe ning moodustub vektorkolmnurk (joon. 7. 45, d). Transistori baasivool suureneb tunduvalt isegi sel juhul, kui kollektorivool oluliselt ei vähenegi. Joonise 7. 45 lähemal vaatlusel võib teha järelduse, et ühise emitteriga lülituses, kus sisendsuuruseks on baasivool, on vooluvõimendusteguri sagedussõltuvus tunduvalt suurem kui ühise baasiga lülituses.

Kõrgematel sagedustel muutub vooluvõimendustegur komplekssuuruseks:

 $\alpha = |\alpha| e^{-j\varphi_{\alpha}}$

241 16 Pooljuhtseadised...



Transistori voolude sagedussõltuvus:
 α — voolude ajaline diagramm madalatel sagedustel; b — voolude ajaline diagramm kõrgetel sagedustel; c — voolude vektordiagramm madalatel sagedustel; d — voolude vektordiagramm kõrgetel sagedustel

kus $|\alpha| = |\alpha|(\omega)$ — amplituudi-sageduskarakteristik; $\varphi_{\alpha} = \varphi_{\alpha}(\omega)$ — faasi-sageduskarakteristik.

Transistori vooluvõimendusteguri α sagedussõltuvust iseloomustab kõige täpsemini valem 5. 18:

$$\alpha = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{w}{L_p} \sqrt{1 + \mathrm{j}\omega \tau_p}}$$

Sellest valemist leitud $|\alpha|$ ja φ_{α} sagedussõltuvust iseloomustavad joonisel 7. 46 kõverad 1. Vaadeldes siirdekarakteristikuid, tõime ühtlasi ära kaks ligikaudset α valemit. Esimene neist on 7. 31:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}},$$

kus $\omega_{\alpha} = \frac{1}{\tau_{\alpha}}$.

Siit

$$\begin{split} |\alpha| &= \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{\alpha}}\right)^2}},\\ \phi_{\alpha} &= - \arctan \frac{\omega}{\omega_{\alpha}}, \end{split}$$

mis joonisel 7. 46 on kujutatud kõveratena 2. Täpsustatud α valem on järgmine:





Täpsustatud faasi-sageduskarakteristik avaldub siit järgmiselt:

$$\varphi_{\alpha} = - \operatorname{arctg} \frac{\omega}{\omega_{\alpha}} - m \frac{\omega}{\omega_{\alpha}}$$

Vastav φ_{α} sagedussõltuvus on toodud joonisel 7.46 kõverana 3.

Transistori piirsagedused. Ühise baasiga lülituse vooluvõimendusteguri piirsageduseks ehk α -piirsageduseks nimetatakse sagedust f_{α} , mille juures $|\alpha|$ on $\sqrt{2}$ korda ehk 3 dB väiksem kui α_0 . Varem sissetoodud nurksagedusega ω_{α} on piirsagedus f_{α} seotud järgmiselt:

$$\omega_{\alpha} = 2 \pi f_{\alpha}$$
.

243

16*

Kui näiteks valemis 7. 38 võtta $\omega = \omega_a$, saamegi, et

$$|\alpha| = \frac{\alpha_0}{1/2}$$

Kuna

$$\omega_{\alpha} = \frac{1}{\tau_{\alpha}} \approx \frac{1}{t_D} = \frac{2D_p}{\omega^2},$$

siis sõltub f_{α} transistori töörežiimist (joon. 7. 47). Piirsagedus f_{α} sõltub emitterivoolust difusiooniteguri D_{p} kaudu, mille ekvivalentne väärtus (arvestab ka triivi osatähtsust laengukandjate liikumisel läbi baasi) tavaliselt suureneb koos emitterivooluga. Kollektoripingest sõltub piirsagedus f_{α} baasipaksuse ω kaudu. Pinge suurendamisel kollektorsiirdel baasipaksus väheneb ja piirsagedus f_{α} suureneb. Temperatuuri tõusmisel f_{α} mõnevõrra kasvab difusiooniteguri D_{p} suurenemise tõttu.





Sulandatud transistoridel on f_{α} suurusjärgus mõni MHz, kõrgsageduslikel triivtransistoridel võib aga ulatuda mõnekümne kuni mõnesaja megahertsini.

Analoogiliselt piirsagedusega f_{α} defineeritakse ühise emitteriga lülituse vooluvõimendusteguri piirsagedus ehk β -piirsagedus f_{β} . Kui $f = f_{\beta}$, siis $|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{2}}$.

Ka siin kehtib seos

$$\omega_{\beta} = \frac{1}{\tau_{\beta}}$$
.

Valemist 7. 37 leiame, et





$$\hat{f}_{\beta} = \frac{\hat{f}_{\alpha}}{(1+m)(1+\beta_0)} \,.$$

Siit järeldub, et piirsagedus f_{β} on ligikaudu β_0 korda madalam piirsagedusest f_{α} . Samuti tuleb silmas pidada, et ühesuguse f_{α} -ga, kuid erineva β_0 -ga transistoridel vastab suuremale β_0 -le väiksem piirsagedus f_{β} ja vastupidi (joon. 7. 48). Selgub, et väiksema β_0 -ga transistorid võimendavad ühtlaselt laiemas sagedusribas kui suurema β_0 -ga transistorid. Seda tuleb arvestada, valides transistori näiteks raadiovastuvõtja kõrgsagedusastme jaoks. Enamiku kasutada olevate transistoride $f_{\beta} = (0,01\ldots0,1)f_{\alpha}$.

Transistori tõusu piirsageduseks f_s nimetatakse sagedust, mille juures transistori tõus ühise emitteriga lülituses väheneb $\sqrt{2}$ korda, võrreldes oma madalsagedusliku väärtusega S_0 . See tähendab, et kui $f = f_s$, siis

$$|Y_{21e}| = \frac{S_0}{\sqrt{2}}.$$

Piirsagedused f_s ja f_s on omavahel seotud järgmiselt:

$$f_{S} = \left[1 + \frac{r_{ed} (1 + \beta_{0})}{r_{b}'}\right] f_{\beta} < f_{\alpha}.$$

Transistori sageduslike omaduste iseloomustamiseks kasutatakse veel sagedusi f_T ja f_{gen} , mille juures vastavalt $|\beta| = 1$ ja $K_p = 1$.

Vooluvõimendusteguri β moodul avaldub valemist 7. 36 järg selt:

$$|\beta| = \frac{\beta_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{-\omega}{\omega_\beta}\right)^2}}.$$

Võttes siin $|\beta| = 1$, leiame, et

$$f_T \approx \beta_0 f_\beta \approx \frac{f_\alpha}{1+m}$$
.

Sagedus f_{gen} on sobitatud koormustega ning neutraliseeritud an generaatori maksimaalne genereerimissagedus, s. o. sagedus, m juures $K_p = 1$. Transistori parameetrite kaudu avaldub sage f_{gen} järgmiselt:

$$f_{gen} = \sqrt{\frac{\alpha_0 f_{\alpha}}{30 r_b' C_k}},$$

kus f_{α} MHz, r'_{b} Ω , C_{k} pF ja \dot{f}_{gen} GHz. Nagu valemist näeme, on tr sistor kasutatav seda kõrgematel sagedustel, mida suurern tema piirsagedus f_{α} ning mida väiksemad on baasi mahutaki: r'_{b} ja kollektorsiirde mahtuvus C_{k} . Käsiraamatuis antakse sa korrutis r'_{b} C_{k} kui transistori iseloomustav kõrgsagedus p: meeter.

Transistori kõrgsageduslik aseskeem. Kõrgematel sagedustel m tuvad transistorneliklemmi parameetrid kompleksseteks, sisalda nii reaal- kui ka imaginaarosa. Kõrgsageduslike transistorskeem arvutamisel võib kasutada kas Z-, Y- või H-parameetreid. Sa damini kasutatakse siiski Y-parameetreid, sest nende mõõtm kõrgetel sagedustel on lihtsam ja täpsem. Allpool vaatlemegi ü emitteriga lülituse kõrgsageduslikku aseskeemi ja Y-param reid.

Kõrgsagedusskeemide analüüsiks on vaja teada Y-parameet reaal- ja imaginaarosade suurust sõltuvalt sagedusest. Sel võib katseliselt üles võtta Y-parameetrite mooduli ja faasi sageo sõltuvuse. Sagedussõltuvuse võib anda ka analüütiliselt, valen kujul, mis on tuletatud lähtudes transistori kõrgsageduslikust skeemist.

Erialakirjanduses on esitatud mitmesuguseid kõrgsagedus1 aseskeeme, mis suurema või väiksema täpsusega kajastavad t sistoris toimuvaid füüsikalisi nähtusi.

Laialt on levinud kõrgsageduslik Π -kujuline aseskeem (joon. 7. Induktiivsuse L_{ke} lisamisega áseskeemi võetakse arvesse sed ε



7. 49. Transistori ühise emitteriga lülituse kõrgsageduslik Π-kujuline aseskeem

kõrgetel sagedustel, kus laengukandjale keskmine difusioonikestus läbi baasi muutub võrreldavaks võimendatava signaali võnkeperioodiga, jäävad kollektorivoolu muutused maha emitteripinge muutustest.

Kõrgsagedusliku Π-kujulise aseskeemi parameetrid on transistori füüsikalise aseskeemi (joon. 5. 13) parameetritega seotud järgmiste ligikaudsete seostega:

$$\begin{split} r_{b'b} &= r'_{b} = r_{b} - r_{e} \left(1 + \beta_{0} \right); \quad C_{b'e} = C_{e}; \\ r_{b'e} &= r_{ed} \left(1 + \beta_{0} \right) = 2r_{e} \left(1 + \beta_{0} \right); \quad C_{b'k} = C_{k}; \\ r_{b'k} &= 2r_{k}; \\ r_{ke} &= \frac{2r_{k}}{1 + \beta_{0}}; \quad Y = G \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_{d}}}; \\ &= \frac{\alpha_{0}}{r_{ed}} = \frac{\alpha_{0}}{2r_{e}}, \quad \omega_{d} = \frac{r_{ke}}{L_{ke}}. \end{split}$$

Aseskeemi elementide suurused on Π 14-tüüpi transistori puhul näiteks järgmised: $r_{b'b} = 75 \Omega$, $r_{b'e} = 1,1 \ k\Omega$, $r_{b'k} = 1,8 \ M\Omega$, $r_{ke} = 120 \ k\Omega$, $C_{b'e} = 4150 \ pF$, $C_{b'k} = 31 \ pF$, $L_{ke} = 3,2 \ mH$, $G = 40 \ mS$. Need suurused on iseloomulikud enamikule väikesevõimsuselistele difusioontransistoridele.

Kui lugeda $L_{ke} = 0$ ($\omega_d = \infty$ ja Y = G), siis saame lihtsustatud Π -kujulise aseskeemi ehk nn. Giacoletto aseskeemi, mis on rahuldava täpsusega kasutatav kuni sagedusteni $0.5f_{\alpha}$.

Määrame nüüd joonisel 7. 49 toodud aseskeemist lähtudes transistori *Y*-parameetrite sagedussõltuvuse.

Kompleksne sisendjuhtivus Y11e määratakse transistori lühistatud

kus G



7. 50.

Sisendjuhtivus Y11e:

a — parameetri Y_{11e} aseskeem sagedusest mittesõltuvatest elementidest; b — parameetri Y_{11e} aseskeem sagedusest sõltuvatest elementidest; c — r_{11} ja C_{11} sagedussõltuvus



Vastuülekandejuhtivus Y_{12e}:
 a — parameetri Y_{12e} aseskeem sagedusest sõltuvatest elementidest;
 b — r₁₂ ja C₁₂ sagedussõltuvus

väljundi korral. Kuna reaalses transistoris on $r_{b'e} \ll r_{b'k}$ ja $C_{b'k} \ll \ll C_{b'e}$, siis võime sisendjuhtivust Y_{11e} kujutada aseskeemina joonisel 7. 50, *a*. See aseskeem on koostatud sagedusest mittesõltuvatest elementidest ning iseloomustab suure täpsusega sisendjuhtivuse sagedussõltuvust laias sagedusribas. Parameeter Y_{11e} on mahtuvusliku iseloomuga. Tavaliselt kujutatakse parameetrit Y_{11e} sagedusest sõltuva takistuse ja mahtuvuse paralleelühendusena (joon. 7. 50, *b*). Vastavalt sellisele aseskeemile

$$Y_{11e} = g_{11} + j_{\omega}C_{11},$$

kus $g_{11} = \frac{1}{r_{11}}$.

Takistuse r_{11} ja mahtuvuse C_{11} sagedussõltuvus on kujutatud joonisel 7. 50, c. Madalatel sagedustel ($\omega \rightarrow 0$) muutub sisendjuhti-

vuse reaktiivosa nulliks ning aktiivosa saavutab maksimaalse (madalsagedusliku) väärtuse g_{110} . See pole aga midagi muud, kui varemkasutatud madalsageduslik parameeter y110 . Tõepoolest

$$Y_{11e}|_{\infty \to 0} = g_{110} = \frac{1}{r_{b'e} + r_{b'b}} = \frac{1}{r_e (1 + \beta_0) + r_b} = y_{11e}.$$

Väga kõrgetel sagedustel (ω≫ωs) muutub sisendjuhtivus samuti aktiivseks:

$$Y_{11e} \Big|_{\omega \to \infty} = r_{b'b} = r'_b .$$

Seda seost kasutatakse ka baasi mahutakistuse r'_{h} mõõtmisel. Kompleksne vastuülekandejuhtivus Y12e määratakse transistori lühistatud sisendi korral. Parameetri Y_{12e} lihtsaimaks aseskeemiks on sagedusest sõltuva takistuse r_{12} ja mahtuvuse C_{12} paralleelühendus (joon. 7. 51, a). Ühise emitteriga lülituses on para-meeter Y_{12e} negatiivne. Seega

$$Y_{12e} = -(g_{12} + j\omega C_{12}).$$

Takistuse r_{12} ja mahtuvuse C_{12} sagedussõltuvus on kujutatud joonisel 7. 51, b. Ka siin kehtib seos

$$Y_{12e} |_{w \to 0} = -g_{120} = \frac{-r_{b'e}}{r_{b'k} (r_{b'e} + r_{b'b})} = -\frac{r_e (1 + \beta_0)}{r_b [r_e (1 + \beta_0) + r_b]} = y_{12e}.$$



Päriülekandejuhtivus Y21e: 7. 52.

a — parameetri Y_{21e} aseskeem sagedusest sõltuvast takistusest ja sagedusest mittesõltuvast induktiivsusest; b — parameetri Y_{21e} mooduli ja faasi sagedussõltuvus

Kompleksne päriülekandejuhtivus Y_{21e} määratakse transistori lühistatud väljundi korral. Parameeter Y_{21e} on induktiivse iseloomuga ning tema aseskeem joonisel 7.52, *a* koosneb järjestikku ühendatud sagedusest sõltuvast takistusest r_{21} ja induktiivsusest L_{21} , mis ei sõltu sagedusest. Tavaliselt iseloomustatakse parameetrit Y_{21e} mooduli $|Y_{21e}|$ ja faasi φ_s abil. Kui eeldada, et $L_{ke} \neq 0$, siis

$$Y_{21e} = |Y_{21e}| e^{j\varphi_S} = \frac{1}{r_{21} + j\omega L_{21}} \approx$$
$$\approx \frac{Gr_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'b}} \cdot \frac{1}{\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_S}\right)\left(1 + j\frac{\omega}{\omega_d}\right)}$$

kusjuures

$$|Y_{21e}| = \frac{Gr_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'b}} \cdot \frac{1}{\left| \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^2 \right] \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_d} \right)^2 \right]}} \right|}$$
$$\varphi_s = -\arctan \frac{\frac{\omega}{\omega_s} \left(1 + \frac{\omega_s}{\omega_d} \right)}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^2 \frac{\omega_s}{\omega_d}}.$$

Mooduli $|Y_{21e}|$ ja faasi φ_S sagedussõltuvus juhul, kui $L_{ke} \neq 0$, on joonisel 7. 52, b kujutatud kõveratena 1. Kuni sagedusteni $\omega =$ $= (3...4) \omega_S$ on erinevused mooduli ja faasi teoreetilise ja katselise sagedussõltuvuse vahel väikesed. Kõrgematel sagedustel osutub faas φ_S tunduvalt suuremaks arvutatust. Katseline faasi-sageduskarakteristik on joonisel 7. 52, b kujutatud kõverana 2. Kui aşeskeemi kasutatakse suhteliselt madalamate sageduste jaoks, kus $\omega < (1...2) \omega_S$, võib ilma suuremat viga tegemata võtta $L_{ke} = 0$. Sel juhul $\omega_d = \infty$, aseskeemi r_{21} muutub sagedusest sõltumatuks ning $|Y_{21e}|$ ja φ_S avaldised lihtsustuvad tunduvalt:

$$|Y_{21e}| = \frac{Gr_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'b}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{S}}\right)^{2}}},$$

$$\varphi_{S} = -\operatorname{arctg} \frac{\omega}{\omega_{S}}.$$

Mooduli ja faasi sagedussõltuvus on juhu jaoks $L_{ke} = 0$ (Giacoletto aseskeem) joonisel 7. 52, b toodud kõveratena 3. Madalatel sagedustel

$$|Y_{21e}|_{\infty \to 0} = \frac{1}{r_{210}} = \frac{Gr_{b'e}}{r_{b'e} + r_{b'b}} = \frac{\beta_0}{r_e(1 + \beta_0) + r_b} = y_{21e} = S_0.$$

Väljundjuhtivus Y_{22e} määratakse transistori lühistatud sisendi korral. Vaatamata sellele, et parameetri Y_{22e} aseskeemis tuleks põhimõtteliselt võtta arvesse ka induktiivsus L_{ke} , koostatakse aseskeem sagedusest sõltuvate takistuse r_{22} ja mahtuvuse C_{22} rööpühendusena (joon. 7. 53, *a*). Induktiivsus L_{ke} mittearvestamine ei põhjusta märkimisväärset viga kuni sagedusteni $\omega \leq (3...4) \omega_s$ ning ka kõrgematel sagedustel jääb viga küllalt väikeseks. Vastavalt aseskeemile

$$Y_{22e} = g_{22} + j\omega C_{22},$$

kus $g_{22} = \frac{1}{r_{22}}$.

Takistuse r_{22} ja mahtuvuse C_{22} sagedussõltuvus on kujutatud joonisel 7. 53, b. Madalatel sagedustel

$$Y_{22e}|_{\omega \to 0} = g_{220} = \frac{(r_e + r_b)(1 + \beta_0)}{r_k [r_e(1 + \beta_0) + r_b]} = y_{22e}.$$

Triivtransistoride aseskeemid on üldiselt keerulisemad, sest füüsikalised protsessid triivtransistoris on komplitseeritumad kui difusioontransistoris. Seepärast tuleb küllalt täpse aseskeemi saamiseks elementide arvu suurendada. Kuna triivtransistoride piirsagedused on tunduvalt kõrgemad kui difusioontransistoridel, tuleb kõrgete sageduste jaoks koostatud aseskeemis arvestada ka transistori väljaviikude induktiivsusi ja nendevahelisi mahtuvusi. Joonistel 7. 54 ja 7. 55 on toodud Y-parameetrite mooduli ja faasi



7. 53. Väljundjuhtivus Y_{22e}:

a — parameetri Y_{22e} aseskeem sagedusest sõltuvatest elementidest; b — r_{22} ja C_{12} sagedussõltuvus

Y210 10.2 10-3 10.4 10-5 10-6 10-7 10-8 IkHz 10kHz QIMHZ. IMHZ IOMH7 120° + Pij 60° PILP 00 P21e -60° P12e -120° -180 IkHz 10kHz Q1MHz 10MHz 1MHz 100 MHz

7. 54. Π401-tüüpi transistori Yparameetrite mooduli sagedussõltuvus



sagedussõltuvuse graafikud triivtransistorile $\Pi 401$ režiimis $I_{\kappa} =$ = 2 mA ja $U_{\rm \tiny KE} = -5$ V. Transistori madalsageduslikud parameetrid on järgmised: $y_{11e} = 1,67 \text{ mS}, -y_{12e} = 0,03 \text{ \muS}, y_{21e} =$ $= S_0 = 70 \text{ mS}, y_{22e} = 0.05 \text{ mS}.$

Kui moodulite ja faaside sagedussõltuvused on antud, võime Y-parameetrite väärtused soovitud sagedusel leida järgmise valemi abil:

$$Y_{ij} = [Y_{ij}] (\cos \varphi_{ij} + j \sin \varphi_{ij}).$$
7. 39.

Leiame näiteks vaadeldud transistori sisendjuhtivuse Y11e sagedusel 1 MHz. Joonistelt 7. 54 ja 7. 55 leiame, et

 $|Y_{11e}| = 3,5 \text{ mS ja } \varphi_{11e} = 55^{\circ}.$

Kasutades valemit 7. 39, leiame, et

 $Y_{11e} = (2 + j 2.9) \text{ mS}.$

Samuti leitakse ka kõik ülejäänud Y-parameetrid.

252
Kõrgsagedusvõimendusastme stabiilsus. Kõrgsagedusvõimendite projekteerimisel tuleb pöörata vajalikku tähelepanu transistori sisemisele tagasisidestusele, mis võib oluliselt mõjutada võimendusastme stabiilsust, võimsusvõimendust, sisend- ja väljundtakistust jne.

Vaatame, kuidas transistori sisemise tagasisidestuse tõttu muutuvad võimendusastme sisend- ja väljundtakistused sõltuvaks vastavalt koormustakistusest ja signaaliallika sisetakistusest. Võimendusastme sisend- ja väljundjuhtivus avalduvad Y-parameetrite kaudu järgmiselt:

$$Y_{sis} = Y_{11} - Y_{12} \frac{Y_{21}}{Y_{22} + Y_k}, \qquad 7. 40.$$

$$Y_{välj} = Y_{22} - Y_{12} \frac{Y_{21}}{Y_{11} + Y_g}.$$
7. 41.

Kuna reaalsetel transistoridel $Y_{12} \neq 0$ (s. t. esineb sisemine tagasisidestus), siis muutuvad Y_{sis} ja $Y_{välj}$ (samuti ka R_{sis} ja $R_{välj}$) sõltuvaks juhtivustest Y_k ja Y_g . Kõik transistori parameetrid ja juhtivused Y_k ja Y_g sõltuvad omakorda sagedusest. See aga tähendab, et teatud sagedusribas võib võimendusastme sisendtakistus R_{sis} või väljundtakistus $R_{välj}$ muutuda nulliks või isegi negatiivseks. Kui transistori sisendi või väljundiga on ühendatud võnkeringid, nagu see on resonantsvõimendusastmetel, siis negatiivsed R_{sis} ja R_{valj} vähendavad üldist võnkeringide sumbumust ning võivad muuta selle negatiivseks. Negatiivse sumbumusega võnkeringis aga tekivad parasiitvõnkumised ning võimendi normaalne töö on võimatu. Parasiitvõnkumiste oht on seda suurem, mida suurem on astme võimendus ning mida parem on resonantsvõnkeringi hüvetegur.

Peale parasiitvõnkumiste võib transistori sisemine tagasisidestus põhjustada veel teisigi ebameeldivusi. Kui mitu resonantsvõimendusastet on ühendatud järjestikku, muutub võnkeringide häälestus üksteisest sõltuvaks. Kui negatiivse R_{sis} või $R_{välj}$ tõttu võnkeringi sumbumus oluliselt väheneb, jäädes seejuures siiski positiivseks, tekivad tunduvad võnkeringide resonantskõverate moonutused. Selle tulemusena kitseneb võimendi läbilaskeriba ning tekivad tugevad võimendatava signaali moonutused. Peale selle on niisugune võimendusaste potentsiaalselt ebastabiilne, s. t. et väikseimgi transistori töörežiimi muutus võib viia parasiitvõnkumiste tekkimisele.

Kõrgsagedusastmeis kasutatakse suurema võimsusvõimenduse saamiseks enamasti transistori ühise emitteriga lülitust. Nagu analüüs näitab, on sobitatud koormustega resonantsvõimendusaste potentsiaalselt ebastabiilne töösageduste keskmises piirkonnas (joon. 7. 56). Madalatel sagedustel, kus Sobitatud resonantsvõimendusastme võimsusvõimendusteguri sõltuvus sagedusest:

 neutraliseerimata võimendusaste; 2 — neutraliseerimata võimendusastme maksimaalne stabiilne võimsusvõimendus; 3 — neutraliseeritud võimendusaste



7. 56.

on võimendusaste stabiilne, sest transistori parameetrite ja koormustakistuste reaktiivkomponendid olulist mõju 'ei avalda. Kõrgetel sagedustel, kus

$$f > f_{kr2} \approx 0.4 \frac{r_{ed}}{r'_b} f_a \approx 0.4 f_s,$$

on võimendusaste samuti stabiilne võimsusvõimendusteguri tunduva vähenemise tõttu. Sulandatud transistoride puhul, mille $f_a < 10$ MHz, satub esimene kriitiline sagedus tavaliselt madalsagedusribasse. Teine kriitiline sagedus f_{kr2} on väiksem piirsagedusest f_a ning sõltub transistori tööpunkti valikust.

Võimendusastme stabiilsuse säilitamiseks sagedusvahemikus $f_{kr1} < f < f_{kr2}$ tuleb kas neutraliseerida transistori sisemine tagasisidestus või vähendada astme võimendust selles sagedusribas. Nagu jooniselt 7. 56 nähtub, on neutraliseerimata võimendusastme maksimaalne stabiilne võimsusvõimendus (kõver 2) tunduvalt väiksem kui neutraliseeritud võimendusastmel (kõver 3).

Transistori sisemise tagasisidestuse neutraliseerimine. Transistori sisemise tagasisidestuse kahjulikku mõju saab vähendada või täielikult kõrvaldada välise tagasisidestusahela ehk nn. *neutraliseerimisahela* abil. Neutraliseerimisahelad kujutavad endast passiivseid neliklemme, mille parameetrid valitakse nii, et passiivse neliklemmi vastuülekande parameeter oleks võrdne, kuid vastasmärgiline transistorneliklemmi vastuülekande parameetriga. Kui ühendada neliklemmid omavahel nii, et summaarse neliklemmi parameetrite avaldamisel lähteneliklemmide vastavad parameetrid liituvad, saame neliklemmi, mille parameetrid $Z_{12} = Y_{12} = H_{12} = 0$. See tähendab, et summaarse neliklemmi väljundi mõju sisendile kaob ning võimendusaste on alati stabiilne. Tõepoolest, kui $Y_{12} = 0$, siis valemeist 7. 40, 7. 41 leiame kõigi kolme lülitusviisi jaoks, et

 $f < f_{kr1} \approx f_{\beta}$,

$$R_{sis} = \frac{1}{\operatorname{Re}(Y_{11})} = \frac{1}{y_{11}} > 0, \quad R_{valj} = \frac{1}{\operatorname{Re}(Y_{22})} = \frac{1}{y_{22}} > 0.$$

Vaatleme lähemalt paralleelset ehk Y-tüüpi neutraliseerimisahelat, mida laialdaselt kasutatakse transistorvastuvõtjate vahesagedusastmetes.

Ühise emitteriga lülituses on parameeter Y_{12} negatiivne:

$$Y_{12e} = -(g_{12} + j_{\omega}C_{12}).$$
 7. 42.

Neutraliseerimisneliklemm moodustatakse juhtivusest Y_N ja faasipööravast trafost ülekandeteguriga n. Joonisel 7. 57 kujutatud neutraliseerimisneliklemmi vastuülekandejuhtivus avaldub järgmiselt:

$$Y_{12N} = \frac{Y_N}{n}$$
. 7.43.

Transistori sisemise tagasisidestuse neutraliseerimise tingimuseks on:

$$Y_{12N} = -Y_{12e} \,. \tag{7. 44}$$

Asetades seosed 7. 42, 7. 43 avaldisse 7. 44 saame:

$$Y_N = ng_{12} + j\omega nC_{12}.$$
 7. 45.

Saadud valemist 7. 45 võime järeldada, et juhtivus Y_N koosneb aktiivtakistuse ja mahtuvuse paralleelühendusest (joon. 7. 58, *a*). Tähistades need vastavalt R_N ja C_N , leiame, et

$$R_N = \frac{1}{ng_{12}} = \frac{r_{12}}{n}; \quad C_N = nC_{12}.$$





7. 57. Y-tüüpi neutralıseerimislülitus

7. 58. Neutraliseerimisahelad





Siit järeldub, et *RC*-paralleelahela kasutamine võimaldab transistori sisemist tagasisidestust neutraliseerida küllalt laias sagedusribas, kus parameetrite r_{12} ja C_{12} muutused sõltuvalt sagedusest on väikesed. *RC*-paralleelühenduse puuduseks on asjaolu, et alaliskomponendi tõkestamiseks tuleb järjestikku neutraliseerimisahelaga ühendada veel üks mahtuvus.

Sellest puudusest on vaba järjestikune neutraliseerimisahel joonisel 7. 58, *b*, võimaldades transistori sisemise tagasisidestuse neutraliseerimist kitsas sagedusribas. R_N ja C_N suurused leitakse järgmiselt:

$$R_N = \frac{1}{n} \frac{g_{12}}{g_{12}^2 + \omega^2 C_{12}^2} ; \quad C_N = n \cdot \frac{g_{12}^2 + \omega^2 C_{12}^2}{\omega^2 C_{12}} .$$

RC-järjestikahelat kasutatakse laialdaselt vahesagedusastmete neutraliseerimiseks.

Tihti kasutatakse neutraliseerimisahelas ainult mahtuvust C_N (joon. 7. 58, c). Sel juhul eeldatakse, et

 $g_{12} \ll \omega C_{12}$,

ning saadakse:

$$C_N = nC_{12} \approx nC_k \,.$$

Joonisel 7. 59 on toodud neutraliseeritud resonantsvõimendusastme tegelik skeem, kus kollektoripinge faasi muutmiseks 180³ võrra kasutatakse astmetevahelist sidestustrafot.

7. 9. TRANSISTORI MÜRAD

Üldküsimusi. Võimendi väljundis on kasuliku signaali kõrval alati ka teatav mürasignaal, mille allikaks on üldiselt võimendi lülituselemendid, eriti aga võimenduselemendid nagu transistorid ja elektronlambid. Erilist tähelepanu tuleb pöörata võimendi esimeste astmete müraomadustele, sest seal tekkinud mürasignaali võimendatakse kõige rohkem ning see määrabki põhiliselt mürataseme võimendi väljundis. Kui tundliku võimendi sisendastmes kasutada näiteks suure omamüraga transistori, võib võimendi väljundis esinev mürasignaal täielikult varjutada kasuliku signaali. Seega iseloomustab võimendit tema võimendusomaduste kõrval ka müratase võimendi väljundis, mis ühtlasi määrab võimendi maksimaalse tundlikkuse.

Mürasignaali tekitavad füüsikalised nähtused on mitmesugused. Näiteks elektrijuhis on vabad laengud pidevas kaootilises soojuslikus liikumises, tekitades juhi otstel juhuslikult muutuva emi., mida nimetatakse termiliseks müra-elektromotoorjõuks:

 $E_{tm}^2 = 4 k T \Delta f R$,

kus E_{tm} — termilise müra-emj. efektiivväärtus V; R — elektrijuhi aktiivtakistus Ω ;

Δf — vaadeldav sagedusriba Hz.

Nagu valemist nähtub, sõltub termiline müra-emj. aktiivtakistuse suurusest, temperatuurist ja vaadeldavast sagedusribast, ei sõltu aga sagedusest. Sellist sagedusest sõltumatut müra nimetatakse valgeks müraks ehk homogeenmüraks.

Teisi füüsikalisi nähtusi, mis põhjustavad mürapingete tekkimise transistoris, vaatleme allpool.

Võimendite müraomaduste hindamiseks on kasutusele võetud mürateguri mõiste. Võimendi mürategur

kus P_{m välj} – müravõimsus võimendi väljundil; $P_{m sis}$ — signaaliallika sisetakistuse poolt tekitatud müravõimsus võimendi sisendil; K_{p} - võimendi võimsusvõimendustegur.

Mürateguri väärtus ei sõltu võimendi koormustakistuse suurusest, kuid sõltub signaaliallika sobitusest võimendi sisendiga.

Kui võtta arvesse, et müravõimsus võimendi väljundil võrdub Kp kordselt võimendatud sisendi müravõimsuse Pm sis ja võimendus-

> 17 Pooljuhtseadised ... 257

elemendi (transistori) omamüra võimsuse Pm tr summaga, siis valemist 7. 46 järeldub:

$$F = \frac{K_p P_{m \ sis} + P_{m \ tr}}{K_p P_{m \ sis}} = 1 + \frac{P_{m \ tr}}{K_p P_{m \ sis}}.$$
 7. 47.

Teiste sõnadega: mürateguri abil võrreldakse reaalse ja ideaalse võimendi väljundil esinevaid müravõimsusi, kusjuures ideaalne võimendi ei sisalda sisemisi müraallikaid. Seega oleks ideaalse müravaba transistori puhul võimendusastme mürategur F = 1mis järeldub ka valemist 7. 47, kui võtta $P_{m tr} = 0$. Asetades valemisse 7, 46 seose

$$K_p = \frac{P_{s \ v \ddot{a} l j}}{P_{s \ s i s}} ,$$

kus P_{s väli} – võimendi väljundsignaali võimsus, P_{s sis} — võimendi sisendsignaali võimsus,

saame:

$$F = \frac{P_{s \ sis}}{P_{m \ sis}} : \frac{P_{s \ v\ddot{a}lj}}{P_{m \ v\ddot{a}lj}} = \frac{U_{s \ sis}^{2}}{U_{m \ sis}^{2}} : \frac{U_{s \ v\ddot{a}lj}^{2}}{U_{m \ v\ddot{a}lj}^{2}} .$$
 7. 48.

Suhet

$$\frac{P_s}{P_m} = \frac{U_s^2}{U_m^2} = N$$

nimetatakse signaali ja müra suhteks. Järelikult avaldub mürategur sisendi ning väljundi signaali ja müra suhete jagatisena:

$$F = \frac{N_{sis}}{N_{välj}} \,.$$

Tihti antakse mürategur detsibellides:

$$F[dB] = 10 \lg F.$$

Vaatleme näite varal, kuidas rakendada mürategurit ning signaali ja müra suhet. Kui võimendusaste töötab sagedusribas, kus transistori mürategur ei sõltu sagedusest, s. o. valge müra piirkonnas, siis saab valemist 7. 48 lähtudes tuletada valemi võimendusastme minimaalse sisendsignaali suuruse määramiseks etteantud Nväij jaoks:

$$E_{g\ min} = \sqrt{4\ kT\Delta f R_g F N_{välj}}$$

258

Olgu vaja määrata transistoriga $\Pi 13B$ töötava võimendusastme minimaalne sisendsignaal temperatuuril $+20^{\circ}$ C ($T = 293^{\circ}$ K), kui on antud järgmised suurused: võimendatav sagedusriba $\Delta f =$ = 19 kHz (f = 1...20 kHz), sisendsignaali allika sisetakistus $R_g = 1000 \Omega, F = 12$ dB (≈ 16) ja $N_{väij} = 30$ dB (= 1000). Asetades antud suurused valemisse, saame:

$$E_{g \min} = \sqrt{4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 1,9 \cdot 10^4 \cdot 10^3 \cdot 16 \cdot 10^3} = 7 \cdot 10^{-5} \text{ V} = 70 \text{ µV}.$$

Müraallikad transistoris. Müraallikateks transistoris on:

1) baasi, emitteri ja kollektori mahutakistused,

2) *p-n-*siirded,

3) voolu juhuslikud ümberjagunemised kollektori ja baasi vahel,

4) pooljuhtmaterjali struktuuri ebaühtlused ja pinnanähtused.

Transistori baasi, emitteri ja kollektori mahutakistused on termilise müra allikaks. Kuna emitteri ja kollektori mahutakistused on väikesed, siis põhiliseks termilise müra allikaks jääb baasi mahutakistus r'_b , mis põhjustab müra-emj.

$$E_{tb}^2 = 4 \, k T r_b' \, \Delta f.$$

Haavelmüra põhjuseks on emitteri-, baasi- ja kollektorivoolude juhuslikud kõrvalekaldumised oma keskväärtustest (fluktuatsioon). Haavelmüra nagu termiline müragi ei sõltu sagedusest, olles seega nn. valge müra.

Läbi emittersiirde voolav alalisvool sisaldab müravoolu komponendi

$$I_{ehm}^2 = 2qI_E \Delta f.$$

Vastupingestatud kollektorsiirde vastuvool sisaldab samuti müravoolu komponendi

$$I_{khm}^2 = 2qI_{K0}\Delta f.$$

Emitterivoolu juhuslikest ümberjagunemistest baasi ja kollektori vahel tekib müravool

$$I_{ihm}^2 = 2q\alpha I_F (1-\alpha)\Delta f.$$

Lisaks eespool nimetatuile on pooljuhtseadistele iseloomulik nn. *pooljuhtmüra*, mida põhjustab laengukandjate korrapäratu rekombineerumine nii pooljuhtkristalli pinnal kui ka kristalli sees. Üheks pooljuhtmüra allikaks on ka *p*-*n*-siirete pindlekkevoolude fluktuatsioonid. Pooljuhtmüra ilmneb madalatel sagedustel (kuni mõni

259

17*



7. 60. Müraallikaid sisaldava transistori T-kujuline aseskeem

kHz), sõltudes sagedusest pöördvõrdeliselt. Sagedustel üle 10 kHz on pooljuhtmüra intensiivsus väike ja selle võib jätta arvestamata. Üldiselt on pooljuhtmüra raskesti kirjeldatav ning selle füüsikalise olemuse uurimine veel jätkub.

Emittersiirdel avaldub pooljuhtmüra peamiselt rekombinatsioonmürana:

$$I_{epm}^2 = C_1 \, \frac{\Delta f}{f} \,,$$

kus C_1 — tegur, mis on võrdeline transistori emitterivooluga I_E .

Kollektorsiirdel on pooljuhtmüra allikaks lekkevoolude fluktuatsioonid, mis tekitavad müravoolu

$$I_{kpm}^2 = C_2 \frac{\Delta f}{f},$$

kus C_2 — tegur, mis on võrdeline suurusega $\sqrt{U_{BK}}$.

Tavaliselt on kollektorsiirde pooljuhtmüra tunduvalt suurem emittersiirde pooljuhtmürast. Mida täiuslikum on pooljuhtseadiste valmistamise tehnoloogia, seda väiksem on nende pooljuhtmüra.

Transistori mürategur. Määranud kindlaks transistori müraallikad, võime koostada aseskeemi, mis sisaldab vastavaid mürapinge- või müravoolugeneraatoreid. Selline transistori aseskeem on toodud joonisel 7. 60. Lisaks juba varem mainitud müraallikatele on aseskeemi viidud pingegeneraator E_{gtm} , mis võtab arvesse signaaliallika sisetakistuse R_g termilise müra:

$$E_{gtm}^2 = 4kTR_g \Delta f.$$

260

Joonisel 7. 60 kujutatud aseskeemi alusel saab tuletada valemi transistori mürateguri arvutamiseks. Analüüs näitab, et transistori mürategurid ühise emitteriga, baasiga ja kollektoriga lülituses on peaaegu võrdsed. Seetõttu on kõigi kolme lülitusviisi puhul transistori mürategur arvutatav ühe ja sama valemiga:

$$F = 1 + \frac{r'_{b}}{R_{g}} + \frac{r_{ed}}{2R_{g}} + \frac{(r'_{b} + r_{ed} + R_{g})^{2}}{2r_{ed}R_{g}} \left(\frac{I_{K0}}{I_{E}} + 1 - \alpha_{0}\right) \left[1 + \left(\frac{f}{f_{\alpha}\sqrt{1 - \alpha_{0}}}\right)^{2}\right] + \frac{(r'_{b} + r_{ed} + R_{g})^{2}}{4 k T R_{g}} \cdot \frac{C}{f},$$

kus $C = C_1 + C_2$.

Nagu valemist näha, sõltub mürategur peale transistori parameetrite veel järgmistest teguritest:

- 1) sagedusest f,
- 2) signaaliallika sisetakistusest R_g ,
- 3) transistori emitterivoolust I_F ,
- 4) kollektorsiirde pingest U_{KB} eelkõige teguri C kaudu,
- 5) temperatuurist kollektorsiirde vastuvoolu I_{K0} kaudu.

Joonisel 7. 61 on toodud transistori mürateguri sagedussõltuvuse graafik, kus võime eraldada kolm iseloomulikku piirkonda. Piirkonnas $I(f < f_1)$ on ülekaalus pooljuhtmürad, mille intensiivsus on pöördvõrdeline sagedusega. Selles sageduspiirkonnas avaldub mürategur järgmiselt:

$$F_I = \frac{(r'_b + r_{ed} + R_g)^2}{4 \, kTR_g} \cdot \frac{C}{f} = \frac{D}{f} \, .$$



7. 61. Transistori mürateguri sagedussõltuvus

Väikesevõimsuselistel transistoridel on tavaliselt $D = 10^5 \dots 10^6 \text{s}^{-1}$. Piirkonnas $II (f_1 \leq f \leq f_2)$ on tegemist nn. valge müraga, järelikult on ülekaalus termilised ja haavelmürad. Selle sageduspiirkonna jaoks avaldub mürategur järgmiselt:

$$F_{II} = 1 + \frac{r_{b}'}{R_{g}} + \frac{r_{ed}}{2R_{g}} + \frac{(r_{b}' + r_{ed} + R_{g})^{2}}{2r_{ed}R_{g}} \left(\frac{I_{K0}}{I_{E}} + 1 - \alpha_{0}\right).$$

Piirkonnas III $(f > f_2)$ muutuvad määravaks voolujagunemisest tingitud mürad. Mürateguri suurenemine sageduse tõusmisel on tingitud $|\alpha|$ vähenemisest. Mürategur avaldub siin valemiga:

$$F_{III} = \frac{(r'_b + r_{ed} + R_g)^2}{2r_{ed}R_g} \left(\frac{I_{K0}}{I_E} + 1 - \alpha_0\right) \left[1 + \left(\frac{\hat{I}}{\hat{I}_g \sqrt{1 - \alpha_0}}\right)^2\right].$$

Sagedused f_1 ja f_2 määratakse järgmiselt:

$$f_1 \approx 0,5...3$$
 kHz, $f_2 \approx f_{\alpha}\sqrt{1-\alpha_0} \approx \sqrt{f_{\alpha}f_{\beta}}$.

Seega transistoridel, mille $a_0 = 0, 9 \dots 0, 99$, on sagedus $f_2 = (0, 1 \dots 0, 3) f_a$.

Joonisel 7. 62 on kujutatud väikesevõimsuselise transistori mürateguri sõltuvus signaaliallika sisetakistusest R_g . Optimaalne R_g suurus, millele vastab minimaalne mürategur, leitakse vastavalt sageduspiirkonnale järgmiste valemite abil:

$$\begin{split} R_{g \text{ opt } I} &\approx R_{g \text{ opt } III} \approx r'_b + r_{ed} : \\ R_{g \text{ opt } II} &\approx r'_b \left. \right] \! / \overline{1 + \frac{\beta_0 r_{ed}}{r'_b} \left(\frac{r_{ed}}{r'_b} + 2 \right)} \; . \end{split}$$

Näiteks Π 14-tüüpi transistoril, mille $r_{ed} = 25 \Omega$, $r'_b = 120 \Omega$ ja $\beta_0 = 24$, on valge müra piirkonnas $R_{g \ opt \ II} = 417 \Omega$. Paragrahvis 7. 4 leidsime signaaliallika optimaalse sisetakistuse, lähtudes võimendusastme sisendiga sobituse tingimustest. Ühise emitteriga, baasiga ja kollektoriga lülituses saime $R_{g \ opt}$ väärtusteks vastavalt 612 Ω , 123 Ω ja 30,6 k Ω . Näeme, et ainult ühise emitteriga lülituse



 Transistori nürateguri sõltuvus signaaliallika sisetakistusest korral on kahe erineva tingimuse järgi signaaliallika optimaalsed sisetakistused lähedased. Kuna mürateguri sõltuvus signaaliallika sisetakistusest (joon. 7. 62) omab lamedat miinimumi, siis võime R_g valida küllaltki laiades piirides, ilma et mürategur seejuures oluliselt muutuks.

Ühise baasiga ja kollektoriga lülituses tuleb madala mürateguri saavutamiseks võimendusaste panna tööle sobitamata sisendiga olukorras, mille tagajärjel aga väheneb tunduvalt astme võimendus.



Mürateguri sõltuvus transistori kollektorivoolust on kujutatud joonisel 7. 63. Kuna mürategur suureneb kollektorivoolu suurenemisel, on soovitav transistori tööpunkti vool valida vahemikus 0.2...0,5 mA.

Madalatel kollektoripingetel mürategur peaaegu ei sõltu pingest (joon. 7. 64). Suurematel kollektoripingetel hakkab F kiiresti suurenema kollektorsiirde pooljuhtmüra suurenemise tõttu. Seepärast on väikese mürateguri saamiseks soovitav valida $-U_{KE} = 1 \dots 2$ V.

Mürategur sõltub ka temperatuurist eelkõige I_{K0} suurenemise tõttu (joon. 7. 65). Ränitransistoride mürategur on tavaliselt suurem kui germaaniumtransistoridel.

Mürateguri mõõtmisest. Mürateguri mõõtmismeetodeid on mitmesuguseid. Siin käsitleme nn. võrdlusmeetodit, mille järgi transis-



tori omamüravõimsust võrreldakse kalibreeritud mürageneraatori võimsusega. Põhimõtteline mõõteskeem (joon. 7.66) koosneb mürageneraatorist I_{gm} , transistori sisendtakistusega võrdsest takistusest R, mõõdetavast transistorist, kitsasriba-mõõtevõimendist ja indikaatorvoltmeetrist, mille näit on võrdeline mõõdetava pinge efektiivväärtusega sõltumatult pinge kujust. Mürateguri mõõtmisel lähtutakse avaldisest

$$F = \frac{N_{sis}}{N_{välj}} \,.$$

Kui on täidetud tingimus $N_{välj} = 1$, siis $F = N_{sis}$. Sisendsignaaliks loeme siin reguleeritava mürageneraatori I_{gm} poolt transistori sisendile antavat võimsust P_{ssis} . Mürasignaaliks on takistuse R poolt tekitatud termiline müravõimsus P_{msis}

transistori sisendil.



7. 66. Transistori mürateguri mõõtmise põhimõtteskeem

Mürateguri mõõtmine toimub järgmiselt. Lahtiühendatud mürageneraatori puhul mõõdetakse müravõimsus transistori väljundil $P_{m \ välj}$, mis koosneb transistori omamürast ja võimendatud sisendmürast. Seejärel suletakse lüliti L ning suurendatakse mürageneraatori väljundvõimsust seni, kuni summaarne müravõimsus transistori väljundil on kahekordistunud, s. t. et indikaatorvoltmeetri näit on suurenenud $\sqrt{2}$ korda. Sel juhul

$$P_{s \ v alj} + P_{m \ v alj} = 2 \ P_{m \ v alj}$$

ning signaali ja müra suhe väljundil

$$N_{v \ddot{a} l j} = \frac{P_{s v \ddot{a} l j}}{P_{m v \ddot{a} l j}} = 1,$$

mida oligi vaja saavutada. Mürategur F avaldub nüüd järgmiselt:

$$F = N_{sis} = \frac{P_{s\,sis}}{P_{m\,sis}} \,. \tag{7. 49}$$

Mürageneraatorina kasutatakse tavaliselt müradioodi — spetsiaalset küllastusrežiimis töötavat otsese küttega vaakuumdioodi. Müradioodi anoodvool sisaldab sagedusest sõltumatu müravoolu komponendi suurusega

$$I_{dm}^2 = 2 q I_D \Delta f,$$

kus In- alalisvool läbi dioodi.

Kui $R = R_{sis}$, siis

$$P_{s\,sis} = \frac{I_{dm}^2 R}{4} = \frac{1}{2} qI_D \Delta fR \text{ ja } P_{m\,sis} = \frac{I_{tm}^2 R}{4} = kT\Delta f.$$

Asetades saadud avaldised valemisse 7. 49, saame:

$$F = \frac{q}{2 kT} I_D R.$$

Näeme, et müradioodi vool I_D on võrdeline transistori mürateguriga F. Seega võib voolu I_D mõõtva milliampermeetri gradueerida otseselt mürateguri ühikutes.

Käsiraamatuis antud mürategurid mõõdetakse toatemperatuuril sagedusel 1 kHz ning sagedusribas 1 Hz, kusjuures transistori tööpunkti koordinaadid on $I_E = 0.5$ mA ja $U_{RB} = -1.5$ V. Näiteks on transistoride Π 13, Π 14 ja Π 15 mürategurid vahemikus 3... \dots 25 dB (2...320 korda), kuna väikese omamüraga transistoril Π 135 on $F = 3 \dots 12$ dB.

8. TRANSISTOR LÜLITIREŽIIMIS

8. 1. TRANSISTORLÜLITI STAATILINE REŽIIM

Üldküsimusi. Lülitirežiimis töötava transistori tööpunkt asub kestvamalt karakteristikute sulge- või küllastuspiirkonnas ning vaid lühiajaliselt, üleminekul ühest piirkonnast teise, läbib tööpunkt aktiivse piirkonna. Lülitirežiimis töötavat transistori nimetatakse tihti ka transistorlülitiks, mille suletud olekule vastab küllastunud transistor (joon. 8.1) ning avatud olekule suletud transistor (joon. 8.4). Samuti nagu aktiivrežiimis, kasutatakse ka lülitirežiimis kõige rohkem transistori ühise emitteriga lülitust. Transistorlülitit tüüritakse pingega E_{α} , kusjuures tüüriv signaal peab tagama transistori küllastumise ja sulgumise ning kiire ülemineku ühest režiimist teise. Paragrahvis 6. 3 vaatlesime lähemalt küllastus- ja sulgerežiimi. Nägime, et küllastunud transistori kollektori ja emitteri vaheline jääkpinge on tavaliselt suurusjärgus mõni kümnendik volti. Suletud transistori kollektoriringis aga voolab jääkvool, mis on ligikaudu võrdne kollektorsiirde vastuvooluga I_{ro}. Näiteks Π202-tüüpi transistori puhul, mille $I_{K \ lub} = 2,5$ A, $U_{KE \ lub} = -55$ V, kujuneb toatemperatuuril $I_{K0} < 0,4$ mA ja $U_{KEs} \approx -1$ V. Moodustame

suhted $\frac{I_{K\,lub}}{I_{K0}} > 6250$ ja $\frac{U_{KE\,lub}}{U_{KEs}} > 55$. Väikesevõimsuselisel $\Pi 16$ -tüüpi transistoril on samad suhted vastavalt 12 000 ja 30. Temperatuuri tõusmisel suhted vähenevad I_{K0} suurenemise ja $U_{KE\,lub}$ vähenemise tõttu, kuid sellele vaatamata säilitab transistor head lülitiomadused ka kõrgetel temperatuuridel. Paljudel praktikas esinevatel juhtudel on transistorlüliti oma omadustelt lähedane ideaalsele lülitie ning tema väljundringi võib kujutada aseskeemina joonistel 8. 1, b ja 8. 4, b.

Vaatleme nüüd tähtsamaid suurusi, mis iseloomustavad suletud transistorlülitit staatilises režiimis.

Küllastunud transistoris eralduv kaovõimsus

$$P_{k} = U_{KE}I_{K} + U_{BE}I_{B} = \left(U_{KE} + \frac{sU_{BE}}{B}\right)I_{K}$$

Kui $I_B \ll I_K$, siis

$$P_k = U_{KE} I_K.$$

Koormustakistuses eralduv võimsus

$$P_{\textit{koorm}} = (E_{\textit{K}} - U_{\textit{KE}})I_{\textit{K}}.$$

Transistori sisendis tarbitav võimsus

$$P_{sis} = U_{BE} I_B.$$

Toiteallikast tarbitav võimsus

$$P_t = E_K I_K.$$

Transistori ärakasutamistegur võimsuse järgi staatilises režiimis.

$$K_{\vec{A}} = \frac{P_{koorm}}{P_k} = \frac{(E_K - U_{KE})I_K}{U_{KE}I_K + U_{BE}I_B} \approx \frac{E_K}{U_{KE}} - 1.$$

Transistorlüliti vooluvõimendustegur

$$K_I = \frac{I_{\mathbf{K}}}{I_B} = \frac{B}{s} \, .$$

Transistorlüliti võimsusvõimendustegur

$$K_{P} = \frac{P_{koorm}}{P_{sis}} = \frac{(E_{K} - U_{KE})I_{K}}{U_{BE}I_{B}} \approx \left(\frac{E_{K}}{U_{BE}} - 1\right)K_{I}.$$

Transistorlüliti kasutegur staatilises režiimis

$$\eta = \frac{P_{koorm}}{P_t} = \frac{(E_K - U_{KE})I_K}{E_K I_K} = 1 - \frac{U_{KE}}{E_K}.$$

Küllastus- ja aktiivrežiimi piiril, kus s=1 ja $U_{\textit{KE}}=U_{\textit{BE}}=U_{\textit{KEs}}=U_{\textit{EEs}}$, saame eeldusel, et $I_{\textit{Bs}}\lll I_{\textit{Ks}}$:

$$K_{\breve{A}} = \frac{E_{K}}{U_{KEs}} - 1, \quad K_{I} = B,$$

$$K_{P} = \left(\frac{E_{K}}{U_{KEs}} - 1\right) K_{I} = K_{\breve{A}} K_{I}, \quad \eta = 1 - \frac{U_{KEs}}{E_{K}}$$

267

Näiteks II202-tüüpi transistori puhul, mille B = 20, $U_{KES} = -0.5 \text{ V}$ ja $E_K = -30 \text{ V}$, saame $K_{\vec{A}} = 59$, $K_I = B = 20$, $K_P = 1180$ ja $\eta = -0.98$.

Lülitirežiimis töötavad transistorid on leidnud rakenduse väga mitmesugustes automaatika ja arvutustehnika seadmetes, näiteks kontaktitutes releelülitustes, impulss-laiusmodulatsiooniga *D*-klassi võimendites, relaksatsioonlülitustes (trigerites, multivibraatorites jne.), kontaktitutes loogilistes elementides jne.



Transistori avamis- ja sulgemistingimused. Transistori avamiseks (joon. 8. 1, *a*) on tarvis, et tegelik lülituses väljakujunev baasivool oleks suurem transistori küllastamiseks vajalikust baasivoolust:

$$I_{B teg} \ge I_{B vaj}$$
. 8. 1.

Kui võtta $I_{B vaj} = I_{Bs}$, siis toodud tingimus on samaväärne tingimusega 6. 23. Vool I_{Bs} on leitav valemiga 6. 22:

$$I_{BS} = \frac{I_{KS}}{B} \approx \frac{I_K}{B} \,.$$

Täpsustame siinkohal, mida tuleb mõista suuruste I_{Ks} , I_K ja B all. Vool I_{Ks} on küllastus- ja aktiivrežiimi piiril oleva transistori kollektorivool ning avaldub valemiga 6. 21. Vool I_K on küllastunud transistori kollektorivool ning avaldub järgmiselt:

$$I_{K} \approx I_{Ks} \approx \frac{E_{K}}{R_{k}}.$$
 8. 2.

Staatiline vooluvõimendustegur B mõõdetakse küllastusrežiimi piiril, kus s = 1 ja $U_{KB} = 0$. Teguri B suuruse määramisel tuleb arvestada selle sõltuvust kollektorivoolust ja temperatuurist. Kuna vooluvõimendustegur B temperatuuri alanemisel väheneb, siis tuleb avamistingimust kontrollida madalaimal töötemperatuuril. Kõrgetel temperatuuridel küllastub transistor niikuinii B suurenemise tõttu. Väiksema vooluvõimendusteguriga transistor vajab küllastumiseks suuremat baasivoolu. Seepärast tuleb avamistingimuse kontrollimisel asetada valemisse 6: 22 kasutatava transistoritüübi minimaalne vooluvõimendusteguri väärtus ning arvestada B sõltuvust kollektorivoolust ja temperatuurist. Valemisse 6. 22 tuleb seega asetada antud olukorras minimaalne staatiline vooluvõimendustegur B_{min} , mis leitakse järgmiselt:

 $B_{min} = a_{\vartheta} a_I B_{t \ddot{u} \ddot{u} \dot{p}}$,

- kus a₀ tegur, mis arvestab B vähenemist temperatuuri alanemisel (vt. joon. 8. 2);
 - a₁ tegur, mis arvestab B sõltuvust kollektorivoolust (vt. joon. 8. 3); transistorlüliti töötab tavaliselt suurtel kollektorivooludel, mille juures B on käsiraamatuis antud nimiväärtustest väiksem;
 - $B_{t\ddot{u}\ddot{u}p}$ kasutatava transistoritüübi minimaalne staatiline vooluvõimendustegur, näiteks $\Pi 16$ -tüüpi transistoril on $B_{t\ddot{u}\ddot{u}p}$ = 20 (ϑ = 20° C ja I_{K} = 10 mA).
- a e $l_r = 10 mA$ Teguri a8 sõltuvus ümbrit-8. 2. $J_{KE} = -1V$ seva keskkonna temperatuu-15 rist 10 716 П 16 Б 0.5. -60°C .40 -20 0 +20 +40 +60

Arvestades neid märkusi vooluvõimendusteguri kohta, saame baasivoolu I_{B vaj} avaldise lõplikul kujul:

$$I_{B vaj} = I_{Bs} = \frac{I_{Ks}}{B_{min}} \approx \frac{I_K}{B_{min}} \approx \frac{E_K}{R_k B_{min}}.$$
 8. 3.

269





Skeemis tegelikult väljakujunev baasivool avaldub joonise 8. 1, *a* põhjal järgmiselt:

$$I_{B \ teg} = \frac{E_{G1} - U_{BE}}{R_g} \,. \tag{8. 4.}$$

Asetades avaldised 8. 3 ja 8. 4 avamistingimusse 8. 1, leiame avava pinge E_{cl} vajaliku suuruse:

$$E_{G1} \ge \frac{I_K}{B_{min}} R_g + U_{BE} \ .$$

Kui transistori on vaja sügavamalt küllastada (s > 1), siis tuleb küllastustingimuses 8. 1 võtta

$$I_{B vaj} = sI_{Bs} = \frac{sI_{Ks}}{B_{mln}} \approx \frac{sI_{K}}{B_{min}} \approx \frac{sE_{K}}{R_{k}B_{min}}.$$
 8. 5.

Vaatleme nüüd transistori sulgemistingimust. p-n-p-tüüpi transistori sulgemiseks tuleb baasile anda emitteri suhtes positiivne pinge (joon. 8. 4, a). Sulgemistingimuse võib üles märkida võrratuse kujul:

$$U_{BE \ teg} \geqslant U_{BE \ vaj}, \qquad 8. \quad 6.$$

kus $U_{BE \ teg}$ — sulgepinge tegelik suurus emittersiirdel, $U_{BE \ vaj}$ — minimaalne vajalik sulgepinge emittersiirdel.

Sulgerežiimi vaatlemisel paragrahvis 6. 3 jõudsime järeldusele, et suletud transistori baasi ja kollektori jääkvoolud on peaaegu võrdsed kollektorsiirde vastuvooluga I_{K0} . Toatemperatuuril on vastuvool I_{K0} ning samuti kollektori ja baasi jääkvoolud väikesed ning enamasti võib neid mitte arvestada. Temperatuuri tõusmisel suurenevad jääkvoolud tunduvalt ning neid ei saa sulgemistingimuse vaatlemisel jätta arvesse võtmata.

Minimaalselt vajalikuks sulgepingeks võetakse tavaliselt lõikepinge U_{B0} , mis on vahemikus 0,05...0,5 V. Niisiis

$$U_{BE vaj} = U_{B0}$$
. 8. 7.

Lülituses tegelikult väljakujuneva sulgepinge leiame lähtudes joonisest 8. 4, *a*:

$$U_{BE \ teg} = E_{G2} - I_{K0 \ max} R_g, \qquad 8. \quad 8.$$

kus $I_{K0 max}$ — kollektorsiirde vastuvoolu suurus maksimaalsel töötemperatuuril.

Asetades valemid 8. 7 ja 8. 8 sulgemistingimusse 8. 6, saame:

 $E_{G2} \ge U_{B0} + I_{K0 \max} R_g.$



Kui lubada sulgepinge vähenemist nullini $(U_{Be vaj} = 0)$, siis saame, et

 $E_{G2} \ge I_{K0 max} R_g$

Kui pinge $E_{\rm G2}$ suurus on ette antud, siis takistus baasiahelas peab rahuldama tingimust

$$R_g \leq \frac{E_{G2}}{I_{K0 max}}.$$

Maksimaalsel töötemperatuuril esinevat vastuvoolu I_{K0} väärtust saab leida graafikult joonisel 8. 5. Sellised graafikud on valdava

271





enamiku transistoritüüpide jaoks antud käsiraamatuis. Graafiku puudumisel võib kasutada valemit 6. 19, mis küllalt täpselt kirjeldab väikese võimsusega transistoride I_{K0} temperatuurisõltuvust suhteliselt madalatel kollektorsiirde vastupingetel. Võimsatel transistoridel, millel esinevad tunduvad lekkevoolu komponendid, on vastuvoolu temperatuurisõltuvus tunduvalt väiksem.

Lülitirežiimis töötavate võimendusastmete sidestamine. Transistorlüliti väljundsuuruseks võib olla vool või pinge. Esimesel juhul on tegemist koormuse järjestikühendusega (joon. 8. 1), teisel juhul paralleelühendusega (joon. 8. 6). Mitmeastmelistes lülitirežiimis töötavates võimendites töötab lõppaste tavaliselt järjestikuse koormusega. Eelvõimendusastmed töötavad paralleelse koormusega, milleks on järgmise võimendusastme sisendtakistus.

Kahe lülitirežiimis töötava võimendusastme lihtsaim sidestusviis on kujutatud joonisel 8. 7. Sellise vahetu sidestuse olulisemaks



8. 6. Koormustakistuse paralleelühendus

8. 7. Vahetult sidestatud võimendusastmed

puuduseks on see, et transistori T_2 pole võimalik korralikult sulgeda. Kui transistor T_1 on avatud, jääb transistori T_2 baasile negatiivne pinge ning transistor jääb aktiivrežiimi. Vahetult sidestatud võimendi on väga tundlik temperatuurimuutuste suhtes. Praktikas sellist sidestusviisi peaaegu ei kasutata. Vahetu sidestuse kasutamine tuleb kõne alla vaid suhteliselt madalatel temperatuuridel töötavate ränitransistoride puhul.

Joonisel 8. 8 on kujutatud kaks vahetult sidestatud võimendusastet, kus avatud transistori T_1 kollektori ja emitteri vaheline jääkpinge kompenseeritakse päripingestatud dioodi D pingelanguga U_D . Kui $|U_D| > |U_{KE1}|$, siis transistori T_2 emittersiire pingestub vastusuunas ning transistor sulgub. Siinjuures tuleb silmas pidada, et avatud transistori T_2 puhul voolab läbi dioodi kogu koormusvool. Kui transistor T_2 on suletud, siis diood saab eelvoolu lisatakistuse R_1 kaudu.

Sageli kasutatakse astmetevahelist takistussidestust ning eraldi eelpingeallikat E_B (joon. 8. 9). Kui transistor T_1 on avatud, siis antakse pingejaguri RR_b abil transistori T_2 baasile positiivne pinge eelpingeallikalt E_B . Transistori T_1 sulgumisel avaneb transistor T_2 takistusi R_{k1} ja R läbiva voolu toimel. Takistussidestuse puuduseks on vooluvõimenduse vähenemine võrdeliselt suhtega



8. Vahetu sidestus pooljuhtdioodi kasutamisega eelpinge saamiseks
 8. 9. Takistussidestus eraldi eelpingeallikaga

 $\frac{R_{kl}}{R_{k1}+R}$. Vooluvõimendustegurit on võimalik suurendada, kui takistus R asendada dioodiga D (joon. 8. 10). Dioodi kasutamine võimaldab transistori T_2 tüürida baasivooluga, mis on ligikaudu võrdne transistori T_1 kollektorivooluga avatud olukorras. Transistori T_2 sulgepinge on määratud pingete vahega $U_D - U_{KE1}$.

Astmetevahelise takistussidestuse arvutamine. Joonisel 8. 9 kujutatud takistussidestuse arvutamiseks tuleb eraldi vaadelda transis-

18 Pooljuhtseadised . . .

273



8. 10. Võimendusastmete diood-takistussidestus

8. 11. Skeemi pinged ja voolud, kui T_2 on avatud ja T_1 suletud

tori T_2 avamis- ja sulgemistingimusi. Kui transistor T_1 on suletud ja T_2 avatud, siis kirjeldab olukorda skeem joonisel 8. 11. Transistori T_2 avamistingimus on antud valemiga 8. 1. Voolu $I_{B2 \ leg}$ leiame lähtudes skeemist joonisel 8. 11¹:

$$I_{B2 \ teg} = I_1 - I_2, \qquad 8. \quad 9.$$

kusjuures

$$I_1 = \frac{E_K - U_{BE2} - I_{K01}R_{k1}}{R + R_{k1}}, \qquad 8. 10.$$

$$I_2 = \frac{E_B + U_{BE2}}{R_b}.$$
 8. 11.

Kuna avamistingimust kontrollitakse madalaimal töötemperatuuril, kus vastuvool I_{K0} on väga väike, siis võime avaldises 8. 10 liiget $I_{K01}R_{k1}$ mitte arvestada ning kirjutada:

$$I_1 = \frac{E_K - U_{BE2}}{R + R_{k1}} \,. \tag{8. 12.}$$

Asetades avaldised 8. 12 ja 8. 11 valemisse 8. 9 ning saadud tulemuse omakorda võrratusse 8. 1, saame:

$$\frac{E_{\mathbf{K}} - U_{\mathbf{B}\mathbf{E}\mathbf{2}}}{R + R_{k1}} - \frac{E_{\mathbf{B}} + U_{\mathbf{B}\mathbf{E}\mathbf{2}}}{R_{\mathbf{b}}} \geqslant I_{\mathbf{B}\mathbf{2} \ vaj}.$$

¹ Alljärgnevad valemid on kasutatavad nii p-n-p- kui ka n-p-n-tüüpi transistoride puhul, sest valemeisse on asetatud pingete ja voolude absoluutväärtused.

Anname avaldisele teise kuju:

$$R_{b} \geq \frac{E_{B} + U_{BE2}}{\frac{E_{K} - U_{BE2}}{R + R_{k1}} - I_{B2 \ vaj}}.$$
8. 13.

Valemis 8. 13 on tavaliselt etteantud suurusteks E_K , E_B , R_{k1} , U_{BE} ning samuti ka vajalik baasivool $I_{B2 \, vaj}$. Niisiis on transistori avamistingimus 8. 1 taandunud nõudele, et eelpingetakistus R_b oleks suurem teatud väärtusest, mis sõltub sidestustakistuse R suurusest.

Kui transistor T_1 on avatud ja T_2 suletud, siis kirjeldab olukorda skeem joonisel 8. 12. Transistori T_2 sulgemistingimus on antud võrratusena 8. 6. Väikese kollektorsiirde vastuvooluga transistoridel võib võtta $U_{BE2 \ vaj} = 0$. Transistoridel, millel on suur I_{K0} , on soovitav võtta $U_{BE2 \ vaj} = U_{B02}$. Kui sõltumatult vastuvoolu I_{K0} suurusest on vajalik, et transistor ei väljuks täielikust sulgerežiimist, võetakse samuti $U_{BE2 \ vaj} = U_{B02}$. Joonisel 8. 12 toodud skeemi põhjal võib kirjutada:

$$I_4 = I_3 + I_{K02 max}, \qquad 8. 14.$$

kusjuures

$$I_3 = \frac{U_{KE1} + U_{BE2 \ teg}}{R}, \qquad 8. \ 15.$$

$$I_4 = \frac{E_B - U_{BE2 \ teg}}{R_b} \,. \tag{8. 16.}$$

Valemeist 8. 14...8. 16 saab tuletada U_{BE2 teg} avaldise:

$$U_{BE2 \ teg} = \frac{E_B R - R_b \left(U_{KE1} + I_{K02 \ max} R \right)}{R + R_b} \,. \tag{8. 17.}$$

Asetades avaldise 8. 17 sulgemistingimusse 8. 6 ning võttes seal $U_{\scriptscriptstyle BE2, vai} = U_{\scriptscriptstyle BD2}$, saame pärast mõningaid teisendusi:

$$R_{b} \leq \frac{E_{B} - U_{B02}}{\frac{U_{KE1} + U_{B02}}{R} + I_{K02 max}}$$
8. 18.

Saadud valemis on tavaliselt ette antud kõik suurused peale takistuse R. Seega taandub sulgemistingimus nõudele, et eelpingetakistus R_b oleks väiksem teatud väärtusest, mis sõltub takistuse Rsuurusest.

275 18*

8. 12. Skeemi pinged ja voolud, kui T_2 on suletud ja T_1 avatud

Niisuguste R ja R_b suuruste leidmiseks, mis rahuldaksid korraga nii avamis- kui ka sulgemistingimuse, tuleb lahendada kahest võrratusest koosnev võrratussüsteem. Seda on lihtne teha graafiliselt. Selleks ehitame kõverad $R_b = f_1(R)$ ja $R_b =$



 $=f_2(R)$, mis on saadud seostest 8. 13 ja 8. 18, kui võrratusmärk asendada võrdusmärgiga. Avamistingimust rahuldavad need R ja R_b väärtused, mis asuvad kõverast $R_b = f_1(R)$ ülalpool. Sulgemistingimust rahuldavad aga need R ja R_b väärtused, mis asuvad kõverast $R_b = f_2(R)$ allpool. Kui mõlemad kõverad kanda ühele ja samale koordinaattasapinnale, võib esineda kolm juhtu:

1) kõverad ei lõiku (joon. 8. 13, a), s. t. pole võimalik valida selliseid R ja R_b väärtusi, mis üheaegselt rahuldaksid nii avamis- kui ka sulgemistingimuse;



8. 13. Avamis- ja sulgemistingimuste võrratussüsteemi graafiline lahendamine

2) kõverad puutuvad (joon. 8. 13, b), s. t. ainult ühe R, R_b paari puhul on mõlemad tingimused täidetud;

3) kõverad lõikuvad (joon. 8. 13, c) — avamis- ja sulgemistingimust rahuldavad kõik R, R_b paarid, mis asuvad kinnises viirutatud alas kõverate vahel.

Kui pole püstitatud muid piiravaid tingimusi, siis on soovitav takistuste R ja R_b väärtused valida võimalikult suured, et vähendada skeemi voolutarvet. Takistite valikul tuleb muidugi lähtuda nende nimiväärtuste reast.

Kõverate väljaarvutamist kiirendab joonisel 8. 14 kujutatud nomogramm. Avaldiste 8. 13 ja 8. 18 välise sarnasuse tõttu osutub võimalikuks kasutada kõverate $R_b = f_1(R)$ ja $R_b = f_2(R)$ punktide arvutamiseks ühist nomogrammi.

Kõvera $R_b = f_1(R)$ punktide arvutamisel lähtutakse järgmistest suurustest, mis on kantud nomogrammi telgedele ja kvadrantidesse:

telg $I - R + R_{k1}$; telg $II - R_b$; 1. kvadrant - kõver $R_b = f_1(R)$; 2. kvadrant - $E_B + U_{BE2}$; 3. kvadrant - $I_{B2 vaj}$; 4. kvadrant - $-E_K - U_{BE2}$.

Kõvera $R_b = f_2(R)$ punktide arvutamisel kasutatakse järgmisi nomogrammile kantud suurusi:



 Nomogramm lulitirežiimis töötavate võimendusastmete takistussidestuse arvutamiseks

telg I - R; telg $II - R_b$; 1. kvadrant — kõver $R_b = f_2(R)$; 2. kvadrant — $E_B - U_{B02}$; 3. kvadrant — $I_{K02\ max}$; 4. kvadrant — $U_{KE1} + U_{B02}$. Tihti, kui toitepinged on valitud küllalt suured, võib ligikaudu võtta $E_B + U_{BE2} \approx E_B$, $E_K - U_{BE2} \approx E_K$ ja $E_B - U_{B02} \approx E_B$. Nomogrammil on toodud järgmise näite lahendus. Olgu vaja leida takistuste R ja R_b väärtused, kui on antud järgmised suurused: $E_K = 10 \text{ V}, \quad E_B = 5 \text{ V}, \quad R_{k1} = 1 \text{ k}\Omega, \quad I_{B2\ vaj} = 1 \text{ mA}; \quad I_{K02\ max} = 0.2 \text{ mA}, \quad U_{KE1} = 0.2 \text{ V}, \quad U_{BE2} = 0.3 \text{ V}$ ja $U_{B02} = 0.1 \text{ V}.$ Nomogrammil on kriipsjoonega näidatud kõvera $R_b = f_1(R)$

punkti A_1 ja kõvera $R_b = f_2(R)$ punkti A_2 leidmine, kui takistuse R väärtused on vastavalt 1,5 k Ω ja 3,6 k Ω . Nii konstrueerime punktpunktilt mõlemad kõverad.

Kõveratega $R_b = f_1(R)$ ja $R_b = f_2(R)$ piiratud alast valime $R = 5.1 \text{ k}\Omega$ ja $R_b = 15 \text{ k}\Omega$ (punkt O).

8. 2. SIIRDEPROTSESSID ÜHISE EMITTERIGA TRANSISTORLÜLITIS

Laengumeetod. Siirdeprotsesside analüüsimisel transistorlülitis on otstarbekas kasutada *laengumeetodit*, mille aluseks on baasi neutraalsuse printsiip: baasi mistahes punktis on positiivsed ja negatiivsed laengud võrdsed ning muutuvad ühesuguse kiirusega. Sellest lähtudes on tuletatud laengumeetodi põhivõrrand, nn. laenguvõrrand:

$$C_{et} \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}t} + C_{kt} \frac{\mathrm{d}U_{KB}}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{\tau} = i_B, \qquad 8. 19.$$

kus Q — tasakaalustamata vähemus-laengukandjate laeng baasis; τ — vähemus-laengukandjate iga baasis.

Laenguvõrrandi vasaku poole kaks esimest liidetavat kujutavad endast baasivoolu komponente, mis lähevad *p-n-*siirete tõkkekihi mahtuvuse laadimiseks või tühjendamiseks sõltuvalt pingete muutustest *p-n*-siiretel. Kolmas liidetav näitab selle baasivoolu komponendi suurust, mis muudab aukude laengu suurust baasis. Neljas liidetav on baasi rekombinatsioonvoolu komponent.

Väljakujunenud olukorras on transistori kollektorivool määratud aukude laenguga baasis, pinged *p-n-*siiretel aga laenguga tõkkekihi mahtuvusel. Kuna nimetatud laengud ei saa muutuda silmapilkselt, siis ka transistori kollektorivool ja *p-n-*siiretele rakendatud pinged ei saa muutuda hetkeliselt, vaid teatud aja jooksul. Laenguvõrrand 8. 19 on üldine ning kehtib nii sulge-, aktiiv- kui ka küllastusrežiimi puhul. Iga režiimi jaoks eraldi võib aga valemit tunduvalt lihtsustada.

Sulgerežiimis on aukude laeng baasis väike, võrreldes tõkkekihi mahtuvustesse salvestunud laengutega. Seepärast võime kirjutada:

$$C_{et} \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}t} + C_{kt} \frac{\mathrm{d}U_{KB}}{\mathrm{d}t} = i_B.$$
 8. 20.

Aktiiv- ja küllastusrežiimi lihtsustatud laenguvõrrand on üldkujul järgmine:

$$\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} + \frac{Q}{\tau} = i_B \,. \tag{8. 21}$$

Kuna aukude iga baasis on aktiiv- ja küllastusrežiimis erinev, siis esimesel juhul tuleb valemis 8. 21 võtta $\tau = \tau_p$, teisel juhul $\tau = \tau_s$, kusjuures $\tau_p > \tau_s$.

Aktiivrežiimis kehtib kollektorivoolu ja baasilaengu vahel seos

$$i_K = \frac{BQ(t)}{\tau_p} .$$
 8. 22.

See eeldab aukude kontsentratsiooni lineaarset jagunemist baasis, mis väljakujunenud olukorras ka nii on. Kiirete siirdeprotsesside korral aukude kontsentratsiooni lineaarne jagunemine rikutakse ning toodud valemid võivad anda tunduva vea. Siirdeprotsesside kirjeldamisel, mille ajakonstant on suurem kui τ_{α} , kujuneb viga siiski väikeseks.

Väljakujunenud režiimi jaoks, kus $\frac{dQ}{dt} = 0$, saame valemist 8. 21 veel ühe olulise seose:

 $Q = \tau I_B, \qquad 8. 23.$

mis kehtib nii aktiiv- kui ka küllastusrežiimis selle erinevusega, et ühel juhul $\tau = \tau_p$, teisel juhul $\tau = \tau_s$.

Laengut, mis esineb aktiiv- ja küllastusrežiimi piiril oleva transistori baasis, nimetatakse *piirlaenguks* Q_s . Vastava seose saame, kui valemites 8. 22 ja 8. 23 võtame $I_R = I_{Rs}$ ja $I_R = I_{Rs}$:

$$Q_s = \frac{\tau_p}{B} I_{Ks} = \tau_p I_{Bs} \, .$$

Kasutades küllastusteguri *s* valemit 6. 24, saame tuletada seose baasi laengu ja küllastusteguri vahel:

$$s = \frac{Q}{Q_s}$$
.

Teiste sõnadega: küllastustegur s näitab, mitu korda on aukude laeng baasis suurem piirlaengust Q_s .

Küllastusrežiimile on iseloomulik nn. *lisalaengu* olemasolu baasis:

$$Q_l = Q - Q_s.$$

Küllastusrežiimi piiril, kus $Q = Q_s$, on $Q_t = 0$.

Kirjanduses kasutatakse mõnikord ka küllastustegurit *N*, mis avaldub järgmiselt:

$$N = \frac{Q_l}{Q_s} = \frac{Q}{Q_s} - 1 = s - 1.$$

Siirdeprotsesside analüüsimisel pakub eelkõige huvi kollektorivoolu ajaline muutumine. Selleks leitakse kõigepealt laenguvõrrandi 8. 21 lahendamise tulemusena baasi laengu ajaline sõltuvus hüppeliselt muutuva baasivoolu puhul

$$Q(t) = \tau I_B - [\tau I_B - Q(0)]e^{-\frac{t}{\tau}}$$
, 8. 24.

kus Q (0) — laeng baasis hetkel t = 0, ning seejärel valemi 8. 22 abil i_{K} .

Siirdeprotsessid transistori avamisel ja sulgemisel. Siirdeprotsessi transistori avamisel võib jagada kolme ossa (joon. 8. 15):

1) suletud transistori *p-n*-siirete tõkkekihi mahtuvuste ümberlaadimine ning sellest tingitud kollektorivoolu hilistumine;

2) kollektorivoolu esifrondi kujunemine;

3) lisalaengu kogunemine transistori baasi.

Transistori sulgemisel esinevat siirdeprotsessi võib vaadelda kahes osas:

1) lisalaengu ekstraheerimine baasist,

2) kollektorivoolu tagafrondi kujunemine.

K ollektorivoolu hilistumine. Kui transistorenne avava baasivoolu impulsi andmistoli suletud positiivse baasipingega, siis enne, kui transistor jõuab aktiivrežiimi ja algab kollektorivoolu suurenemine, kulub teatud ajavahemik t'_0 . Selle aja jooksul liigub transistori tööpunkt karakteristikute sulgepiirkonnas ning toimub emitter- ja kollektorsiirde tõkkekihi mahtuvuste ümberlaadumine. Siirdeprotsessi sulgerežiimis kirjeldab laenguvõrrand 8. 20. Hetkel t = 0 on emitter- ja kollektorsiirdele rakendatud vastupinged $U_{EB} = U_0 < 0$ ja $U_{KB} = E_K + U_0 < 0$. Avava baasivoolu I_{B1} toimel hakkab vastupinge *p*-*n*-siiretel vähenema. Kui transistor jõuab aktiivrežiimi piirile, siis $U_{EB} = 0$ ja $U_{KB} = E_K$. Seega võrdub pinge muutus mõlemal siirdel suurusega U_0 .



Siirdeprotsessid ühise emitteriga transistorlülitis:
 a — baasivool; b — laeng baasis; c — kollektorivool

Integreerides laenguvõrrandit 8. 20 pingete ja aja muutumise vahemikes, saame:

$$\int_{0}^{U_{0}} C_{et} \,\mathrm{d}U_{EB} + \int_{E_{K}}^{E_{K}+U_{0}} C_{kt} \,\mathrm{d}U_{KB} = \int_{0}^{t_{0}'} I_{B1} \,\mathrm{d}t. \qquad 8. 25.$$

Siinjuures ei tohi unustada, et mahtuvused C_{et} ja C_{kt} pole jäävad, vaid sõltuvad neile rakendatud vastupinge suurusest:

$$C_t = C_{t0} \sqrt[n]{\frac{\Delta \varphi_0}{\Delta \varphi_0 + U}}, \qquad 8. 26.$$

kus C_{t0} — *p*-*n*-siirde tõkkekihi mahtuvus, kui U = 0;

- n tégur, mis iseloomustab tõkkekihi mahtuvuse sõltuvust
 p-n-siirdele rakendatud pingest; järskudel p-n-siiretel
 n = 2, sujuvatel p-n-siiretel n = 3;
- *U p*-*n*-siirdele rakendatud vastupinge.

Tavaliselt $E_{\kappa} \gg U_0$ ja $\Delta U_{\kappa B} \approx 0$. Seepärast on võetud $C_{kt} = \text{const.}$

Kasutades valemit 8. 26, leiame avaldisest 8. 25 kollektorivoolu hilistumise t_0^\prime :

$$t'_{0} \approx \frac{U_{0}}{I_{B1}} \left[\frac{n}{n-1} C_{et}(U_{0}) + C_{kt}(E_{K}) \right],$$
 8. 27.

kus $C_{et}(U_0)$ — emittersiirde tõkkekihi mahtuvus pingel

$$U_{EB} = U_0;$$

 C_{bt} (E_{κ}) — kollektorsiirde tõkkekihi mahtuvus pingel

$$U_{KB} = E_K.$$

Valemist 8. 27 nähtub, et hilistumise t'_0 vähendamiseks tuleb vähendada emittersiirde sulgepinget U_0 ning suurendada avavat voolu I_{B1} . Tegelikult liitub ajavahemikule t'_0 veel laengukandjate difusioonist tingitud kollektorivoolu hilistumine t_{he} valemist 7. 37. Kuna enamasti $t_{he} \ll t'_0$, siis summaarne hilistumine

$$t_0 = t'_0 + t_{he} \approx t'_0$$
.

Kollektorivoolu esifront. Vaatame, kuidas kujuneb kollektorivoolu esifront, kui hetkel t = 0 antakse transistori baasi vooluastang suurusega I_{B1} , mis on küllaldane transistori küllastamiseks ($I_{B1} > I_{BS}$). Seejuures on lisatingimuseks, et laeng baasis eelnevalt puudus — Q(0) = 0. Nimetatud tingimusel leiame valemist 8. 24:

$$Q(t) = \tau_p I_{B1} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right),$$

kusjuures $\tau = \tau_p$, sest siirdeprotsess kulgeb aktiivrežiimis. Kasutades valemit 8. 22, leiame kollektorivoolu ajalise sõltuvuse:

$$i_{\mathbf{K}} = BI_{B1} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}} \right).$$
 8. 28.

Pärast vooluastangu andmist baasi kasvavad nii baasilaeng Q kui ka kollektorivool i_K eksponentsiaalselt ning lähenevad väärtusele $\tau_p I_{B1}$ ja BI_{B1} . Kui kollektorivool on kasvanud väärtuseni I_{KS} , siis transistor küllastub ning kollektorivool enam nimetamisväärselt ei suurene. Esifrondi kestuse t_{f1} leiame valemist 8. 28, võttes seal $i_K = I_{KS}$:

8. 29.

$$t_{f1} = \tau_p \ln \frac{I_{B1}}{I_{B1} - \frac{I_{KS}}{B}}$$

Kasutades valemeid 7. 37 ja 6. 24 teisendame valemi 8. 29 kujule, mis kehtib tingimusels>1:

$$t_{f1} \approx \tau_{\beta} \ln \frac{s}{s-1} \,. \tag{8.30}$$

Seega on t_{f1} seda lühem, mida suurem on kasutatava transistori piirsagedus $\omega_{\beta} = \frac{1}{\tau_{\beta}}$ ning mida sügavamini transistori küllastatakse (küllastustegur *s* omandab siin õieti forsseerimisteguri tähenduse). Kui transistori avamisel baasivoolu tunduvalt forsseerida $(s \gg 1)$, siis on kollektorivoolu front peaaegu lineaarne ning frondi kestuse võib määrata ligikaudse valemiga:

$$t_{f1} \approx \frac{\tau_{\beta}}{s}$$
.

Enamasti pole baasivoolu ülemäärane forsseerimine kasulik, sest suureneb baasi kogunev lisalaeng ning sellele vastavalt ka ekstraktsioonikestus t_e .

Lisalaengu kogunemiskestus. Hetkeks $t = t_{f1}$ on baasilaeng võrdne piirlaenguga Q_s . Edasi läheb transistor küllastusrežiimi ning algab lisalaengu Q_t kogunemine baasi. Aukude kontsentratsioon baasis on suur ning rekombinatsiooniprotsess (eriti pindrekombinatsioon) avaldab tunduvalt suuremat mõju kui aktiivrežiimis. Aukude keskmine iga baasis lüheneb ning laengu muutumist baasis iseloomustab küllastusrežiimi ajakonstant τ_s . Küllastusrežiimis, seepärast võetakse $\tau_s \approx \tau_I < \tau_p$.

Lugedes hetke $t = t_{f1}$ siirdeprotsessi uue etapi alguseks, võtame valemis 8. 24 $Q(0) = Q_{f1}$ ja $\tau = \tau_s$:

$$Q(t) = \tau_s I_{B1} - (\tau_s I_{B1} - Q_s) e^{-\frac{t}{\tau_s}}.$$

Siit näeme, et kui $t \to \infty$, saavutab summaarne baasi laeng oma lõpliku väärtuse

$$Q(\infty) = \tau_s I_{B1}.$$

Tegelikult võib lisalaengu kogunemiskestuseks lugeda

$$t_k \approx 3\tau_s$$
. 8. 31.

Lisalaengu suurus määratakse järgmiselt:

$$Q_{l} = \tau_{s} (I_{B1} - I_{Bs}) = \tau_{s} I_{Bs} (s - 1).$$

Ekstraktsioonikestus. Transistori sulgemisel antakse baasi sulgev vooluimpulss I_{BZ} Algab lisalaengu väljaviimine baasist, mille jooksul transistori kollektorivool ei muutu. Lisalaengu väljaviimiseks ehk ekstraheerimiseks kuluvat aega nimetatakse ekstraktsioonikestuseks t_e . Laengumuutust baasis kirjeldab valem

$$Q(t) = \tau_s I_{B1} e^{-\frac{t}{\tau_s}} - \tau_s I_{B2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_s}} \right), \qquad 8. 32.$$

mis saadakse valemist 8. 24, kui seal asendada $\tau = \tau_s$, $i_B = -I_{B2}$ ja $Q(0) = \tau_s I_{B1}$. Viimane seos eeldab küllalt pikka avavat impulssi, et lõplik baasilaeng jõuaks välja kujuneda. Lisalaengu väljaviimine baasist lõpeb, kui

$$Q(t) = Q_s = \frac{I_{Ks}}{B} \tau_s$$
. 8. 33.

Asetades valemi 8. 33 valemisse 8. 32 leiame:

$$t_e = \tau_s \ln \frac{I_{B1} + I_{B2}}{\frac{I_{Ks}}{B} + I_{B2}}.$$
 8. 34.

Kui tähistada $\frac{I_{B2}}{I_{B1}} = a$, siis saab valemile 8. 34 anda kuju

$$t_e = \tau_s \ln \frac{1+a}{\frac{1}{s}+a}.$$
8. 35.

Saadud valemist on näha, et juhul, kui s = 1, on $t_e = 0$. Ekstraktsioonikestuse vähendamiseks tuleb suurendada sulgeva ja avava baasivoolu suhet *a*. Tõepoolest, kui $a \gg 1$, siis $t_e \rightarrow 0$.

Kollektorivoolu tagafront. Ajavahemiku te möödumisel on kogu lisalaeng baasist välja viidud. Transistor läheb aktiivrežiimi ning laengumuutus kirjeldub valemiga

$$Q(t) = Q_s e^{-\frac{t}{\bar{\gamma}_p}} - \tau_p I_{B2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\bar{\gamma}_p}}\right),$$

mis on tuletatud valemist 8. 24, võttes seal $Q(0) = Q_s$, $i_B = -I_{B2}$ ja $\tau = \tau_p$. Ajavahemik, mille jooksul aukude laeng baasis väheneb nullini, ongi võrdne kollektorivoolu tagafrondi kestusega:

$$t_{f2} = \tau_p \ln\left(1 + \frac{I_{Ks}}{BI_{B2}}\right) \approx \tau_\beta \ln\left(1 + \frac{1}{sa}\right). \qquad 8. 36.$$

Kui sulgemisel antakse transistori baasi tugev vooluimpulss $(|I_{B2}| \gg I_{Bs})$, väheneb kollektorivool peaaegu lineaarselt ning tagafrondi kestust võib arvutada valemiga

$$t_{f2} \approx \tau_p \frac{I_{Bs}}{I_{B2}} \approx \frac{\tau_{\beta}}{sa}$$
.

Kollektorivoolu tagafrondi lühendamiseks tuleb suurendada sulgevat baasivoolu $I_{\scriptscriptstyle B2}$.

Arvutame näitena II16-tüüpi transistori ümberlülitumise siirdeprotsesside kestused järgmistel tingimustel: $E_K = 10$ V, $U_0 = 2$ V, $I_{Ks} = 10$ mA, $B = \beta_0 = 30$, s = 2, a = 2, n = 2, m = 0.2, $C_{et}(U_0) = 30$ pF, $C_{kt}(E_K) = 35$ pF, $\tau_{\beta} = 3.8 \ \mu$ s, $\tau_s = 2.3 \ \mu$ s. Kollektorivoolu hilistumine, valemid 8. 27 ja 7. 37:

$$\begin{split} t'_{0} &= \frac{2}{0,67 \cdot 10^{-3}} \Big(\frac{2}{2-1} \cdot 30 \cdot 10^{-12} + 35 \cdot 10^{-12} \Big) = 0,28 \ \mu \text{s}, \\ t_{he} &= \frac{0,2 \cdot 3,8}{(1+0,2) \ (1+30)} = 0,02 \ \mu \text{s}, \\ t_{0} &= t'_{0} \ + \ t_{he} = 0,30 \ \mu \text{s}. \end{split}$$

Kollektorivoolu esifront, valem 8. 30:

$$t_{f1} = 3,8 \ln \frac{2}{2-1} = 2,62 \ \mu s.$$

Lisalaengu kogunemiskestus, valem 8. 31:

$$t_k \approx 3 \cdot 2, 3 = 6,9$$
 µs.

Ekstraktsioonikestus, valem 8. 35:

$$t_e = 2,3 \ln \frac{1+2}{0,5+2} = 0,42 \ \mu s.$$

Kollektorivoolu tagafront, valem 8. 36:

$$t_{f2} = 3.8 \ln\left(1 + \frac{1}{2 \cdot 2}\right) = 0.85 \ \mu s.$$

8. 3. LÜLITIREŽIIM MITMESUGUSE ISELOOMUGA KOLLEKTORTAKISTUSTE PUHUL

Lülitirežiim aktiivse kollektortakistuse puhul. Paragrahvis 8. 2 jõudsime järeldusele, et avava ja sulgeva baasivoolu forsseerimise puhul võib kollektorivoolu frondid lugeda tegelikult lineaarseteks. Kuna kollektoriahelasse on ühendatud aktiivtakistus, siis ka kollektoripinge muutub lineaarselt transistori ümberlülitumise aja jooksul. Joonisel 8. 16 on kujutatud transistori kollektorivoolu ja -pinge ning kaovõimsuse kõverad. Küllastus- ja sulgerežiimis hajub transistoris suhteliselt väike kaovõimsus, sest esimesel juhul on transistoril väike jääkpinge, teisel juhul voolab kollektoris väike jääkvool. Tunduvalt suurem võimsus hajub transistoris ümberlülitumisaja jooksul, kus tööpunkt asub karakteristikute aktiivpiirkonnas.

Keskmine kaovõimsus küllastunud transistoris avaldub järgmiselt.

$$P_{ks} = I_{K} \left(U_{KE} + \frac{sU_{BE}}{B} \right) \left(\gamma - \frac{t_{f1}}{T} \right).$$

Suletud transistoris hajuv keskmine kaovõimsus



8. 16. Kollektorivoolu ja -pinge ning transistori kaovõimsuse kõverad aktiivse kollektortakistuse puhul

$$P_{k0} = E_K I_{K0} \left(1 - \gamma - \frac{r_{f2}}{T} \right).$$
 8. 37.

Eeldades, et kollektorivoolu ja -pinge frondid on lineaarsed, avaldub ümberlülitumise ajal hajuv kaovõimsus järgmiselt:

$$P_{kil} = E_K I_K \frac{t_{f1} + t_{f2}}{6T}.$$
 8. 38.

Toodud valemid kehtivad täiteteguri $\gamma = \frac{t_1}{T}$ väärtuste puhul, mis rahuldavad tingimust

$$\frac{t_{f1}}{T} \leq \gamma \leq 1 - \frac{t_{f2}}{T}.$$
8. 39.

Vastasel korral ei jõua transistor enam täielikult ümber lülituda, mistõttu ka ümberlülitumiskaod vähenevad. Kui t_{f1} , $t_{f2} \ll T$, siis võib täiteteguri γ muutumise vahemikuks võtta

$$0 \leq \gamma \leq 1$$
,

kusjuures $\gamma = 0$ vastab pidevalt suletud transistorile, $\gamma = 1$ aga pidevalt avatud transistorile.

Summaarne keskmine kaovõimsus transistoris võrdub summaga

$$P_k = P_{ks} + P_{k0} + P_{kii}.$$

Kaovõimsused P_{ks} ja P_{k0} sõltuvad täitetegurist γ . Kui on täidetud tingimus 8. 39, siis kaovõimsus P_{kii} ei sõltu täitetegurist γ . Joonisel 8. 17 on toodud P_{ks} , P_{k0} , P_{kii} ja P_k kõverad sõltuvalt täitetegurist γ , kui on ette antud järgmised suurused: $I_K = 2$ A, $E_K = 30$ V, $U_{KE} = 0.5$ V, $U_{BE} = 0.7$ V, $I_{K0} = 2$ mA, B = 20, s = 2, $t_{f1} = t_{f2} = 20$ µs, T = 1 ms (f = 1 kHz).

Joonisel 8. 18 on kujutatud kaovõimsuste kõverad sõltuvalt sagedusest, kui $\gamma = 0.5$ ning muud andmed on samad mis eelmisel juhulgi. Näeme, et madalatel sagedustel on määravaks kaovõimsus P_{ks} , kõrgematel sagedustel aga kaovõimsus P_{kii} .

Lülitirežiim induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul. Vaatleme lülitirežiimis töötavat transistori, mille kollektoriahelasse on lülitatud pool, millel on teatud induktiivsus L ja aktiivtakistus R (joon. 8. 19). Väljakujunenud olukordades määrab transistori töörežiimi mähise aktiivtakistus R, kuna induktiivsus L avaldab mõju ainult siirdeprotsesside kulgemisele. Vaatame, kuidas liigub tööpunkt väljundkarakteristikutel transistori avamisel ja sulgemi-

287



8. 17.

Transistori kaovõimsuste sõl-8, 18, tuvus sagedusest aktiivse kollektortakistuse puhul

sel (joon. 8. 20). Kui kollektoriahelasse oleks lülitatud vaid aktiivtakistus R, siis liiguks tööpunkt transistori avamisel ja sulgemisel piki koormussirget AB, mille kaldenurk pingetelje suhtes on määratud takistuse R suurusega. Kui aga kollektoriringi induktiivsus L on küllalt suur, siis transistori avamisel kollektorivool ei saa hüppeliselt muutuda ning tööpunkt liigub peaaegu hetkeliselt punkti 2, mis asub karakteristikute küllastuspiirkonnas. Sõltuvalt kollektorkoormuse ajakonstandist $\tau = \frac{L}{R}$ hakkab kollektorivool
aegamööda suurenema. Kui tüürivate impulsside periood $T \gg \tau$, siis siirdeprotsessi lõpuks jõuab tööpunkt punkti 3, mis asub koormussirgel; seda muidugi eeldusel, et tüüriv baasivool on võimeline transistori küllastama.

Avatud transistori sulgemisel ei saa kollektorivool samuti hetkeliselt muutuda ning tööpunkt liigub peaaegu silmapilkselt punkti 4, mis asub karakteristikute läbilöögipiirkonnas. Ajakonstandiga τ määratud kiirusega hakkab kollektorivool kahanema ning tööpunkt liigub piki läbilöögikarakteristikut allapoole, jõudes siirdeprotsessi lõpuks punkti 1, mis on ühtlasi uue tsükli lähtepunktiks.



8, 19,

19. Transistorlüliti induktiivse iseloomuga kollektortakistusega

8. 20. Transistori tööpunkti liikumine väljundkarakteristikutel induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul

Vaadeldud tsükkel vastab katkelise kollektorivooluga töörežiimile, kus teatud ajavahemikus on kollektorivool peaaegu võrdne nulliga (kollektoriringis voolab vaid vastuvool I_{K0}). Sellist režiimi illustreerivad kollektorivoolu ja -pinge kõverad joonisel 8. 21, a. Kui suurendada suhet $\frac{\tau}{T}$, siis läheb transistor pideva kollektorivooluga režiimi. Sel juhul liigub transistori tööpunkt väljakujunenud olukorras piki joonisel 8. 20 kriipsjoonega tähistatud ristkülikut, jõudmata punktidesse 1 ja 3. Pideva kollektorivooluga töörežiimi iseloomustavad transistori kollektorivoolu ja -pinge diagrammid joonisel 8. 21, b.

Näeme, et kollektoriahelasse lülitatud induktiivsuse tõttu tekivad transistori kollektoril suured liigpinged tugevate voolude korral. Seega võimsus, mis hajub transistoris selle sulgemisel, on väga suur ning võib põhjustada termilise läbilöögi.

Väljakujunenud olukorras avaldub pulseeriva kollektorivoolu maksimaalne ja minimaalne väärtus järgmiselt:



 Kollektorivoolu ja -pinge kõverad induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul:
 a — katkelise kollektorivooluga režiim; b — pideva kollektorivooluga režiim

$$I_{K max} = I_{Ks} \frac{1 - e^{-\gamma \frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}} + (1 - \lambda) I_{Ks} \left(1 - \frac{1 - e^{-\gamma \frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}} \right)$$
$$I_{K min} = I_{Ks} \left(1 - \frac{1 - e^{-(1 - \gamma) \frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}} \right) + (1 - \lambda) I_{Ks} \frac{1 - e^{-(1 - \gamma) \frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}} \right),$$
8. 40.

kus $\tau = \frac{L}{R}$, $T = \frac{1}{f}$, $\gamma = \frac{t_1}{T}$, $\lambda = \frac{E_K}{U_{\alpha}}$ ja $I_{KS} = \frac{E_K}{R}$.

Vaatleme juhtu, kui transistor on pideva kollektorivooluga režiimis ja $\tau \gg T$. Sel juhul võime lugeda kollektorivoolu muutused lineaarseteks ning valemeis 8. 40 olevate eksponentliikmete rittaarendusest kasutada ainult kahte esimest liiget. Tehes sellise lihtsustuse, avaldame kollektorivoolu keskväärtuse:

$$I_{K \ kesk} = \frac{I_{K \ max} + I_{K \ min}}{2} = I_{Ks} \frac{\gamma + \lambda - 1}{\lambda} \,.$$

Koormuses eralduv keskmine võimsus

$$P_{koorm} = I_{K \, kesk} E_{K} \gamma = I_{Ks} E_{K} \gamma \frac{\gamma + \lambda - 1}{\lambda}.$$

290

Transistoris hajuv keskmine kaovõimsus (arvestamata küllastusrežiimi kadusid):

$$P_{k} = I_{K \ kesk} U_{\alpha} (1-\gamma) = I_{Ks} E_{K} (1-\gamma) \frac{\gamma+\lambda-1}{\lambda^{2}}.$$

Koormusesse antav keskmine võimsus saavutab maksimumi, kui $\gamma = 1$:

$$P_{koorm\ max} = I_{Ks} E_K.$$

Maksimaalne kaovõimsus transistoris esineb juhul, kui $\gamma = 1 - \frac{\lambda}{2}$:

$$P_{k\,max} = \frac{1}{4} I_{Ks} E_K.$$

Siit ärakasutamistegur võimsuse järgi dünaamilises režiimis

$$K_{\ddot{A}} = \frac{P_{koorm\ max}}{P_{k\ max}} = 4.$$

Näeme, et tegur K_A on väga madal. Lülitirežiim kaotab siin oma eelised lineaarse võimendusrežiimi ees.

Lülitirežiim dioodiga šunditud induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul. Liigpingete tekkimist kollektoril saab vältida, kui induktiivne kollektorkoormus šuntida dioodiga (joon. 8. 22). Vaatleme, kuidas liigub transistori tööpunkt väljundkarakteristikutel





a - transistor on avatud; b - transistor on suletud

 Transistori tööpunkti liikumine väljundkarakteristikutel dioodiga šunditud induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul

(joon. 8. 23). Alustame vaatlust punktist 1, kus tööpunkt asub hetkel, mil transistori baasile antakse sulgev pinge. Enne seda



on transistoris ja koormuses välja kujunenud vool $i_{\rm K} = I_{\rm K \ max} = I_{\rm Koorm \ max}$. Diood D on vastupingestatud ja $i_{\rm D} = 0$ (joon. 8. 22, a). Kui transistori baasile antakse sulgev pinge, hakkab kollektorivool vähenema. See aga kutsub esile endainduktsiooni emj. suuna muutumise vastupidiseks. Diood D avaneb ning lühistab koormuse, transistori kollektorile aga antakse pinge, mis on tegelikult võrdne toiteallika pingega. Kirjeldatud protsessi jooksul liigub tööpunkt hüppeliselt punktist 1 punkti 2, mis asub lühissirgel. Edasi liigub tööpunkt punktist 2 punkti 3, mille jooksul kollektorivool väheneb nullini ning dioodi vool suureneb koormusvoolu väärtuseni. Kuna transistor töötab seejuures praktiliselt lühiserežiimis, siis koormus siirdeprotsesse ei mõjuta. Kollektorivoolu tagafrondi kestus t_{f2} sõltub tüüriva signaali iseloomust ja transistori sageduslikest omadustest.

Transistori avamisel liigub tööpunkt punktist 3 punkti 4. Kuna diood D on veel avatud, siis kollektorivoolu esifront t_{f1} vormitakse samuti transistori lühiserežiimis, kus koormus siirdeprotsessi kulgemisele mõju ei avalda. Kui kollektorivool on saavutanud väärtuse $I_{Koorm\,min}$, sulgub diood D, endainduktsiooni emj. muudab suunda ning tööpunkt liigub hüppeliselt punkti 6. Transistor on küllastunud ning tema kollektorivool kasvab koormuse ajakonstandi poolt määratud kiirusega, tööpunkt aga liigub punktist 6 punkti 1, millega tsükkel ka lõpeb.

Kuna pärivoolu toimel koguneb dioodi baasi vähemus-laengukandjate laeng, mille tõttu diood ei sulgu kohe pärast sulgepinge andmist, võib transistori tööpunkt liikuda punkti 4', kus kollektorivoolu suurus on määratud korrutisega BI_B . Seejärel, nagu punktist 4, toimub peaaegu silmapilkne tööpunkti üleminek punkti 6. Kirjeldatud ümberlülitumisprotsessi illustreerivad koormusvoolu, kollektorivoolu ja -pinge diagrammid joonisel 8. 24.

Koormuse alalisvoolukomponendi ja pulsatsiooni määramiseks võib kasutada valemeid 8. 40, kui seal võtta $\lambda = 1$. Sel juhul saame:

$$I_{Koorm\ max} = I_{Ks} \frac{1 - e^{-T\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-T}},$$

$$I_{Koorm\ min} = I_{Ks} \left(1 - \frac{1 - e^{-(1 - \tau)\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-T}}\right).$$

Leiame pulsatsiooni kahekordse amplituudi ja küllastusvoolu suhte:

$$\frac{\Delta I}{I_{KS}} = \frac{I_{Koorm\ max} - I_{Koorm\ min}}{I_{KS}} = \frac{\left(\frac{1-e^{-\gamma \frac{1}{\tau}}}{1-e}\right)\left[\frac{1-e^{-(1-\gamma)\frac{1}{\tau}}}{1-e^{-\frac{\tau}{\tau}}}\right]}{1-e^{-\frac{\tau}{\tau}}}.$$

Toodud avaldise analüüs näitab, et pulsatsioon on maksimaalne $\gamma = 0.5$ puhul. Kui $\tau \gg T$, siis koormusvoolu keskväärtus avaldub järgmiselt:

 $I_{Koorm\ kesk} = \frac{I_{Kcorm\ max} + I_{Koorm\ min}}{2} = \gamma I_{Ks} \, .$



 Koormusvoolu, kollektorivoolu ja -pinge kõverad dioodiga šunditud induktiivse iseloomuga kollektortakistuse puhul Dioodiga šunditud induktiivse kollektortakistuse puhul vormitakse kollektorivoolu frondid püsiva kollektoripinge E_{K} juures. Kui lugeda kollektorivoolu frondid lineaarseteks, avaldub ümberlülitumise keskmine kaovõimsus ligikaudu järgmiselt:

$$P_{kii} \approx E_{K} I_{Koorm \ kesk} \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2T} = \gamma E_{K} I_{Ks} \frac{t_{f1} + t_{f2}}{2T}$$

Võrreldes saadud avaldist valemiga 8. 38, näeme, et samadel tingimustel on ümberlülitumise kaovõimsus 3 korda suurem ning sõltub täitetegurist γ.

Küllastunud transistori keskmine kaovõimsus avaldub valemiga

$$P_{ks} \approx \gamma I_{Ks} \left(U_{KE} + \frac{s_{kesk} U_{BE}}{B} \right) \left(\gamma - \frac{t_{f1}}{T} \right),$$

kus s_{kesk} — keskmine küllastustegur.

Sulgerežiimi keskmise kaovõimsuse valem on analoogiline valemiga 8. 37.

8. 4. LIITTRANSISTOR LÜLITIREŽIIMIS

Paragrahvis 7. 6 vaatlesime liittransistori lineaarses võimendusrežiimis, kuid liittransistor võib teatud tingimuste täitmisel töötada ka lülitirežiimis. Joonisel 8. 25 kujutatud liittransistori lülituse puhul tüürib voolu koormustakistuses R_k põhiliselt transistor T_2 . Kadude vähendamiseks selles transistoris tuleb garanteerida tema korralik küllastumine ja sulgumine. Transistori küllastusrežiimi üle võib otsustada kollektorsiirdele rakendatud pinge polaarsuse järgi: küllastunud *p-n-p*-tüüpi transistori kollektor on baasi suhtes pingestunud positiivselt. Jooniselt 8. 25, *a* on näha, et antud lülituses $U_{KE1} = U_{KB2}$. Kuna pinge U_{KE1} on alati negatiivne, siis ka U_{KB2} on negatiivne ning transistor T_2 ei saa küllastuda. Samal ajal transistori T_1 küllastamine ei valmista raskusi.

Liittransistori sulgemiseks pingestatakse transistori T_1 baas positiivselt, mille tulemusena T_1 emittersiire sulgub ning takistab transistori T_2 baasi vajaliku suurusega sulgeva voolu andmist. Transistor T_2 osutub töötavaks režiimis, kus baasiahelasse on lülitatud väga suur takistus. Tihti kasutatakse transistorina T_2 võimsat transistori, mille puhul selline töörežiim on lubamatu. Transistori T_2 avamis- ja sulgemistingimuste parandamiseks ühendatakse skeemi lisaelemendid (joon. 8. 25, b). Takistus R valitakse nii, et voolust I_{R2} tekkinud pingelang U_R oleks mõnevõrra



8. 25.

a — transistor T2 ei küllastu; b — transistor T2 küllastub

suurem pingest U_{KE1} . Selle tulemusena saab pinge U_{KB2} muutuda positiivseks ning transistor T_2 küllastuda. Transistori T_2 paremaks sulgemiseks ühendatakse paralleelselt transistori T_1 emittersiirdega diood D. Positiivse pinge andmisel T_1 baasile diood avaneb ning tagab küllaldase sulgeva voolu andmise transistori T_2 baasi. Liittransistori avamisel on diood D suletud ning peaaegu ei šundi transistori T_1 emittersiiret.

Takistuse R osa transistori T_2 küllastumisel aitab selgitada joonis 8. 26. Graafikute koostamisel on lähtutud jooniselt 8. 25, b tulenevast seosest

$$U_{KE1} + U_{KB2} = U_R.$$

8. 41.

Transistoride T_1 ja T_2 voolud ning pinged U_{KE1} ja U_{KB2} on omavahel mittelineaarses sõltuvuses. Pinge U_{KE1} sõltuvust vooludest I_{K1} ja I_{B1} väljendavad väljundkarakteristikud $I_{K1} = f(U_{KE1})$, kui $I_{B1} =$ = const. Pinge U_{KB2} sõltuvust vooludest I_{B2} ja I_{K2} väljendavad karakteristikud $I_{B2} = f(U_{KB2})$, kui $I_{K2} =$ const. Kuna tegelikult on $I_{K1} \approx I_{E1} = I_{B2}$, siis üks suurustest (I_{B2}) on ühine mõlemale karakteristikute sarjale. Kasutades seda asjaolu, võimegi sarjad ühendada omavahel nii, nagu see on näidatud joonisel 8. 26. Kasutatud on transistoride $\Pi 202$ ja $\Pi 25A$ sarjad.

Vaatleme liittransistori küllastusrežiimi sõltuvalt takistuse R suurusest püsiva tüürvoolu $I_B \approx I_{B1} = 0,1$ mA ja kollektorivoolu $I_K \approx I_{K2} = 0,2$ A puhul. Kui R = 0, siis ka $U_R = 0$ ja vastavalt seosele 8. 41 $U_{KE1} = U_{KB2}$. Joonisel vastab sellele režiimile karakteristikute lõikepunkt O. Näeme, et $U_{KE1} = U_{KB2} \approx -0,1$ V. Transistor T_2 pole küllastunud, kuigi transistor T_1 on tugevasti küllastunud ($s_1 = 2,6$).



8. 26. Lülitirežiimis töötava liittransistori küllastusrežiimi graafiline lahendamine

Olgu näiteks vaja, et transistori T_2 küllastustegur $s_2 = 2$. Kui $s_2 = 1$ $(U_{KB2} = 0)$, siis $I_{K2} = 0,2$ A puhul leiame punktis $M I_{BS2} = 2,7$ mA. Järelikult peab $s_2 = 2$ puhul olema $I_{B2} = s_2 I_{BS2} = 2 \cdot 2,7 = 5,4$ mA. Läbi punkti N, mis vastab voolule $I_{B2} = 5,4$ mA, tõmbame sirge risti I_{B2} -teljega kuni lõikumiseni karakteristikuga, millel $I_{B1} =$ = 0,1 mA ja $I_{K2} = 0,2$ A. Lõik AB on võrdeline pingelanguga U_R . Leiame, et $U_R = 0,42$ V. Kuna varem eeldasime, et $I_K \approx I_{K2}$, siis on takistuse R suurus leitav järgmiselt:

$$R = \frac{U_R}{I_K} = \frac{0.42}{0.2} = 2.1 \ \Omega.$$

Samal ajal kui takistuse R sissetoomine võimaldab saavutada transistori T_2 vajaliku küllastuse, väheneb transistori T_1 küllastustegur 1,3-ni (punkt A). Takistuse R edasisel suurendamisel (lõik A_1B_1) küllastustegur s_2 suureneb, kuid pinge U_{KE1} hakkab peaaegu lineaarselt suurenema ning transistor T_1 läheb aktiivrežiimi (punkt A_1), mis ei ole soovitav kaovõimsuse suurenemise tõttu transistoris.

Küllastunud liittransistori vooluvõimendustegur *B_l* avaldub järgmiselt

$$B_{l} = \frac{B_{1}}{s_{1}} + \frac{B_{2}}{s_{2}} + \frac{B_{1}B_{2}}{s_{1}s_{2}},$$

kus s_1 ja s_2 on vastavalt transistoride T_1 ja T_2 küllastustegurid.

296

8. 5. TRANSISTORKATKESTI

Üldküsimusi. Transistorkatkesteid ehk transistormodulaatoreid kasutatakse teatud liiki alalispingevõimendite sisendis väikese alalispinge muundamiseks võrdeliseks vahelduvpingeks (nelinurkpingeks), mida seejärel võimendatakse vahelduvpingevõimendi abil. Võimendatud vahelduvsignaal muundatakse demodulaatori abil taas võrdeliseks alalispingeks. Triivivaba vahelduvpingevõimendi kasutamine võimaldab tunduvalt vähendada kogu alalispingevõimendi triivi, mis sel juhul on võrdne transistorkatkesti ja demodulaatori triiviga. Transistorkatkesti eelisteks mehaanilise vibrokatkestiga võrreldes on kõrge töösagedus (kuni mõni kHz) ning suur töökindlus. Puuduseks on parameetrite muutumine sõltuvalt temperatuurist ja vananemisest, mida aga lisaabinõude rakendamisega on võimalik vähendada.

Katkestis kasutatav transistor töötab lülitirežiimis, millel on mitmeid iseärasusi. Esiteks, transistori kollektoripingena kasutatakse muundatavat alalispinget, mis tavaliselt on väga väike — mõni kuni mõnikümmend millivolti. Teiseks, avatud transistor on tugevasti küllastatud.

Transistori jääkparameetrid. Transistori väljundkarakteristikud mõlema polaarsusega kollektoripinge puhul on kujutatud joonisel 8. 27. Vaatleme lähemalt väljundkarakteristikute väikeste voolude ja pingete piirkonda joonisel 8. 28. Kui ideaalse lüliti avatud



8. 27. Transistori väljundkarakteristikute väikeste voolude ja pingete piirkond



8. 28.

Transistori jääkparameetrite määramine väljundkarakteristikutelt



Transistorkatkesti tüürimisviise:
 a — kahepolaarsete vooluimpulssidega; b — ühepolaarsete vooluimpulssidega; c — kahepolaarsete pingeimpulssidega; d — ühepolaarsete pingeimpulssidega

ja suletud olukorra karakteristikud ühtivad koordinaattelgedega, siis transistorlülitile on iseloomulik, et vastavad karakteristikud ei läbi koordinaatide alguspunkti ning omavad väikest kallet koordinaattelgede suhtes. Avatud transistorile vastava karakteristiku I kaldenurga φ suurus iseloomustab küllastunud transistori takistust vahelduvsignaalile r_{aN} . Lõik OA näitab kollektori ja emitteri vahelise jääkpinge suurust U_{AN} , kui $I_{\rm K}=0$ ja $U_{BE}<0$. Suletud transistori kollektori ja emittei vahelise jääkpinge suurust U_{AN} , kui $I_{\rm K}=0$ ja $U_{BE}<0$. Suletud transistori kollektori ja emitteri vahelist diferentsiaalset juhtivust $\frac{1}{r_{sN}}$ ning lõik OB jääkvoolu I_{SN} , kui $U_{\rm KE}=0$ ja $U_{BE}>0$.

Niisiis

$$U_{AN} = |U_{KE}|_{I_{K}=0}; \quad r_{aN} = \frac{\mathrm{d}U_{KE}}{\mathrm{d}I_{K}}\Big|_{I_{K}=0};$$
$$I_{SN} = |I_{K}|_{U_{KE}=0}; \quad r_{sN} = \frac{\mathrm{d}U_{KE}}{\mathrm{d}I_{K}}\Big|_{U_{KE}=0}.$$

Inversioonlülituse jääkparameetrid saame toodud seoseist, kui indeksi N asendame indeksiga I ning suurused U_{KE} ja I_{K} suurustega U_{EK} ja I_{E} .

Transistorkatkestit võib tüürida kas vooluga (joon. 8. 29, a ja b) või pingega (joon. 8. 29, c ja d), kusjuures kasutatakse kahepolaarseid ja ühepolaarseid tüürimpulsse. Sõltuvalt tüürimisviisist on transistorkatkesti jääkparameetrid erinevad.

Jääkparameetrite leidmisel kasutatakse ideaalse transistori valemeid 6.7...6. 10 või neist tuletatud valemeid, võttes ühtlasi arvesse reaalsete transistoride iseärasusi. Avatud transistori puhul võetakse parameetrite U_A ja r_a määramisel arvesse emitteri ja kollektori mahutakistused r'_e ja r'_k . Suletud transistori puhul tuleb jääkparameetrite I_S ja r_s määramisel arvestada emitter- ja kollektorsiirde lekketakistustega. Tehakse vahet staatiliste lekketakistuste

$$R_{kb} = \frac{U_{KB}}{I_{K}^{(l)}}, \ R_{eb} = \frac{U_{EB}}{I_{E}^{(l)}}$$

ja diferentsiaalsete lekketakistuste

$$r_{kb} = \frac{\mathrm{d}U_{KB}}{\mathrm{d}I_K^{(l)}} , \quad r_{eb} = \frac{\mathrm{d}U_{EB}}{\mathrm{d}I_E^{(l)}}$$

vahel, kusjuures $I_K^{(l)}$ ja $I_E^{(l)}$ on vastavalt kollektor- ja emittersiirde lekkevoolu komponendid.

Transistori jääkparameetrite valemid mitmesuguste tüürimisviiside puhul on koondatud tabelisse 8. 1. Jääkpinge U_A valemeist nähtub, et $U_{AI} \ll U_{AN}$, sest $B_N \gg B_T$ Samuti on näha, et jääkpinged U_{AN} ja U_{AI} sõltuvad baasivoolust I_B . Baasivoolu vähenemisel jääkpinged suurenevad vooluvõimendustegurite vähenemise tõttu. Suurte baasivoolude korral suurenevad jääkpinged lisapingelangu tõttu mahutakistustel r'_e ja r'_k . Joonisel 8. 30 on kujutatud II102-tüüpi transistori jääkpinge U_{AI} sõltuvus baasivoolust erinevatel temperatuuridel. Väikestel baasivooludel on temperatuuri tegur negatiivne, suurematel baasivooludel positiivne. Minimaalsele jääkpingele ja minimaalsele temperatuuritegurile vastavad baasi-

299

Jääkpara- meeter			Normaallülitus	Inversioonlülitus		
U_A			$\varphi_T \ln\left(1 + \frac{1}{B_I}\right) + I_B r_e$	$\varphi_T \ln \left(1 + \frac{1}{B_N} \right) + I_B r_k$		
r .	I == const		$\frac{1-A_NA_I}{A_N} \cdot \frac{\varphi_T}{I_B} + r'_e + r'_k$	$\frac{1-A_NA_I}{A_I} \cdot \frac{\varphi_T}{I_B} + r'_k + r'_e$		
a	U = const		$\frac{1-A_NA_I}{A_N}\cdot\frac{\varphi_T}{I_B}+A_Ir'_e+r'_k$	$\frac{1-A_NA_I}{A_I} \cdot \frac{\varphi_T}{I_B} + A_N \mathbf{r}_k + r$		
	Kahe- polaarne tüürimine		$\frac{I_{K0}(1-A_I)}{1-A_NA_I} + \frac{U_{BB}}{R_{kb}}$	$\frac{I_{E0}(1-A_N)}{1-A_NA_I} + \frac{U_{BE}}{R_{eb}}$		
IS	Uhe- polaarne tüürimine		$\boxed{\frac{I_0R_1}{\varphi_T} \cdot \frac{I_{K0} \left(1 - A_I\right)}{1 - A_N A_I} + \frac{I_0R_1}{R_{kb}}}$	$\frac{I_0R_1}{\varphi_T} \cdot \frac{I_{E0}(1-A_N)}{1-A_NA_I} + \frac{I_0R}{R_e}$		
rs	olaarne	I == const	$r_{kb} + r_{eb}$	$r_{eb} + r_{kb}$		
	Kahepo	U = const	r _{kb}	r _{eb}		
	laarne	I = const	$\approx \varphi_T \Big(\frac{1 - A_N}{I_{K0}} + \frac{1 - A_I}{I_{E0}} \Big)$	-)		
	Uhepo	J == const	$\approx \frac{\Phi_T}{I_{K0}} (1 - A_N A_I)$	$\approx \frac{\varphi_T}{I_{E0}} \left(1 - A_N A_I \right)$		

8. 1. Transistori jääkparameetrid mitmesuguste lülitusviiside korral

voolud on erinevad. Tüürvoolu väärtus tuleb valida selline, et jääkpinge temperatuuritegur oleks minimaalne. Jääkpinge mõningane suurenemine pole seejuures kompensatsiooniskeemide kasutamise puhul oluline. Õigesti valitud töörežiimi puhul ei ületa jääkpinge U_{AI} triiv germaaniumtransistoridel ± (3...5) mV/deg ja ränitransistoridel ± (5...7) mV/deg.

Avatud transistori diferentsiaalse takistuse ra valemeist on näha,



8. 30. Transistori jääkpinge U_{AI} sõltuvus baasivoolust ja temperatuurist

et $r_{aN} < r_{aI}$, sest $A_N > A_I$. Tegelikes lülitustes on mahutakistuste r'_e ja r'_k osatähtsus suhteliselt väike ning jääkparameetrite r_{aN} ja r_{aI} suurus ei sõltu oluliselt sellest, kas transistori tüüritakse voolu või pingega. See järeldus on õige vaid siis, kui tüürvool või -pinge on jääva suurusega. Näiteks pingega tüürimisel põhjustavad juba väikesed tüürpinge muutused suuri baasivoolu ning ühtlasi ka jääkparameetrite r_{aN} ja r_{aI} muutusi. Tüürivat voolu on aga suhteliselt lihtne stabiliseerida, mistõttu parameetrite muutused kujunevad väikeseks. Ka temperatuurisõltuvuse seisukohalt tuleb eelistada vooluga tüürimist.

Staletud transistori jääkvoolu I_S sõltuvus transistori lülitusest ja tüürimisviisist oleneb palju sellest, millisel määral avaldavad mõju transistori emitter- ja kollektorsiirde lekketakistused. Kahepolaarsete impulssidega tüürimisel määrab ränitransistoride jääkvoolu I_S suuruse põhiliselt lekkevoolu komponent. Germaaniumtransistoride puhul on madalatel temperatuuridel samuti ülekaalus lekkekomponent. Temperatuuri tõusmisel hakkavad vastuvoolud I_{K0} ja I_{E0} kiiresti suurenema ning jääkvoolu termiline komponent muutub domineerivaks. Kui lekkevoolu osa jääkvoolus on väike, võimaldab inversioonlülituse kasutamine suletud transistori jääkvoolu tunduvalt vähendada. Kui aga lekkevoolud on ülekaalus, siis inversioonlülituse eelised kaovad, sest lekketakistuste R_{kb} ja R_{cb} suurused on lähedased.

Transistori tüürimisel ideaalsete ühepolaarsete impulssidega, mille puhul sulgerežiimis $U_{R\!R}$ või $U_{R\!K}$ võrdub nulliga, muutuvad jääk-

voolud I_{SN} ja I_{SI} nulliks. Praktilistes transistorkatkesti lülitustes pole tavaliselt ideaalsete ühepolaarsete impulssidega tüürimine võimalik. Näiteks joonisel 8. 31 kujutatud skeemi puhul jääb suletud transistori emittersiirdele nullise pinge asemel väike sulgepinge I_0R_1 (I_0 on dioodi vastuvool). Ideaalsel juhul, kui $I_0 = 0$, saame vastavaist valemeist, et $I_{SN} = I_{SI} = 0$. Ühepolaarsete impulssidega tüürimine võimaldab näiteks $\Pi 16$ -tüüpi transistori jääkvoolu vähendada kaks kuni kolm suurusjärku, $\Pi 103$ -tüüpi transistori jääkvoolu isegi kuni neli suurusjärku.

8. 31.

Praktiline skeem transistorkatkesti tüürimiseks ühepolaarsete vooluimpulssidega



Suletud transistori diferentsiaalse takistuse r_s suurus sõltub suurel määral transistori tüürimise viisist. Kahepolaarsete impulssidega tüürimisel on mõlemad transistori siirded suletud suurte vastupingetega ning jääkparameeter r_s on määratud *p-n-*siirete diferentsiaalsete lekketakistustega r_{kb} ja r_{eb} , mis on tavaliselt suuruselt lähedased. Kuna lekketakistused ei sõltu oluliselt temperatuurist, siis on ka r_{sN} ja r_{st} temperatuurisõltuvus väike.

Jääkparameetri r_s valemid ühepolaarsete impulssidega tüürimisel on toodud eeldusel, et *p*-*n*-siirete lekkejuhtivused on väga väikesed ning need võib jätta arvestamata. Juhul kui lekketakistused kujunevad määravateks (negatiivne temperatuur germaaniumtransistoridel ning temperatuur kuni $+60...+80^{\circ}$ C ränitransistoridel), arvutatakse jääkparameetri r_s suurus samade valemitega mis kahepolaarsete impulssidega tüürimise puhulgi.

Kokku võttes võib öelda, et kui kasutada ränitransistore temperatuuril kuni $+60...+80^{\circ}$ C, võime transistorkatkestit tüürida ühepolaarsete impulssidega, ilma et suletud transistori diferentsiaalne takistus oluliselt väheneks ning selle temperatuurisõltuvus suureneks. Samas temperatuurivahemikus töötava germaaniumtransistori jääkparameetrid r_{sN} ja r_{sI} aga vähenevad ühepolaarsete impulssidega tüürimisele üleminekul tunduvalt.

Transistorkatkesti muundustegur. Joonisel 8. 32 on kujutatud transistorkatkesti põhimõtteskeem *p-n-p*-tüüpi transistoriga inversioonlülituses. Kasutades eespool vaadeldud jääkparameetreid, saab koostada aseskeemi (joon. 8. 33). Transistori tüüritakse impulssidega, mille periood on T ja täitetegur γ , s. t. transistor on avatud ja suletud vastavalt ajavahemike γT ja $(1 - \gamma) T$ vältel. Aseskeemil vastab avatud transistorile lüliti L asend I, suletud transistorile asend 2. Kuna toodud aseskeem on üldine, kehtides nii transistori normaal- kui ka inversioonlülituse puhul, siis vastavaid indekseid allpool ei kasutata.

Transistorkatkesti efektiivsust iseloomustab muundustegur k_m , mis võrdub vahelduva väljundsignaali tipust-tippu-väärtuse U_{m-m} ja alalise sisendsignaali E_G suhtega. Eeldame, et kondensaatori Cmahtuvus on valitud küllalt suur, nii et pinge tema klemmidel ei jõua ajavahemike γT ja $(1 - \gamma) T$ jooksul oluliselt muutuda. Muundustegur k_m avaldub sel juhul järgmiselt:

$$k_{m} = \frac{U_{m-m}}{E_{G}} = \frac{R_{k}}{A} \left[\frac{r_{s}}{R'+r_{s}} - \frac{r_{a}}{R'+r_{a}} - \frac{R'}{E_{G}} \left(\frac{U_{A}}{R'+r_{a}} + \frac{I_{s}r_{s}}{R'+r_{s}} \right) \right],$$

$$8. 42.$$

kus $A = \gamma \left(R_k + \frac{R'r_s}{R' + r_s} \right) + (1 - \gamma) \left(R_k + \frac{R'r_a}{R' + r_a} \right),$

 $R' = R + R_g$.

Ideaalse katkesti puhul, millel $r_a = U_A = I_S = 0$ ja $r_s = \infty$, saame:

$$k_m = \frac{R_k}{\gamma R' + R_k} \, .$$

Muundustegur saavutab maksimaalse väärtuse, kui $R_k = \infty$:

$$k_{m max} = 1.$$



8. 32. Transistorkatkesti põhimõtteskeem

Reaalses katkestis põhjustavad jääkparameetrid U_A ja I_S 1) muundusteguri mittelineaarsuse, s. o. sõltuvuse sisendsignaali suurusest; 2) teatud suurusega väljundsignaali olemasolu sisendsignaali puudumisel. Nende puuduste kõrvaldamiseks tuleb katkestisse valida väikese jääkpinge ja -vooluga transistor või kasutada vastavate jääkparameetrite kompenseerimist.

 $\begin{array}{c} R \\ \hline R_{g} \\ \downarrow G \\ \hline R_{g} \\ \hline R_{g} \\ \downarrow G \\ \hline R_{g} \hline \hline R_{g} \hline \hline R_{g} \\ \hline R_{g} \hline \hline R_{g} \hline$

8. 33. Transistorkatkesti skeem

Väljundsignaali suurus sisendsignaali puudumisel on tuletatav valemist 8. 42, kui seal võtta $E_{ig} = 0$:

$$U_{m-m}\big|_{E_G=0} = -\frac{R'R_k}{A}\Big(\frac{U_A}{R'+r_a} + \frac{I_S r_s}{R'+r_s}\Big).$$

ase-

Väljundpinge nulliks muutmiseks tuleb katkesti sisendisse anda kompenseeriv emj. E_{komp} , mille suuruse leiame avaldisest 8.42 tingimusel $U_{m-m} = 0$:

$$E_{komp} = R' \frac{U_A(R'+r_s) + I_S r_s(R'+r_a)}{r_s(R'+r_a) - r_a(R'+r_s)}.$$

Üldiselt pole otstarbekas siduda kompensatsiooniahelat katkesti sisendringiga, vaid kompenseeriv pinge rakendatakse järjestikku avatud transistoriga:

$$U_{komp} = -\left(U_A + \frac{R' + r_a}{R' + r_s} I_S r_s\right).$$

Ühepolaarsete impulssidega tüürimisel on $I_s = 0$ ja

 $U_{komp} = -U_A.$

Miinusmärk näitab, et kompenseeriv pinge peab olema jääkpinge U_A suhtes vastupidise polaarsusega. Seega summaarne jääkpinge on avatud transistori puhul võrdne nulliga.

Valemist 8. 42 on näha, et jääkpinge U_A kompenseerimine parandab muundusteguri lineaarsust. Juhul kui ka $I_S = 0$, muutub tegur k_m sisendsignaali suurusest praktiliselt sõltumatuks.

Muundusteguri k_m väärtus sõltub takistuse R' suurusest. Analüüs näitab, et maksimaalne k_m väärtus esineb takistuse R' teatud optimaalse väärtuse puhul. Tingmusel, et $U_A = 0$, $I_S = 0$ ja $r_s = \infty$, avaldub R'_{opt} järgmiselt:

$$R'_{opt} = \sqrt{\frac{R_k r_a}{V}}$$

8. 43.

Lihtsustused on õigustatud, kui ühepolaarsete impulssidega tüüritavas kompenseeritud jääkpingega katkestis kasutatakse ränitransistori. Vaatame, milliseks kujuneb R'_{opt} väärtus II106-tüüpi transistori puhul, millel $r_{sI} > 1 \ M\Omega$ ja $r_{aI} = 37 \ \Omega$. Katkesti koormustakistus $R_k = 1 \ k\Omega$, mis ligikaudu võrdub ühise emitteriga lülituses võimendusastme sisendtakistusega. Tüürivate impulsside täitetegur $\gamma = 0.5$. Valemi 8. 43 abil leiame, et $R'_{opt} = 270 \ \Omega$. Kuna takistus R'_g , siis $R_{opt} = R'_{opt} - R_g$. Kui kasutatakse väga madalaoomilist signaaliallikat (näiteks termopaari), siis võib võtta $R_{opt} = R'_{opt}$. Valemist 8. 42 leiame samade lähteandmete puhul muundusteguri väärtuseks $k_m = 0.76$.

Üks transistorkatkesti skeemivariante on kujutatud joonisel 8. 34. Tüürivad impulsid antakse trafo Tr sekundaarmähiselt punkti a. Negatiivse impulsi puhul on diood D_1 avatud ning transistori baasivool on eelkõige määratud impulsi tippväärtuse ja takistuse R_3 suurusega. Samal ajal avab positiivne pingeimpulss punk-





tis *b* dioodi D_2 ning takistusel R_4 tekib positiivne kompenseeriv pingelang U_{komp} , mille suurust on võimalik muuta takistuse R_5 abil. Kui tüürimpulsside polaarsus muutub vastupidiseks, siis dioodid D_1 ja D_2 sulguvad ning transistori töörežiim on analoogiline joonisel 8. 31 näidatuga.

Transistorkatkesti avamisel ja sulgemisel esinevate siirdeprotsesside tõttu tekivad väljundpinges ümberlülitumise hetkedel teravad pingeimpulsid, mis põhjustavad sisendpinge muundamisel lisavea. Seda viga saab vähendada, kui transistorkatkestis kasutada sobivate parameetritega transistori ning õigesti valida katkesti kommutatsioonirežiim. Tüürivate impulsside sagedus on soovitav valida suurusjärgus mõnisada hertsi.

9. TRANSISTORI SOOJUSREŽIIM

9. 1. TRANSISTORI SOOJUSLIKUD PARAMEETRID JA ASESKEEM

Töötavas transistoris eraldub alati teatud hulk soojust, kusjuures ajaühikus eraldunud soojushulk on võrdeline transistori kaovõimsusega. Aktiivrežiimis töötavas transistoris eraldub peamine soojushulk kollektorsiirdel, mille takistus on emittersiirde takistusega võrreldes väga suur. Väikesevõimsuselistes transistorides eraldub soojus pooljuhtkristallist peamiselt baasi kaudu, mis on kinnitatud kristallihoidjale. Võimsates transistorides toimub aga soojuse ülekandumine pooljuhtkristallist väliskeskkonda peamiselt kollektori kaudu, mis on vahetult kinnitatud transistori aluse külge.

Soojuse ülekandumine toimub kolmel viisil: soojusjuhtivuse, konvektsiooni ja kiirguse teel. Hea soojusjuhtivus on iseloomulik tahketele kehadele, gaaside ja vedelike puhul on ülekaalus soojusülekanne konvektsiooni teel. Soojusülekanne kiirguse teel sõltub eeskätt kiirgava keha temperatuurist ja pinnaomadustest. Tegelikult esinevad kõik soojusülekande liigid korraga, kusjuures sõltuvalt tingimustest on neist üks või teine ülekaalus.

Transistori tähtsamateks soojuslikeks parameetriteks on üksikute konstruktsiooniosade soojustakistused ja -mahtuvused, vastavad soojuslikud ajakonstandid ning kollektorsiirde maksimaalne lubatud temperatuur.

Transistori kollektorsiirde ja kesta vahelist *soojustakistust* iseloomustab kollektorsiirde ja kesta temperatuuride vahe $\vartheta_s - \vartheta_k$, kui kaovõimsus transistoris $P_k = 1$ W:

$$R_{sk} = \frac{\vartheta_s - \vartheta_k}{P_k}$$

Analoogiliselt defineeritakse ka kollektorsiirde ja transistori ümbritseva keskkonna (õhu) vaheline soojustakistus:

307

20*

Need kaks soojuslikku parameetrit on antud ka käsiraamatutes. Väikesevõimsuseliste transistoride kohta tuuakse ära tavaliselt soojustakistus $R_{s\delta}$, võimsatele transistoridele aga mõlemad soojustakistused R_{sk} ja $R_{s\delta}$. Näiteks II13...II15-tüüpi transistoridel on $R_{s\delta} < 200 \text{ deg/W}$, II214-tüüpi transistoril on $R_{sk} < 4 \text{ deg/W}$ ja $R_{s\delta} < 40 \text{ deg/W}$ (ilma radiaatorita).

Soojustakistust R_{sõ} võib vaadelda koosnevana kahest osast:

$$R_{s\bar{o}} = R_{sk} + R_{k\bar{o}}$$
, 9. 2.

kus $R_{k\bar{o}}$ — transistori kesta ja ümbritseva keskkonna vaheline soojustakistus.

Soojustakistus R_{sk} on täielikult transistori enda soojuslik parameeter, sõltudes transistori valmistamisel kasutatud materjalidest ja konstruktsioonist. Kui ei kasutata täiendavat jahutuspinda radiaatorit, siis on ka soojustakistus $R_{k\bar{o}}$ antud transistoritüübi enda soojuslikuks parameetriks, olles määratud transistori kesta ja väljaviikude geomeetrilise kujuga, pinnakattega jne.

Valemist 9. 1 on näha, et etteantud temperatuurivahe $\vartheta_s - \vartheta_{\bar{o}}$ puhul võime transistori kaovõimsust suurendada, kui vähendame soojustakistust $R_{s\bar{o}}$, s. t. jahutame transistori paremini. Vastavalt valemile 9. 2 koosneb soojustakistus $R_{s\bar{o}}$ kahest osast. Antud transistoritüübi soojustakistust $R_{s\bar{k}}$ pole võimalik muuta. Seepärast ongi konstruktorite peaeesmärgiks soojustakistuse $R_{k\bar{o}}$ vähendamine radiaatori kasutamise teel. Sel juhul avaldub soojustakistus $R_{k\bar{o}}$ järgmiselt:

$$R_{k\bar{o}} = R_{kr} + R_{r\bar{o}} \,,$$

kus R_{kr} — transistori kesta ja radiaatori vaheline soojustakistus;

 $R_{r\delta}$ — radiaatori ja ümbritseva keskkonna vaheline soojustakistus.

Ajaliselt muutuvate soojusprotsesside puhul tuleb arvestada ka transistori üksikute konstruktsiooniosade soojusmahtuvusi. Esimeses lähenduses vaadeldakse kahte põhilist soojusmahtuvust — sisemist soojusmahtuvust C_{sk} ja välist soojusmahtuvust $C_{k\bar{o}}$. Esimene neist on määratud peamiselt pooljuhtkristalli ja kristallihoidja, teine transistori kesta ja väljaviikude soojusmahtuvusega.

Transistori soojuslikud ajakonstandid võrduvad vastavate soojustakistuste ja -mahtuvuste korrutisega:

$$\tau_{sk} = R_{sk}C_{sk}, \ \tau_{k\bar{o}} = R_{k\bar{o}}C_{k\bar{o}}.$$

Transistori soojusprotsesside analüüsimisel lähtutakse transistori soojuslikust aseskeemist, mille koostamisel on otstarbekas kasutada analoogiat soojus- ja elektrinähtusi kirjeldavate suuruste vahel. Analoogilised suurused on koondatud tabelisse 9. 1.

9. 1. Transistori soojuslik aseskeem



Transistori lihtsustatud soojuslik aseskeem on kujutatud joonisel 9. 1. Siin punktid S, K ja Ö tähistavad järjekorras transistori kollektorsiiret, kesta ning ümbritsevat keskkonda (õhku). Pingegeneraator $\vartheta_{\bar{\sigma}}$ võtab arvesse ümbritseva õhu temperatuuri. Kui kasutatakse radiaatorit, siis kujuneb soojuslik aseskeem selliseks, nagu see on näidatud joonisel 9. 2. Lisanduvad kesta ja radiaatori

9. 1. Soojuslike ja elektriliste suuruste analoogia

Soojuslik suurus		Elektriline suurus			
Nimetus	Tähis	Ühik	Nimetus	Tähis	Ühik
Soojushulk Soojusvoog, võimsus Temperatuur Temperatuuride vahe	Q Φ, Ρ Φ Δϑ	J W °C deg	Laeng Vool Potentsiaal Potentsiaalide vahe	$\begin{array}{c} Q \\ I \\ \phi \\ \Delta \phi \end{array}$	C A V V
Soojusjuhtivustegur	λ	W m · deg	Erijuhtivus	σ	S m
Soojustakistus	R	deg	Takistus	R	Ω
Soojusmahtuvus	С	J	Mahtuvus	С	F

vaheline soojustakistus R_{kr} , radiaatori soojusmahtuvus $C_{r\bar{o}}$ ja radiaatori ning õhu vaheline soojustakistus $R_{r\bar{o}}$. Soojusliku aseskeemi parameetrid on omavahel sellistes suhetes: $C_{sk} \ll C_{kr} < < C_{r\bar{o}}$, $R_{sk} \ll R_{k\bar{o}}$, $R_{sk} \approx R_{kr} < R_{r\bar{o}}$. Toodud seostest selgub, et radiaatorita transistoril on $\tau_{sk} \ll \tau_{k\bar{o}}$. Näiteks $\Pi 13 \ldots \Pi 15$ -tüüpi transistoridel on ajakonstant τ_{sk} suurusjärgus mõnikümmend kuni



9. 2. Radiaatoriga varustatud transistori soojuslik aseskeem

 Transistori soojuslik aseskeem lühiajaliste kaovõimsuse impulsside jaoks

mõnisada millisekundit, kuid ajakonstant $\tau_{k\bar{o}} = 70...80$ s. Võimsatel transistoridel on soojuslikud ajakonstandid tunduvalt suuremad. Näiteks Π 4-tüüpi transistoril on $\tau_{k\bar{o}} \approx 180$ s.

Kui kaovõimsus eraldub transistoris lühiajaliste impulsside kujul, on otstarbekas kasutada suure soojusmahtuvusega radiaatorit. Kui transistor töötab püsiva kaovõimsusega režiimis, siis on vajalik, et soojustakistus $R_{k\bar{o}} = R_{kr} + R_{r\bar{o}}$ oleks võimalikult väike. See aga tähendab, et statsionaarse režiimi puhul peab kasutama väikese soojustakistusega, s. o. suure jahutuspinnaga radiaatorit.

Väga lühiajaliste kaovõimsuse impulsside puhul (kestusega mõni kuni mõnikümmend mikrosekundit sõltuvalt transistori tüübist) sõltub kollektorsiirde temperatuur ainult transistori sisemistest soojuslikest parameetritest R_{sk} ja C_{sk} (joon. 9. 3). Sellisel juhul ei anna radiaatori kasutamine mingisugust efekti.

9. 2. TRANSISTORI JAHUTAMINE

Aparatuuri töökindluse tõstmisel on olulise tähtsusega transistoride õige soojusrežiim. Tuleb meeles pidada, et transistori kollektorsiirde temperatuuri tõusmisel vähenevad transistorile lubatud pinged, voolud ja kaovõimsus ning muutuvad oluliselt transistori parameetrid, samuti väheneb transistoride töökindlus. Seepärast on olulise tähtsusega transistoride jahutamine. Eriti kehtib see võimsate transistoride kohta, mille kaovõimsus tööolukorras on võrdlemisi suur.

Võimsate transistoride kohta antakse käsiraamatuis tavaliselt järgmised soojuslikud iseloomustussuurused:

1) transistori maksimaalne lubatud kaovõimsus $P_{k\,lub}$, milleie vastab maksimaalne kollektorsiirde temperatuur $\vartheta_{s\,\,lub}$;

2) kollektorsiirde maksimaalne lubatud temperatuur $\vartheta_{s \ lub}$, mis on määratud transistori soojusliku stabiilsuse või normaalse struktuuri säilivuse tingimusega; 3) transistori kesta (või radiaatori) piirtemperatuur ϑ_{plir} , mille ületamisel tuleb transistori kaovõimsust vähendada võrdeliselt temperatuuri tõusuga;

4) soojustakistused R_{sk} ja $R_{s\tilde{o}}$.

Vaatleme lähemalt II214-tüüpi transistori, mille kohta on antud järgmised suurused: $P_{k\ lab} = 10$ W, $\vartheta_{s\ lab} = +85^{\circ}$ C, $\vartheta_{plir} = +45^{\circ}$ C, $R_{sk} = 4$ deg/W ja $R_{s\delta} = 40$ deg/W. Joonisel 9. 4 on kujutatud selle transistori maksimaalselt lubatud kaovõimsuse kõverad sõltuvalt ümbritseva keskkonna temperatuurist ning jahutustingimustest. Ideaalse radiaatori puhul (kõver 1), kui $R_{k\delta} = 0$ ja $\vartheta_k =$ $= \vartheta_{\tilde{o}}$, võib õhutemperatuurini $\vartheta_{\tilde{o}} = \vartheta_{piir} = +45^{\circ} \text{ C}$ transistori kaovõimsus ulatuda kuni 10 W. Radiaatorit kasutamata on raske saavutada ideaalsele lähedasi jahutustingimusi. Kui näiteks radiaatori soojustakistus $R_{ro} = 2$ deg/W, mis on täiesti reaalne suurus, siis võime vaid õhutemperatuurini $\vartheta_{\sigma} = +25^{\circ}$ C lubada transistori kaovõimsust 10 W (kõver 2). Kui radiaator hoopis puudub (kõver 3), on lubatud kaovõimsus väike (toatemperatuuril +20° C vaid 1,6 W) ning transistori ei kasutata ratsionaalselt. Paremate jahutustingimuste loomiseks varustatakse transistorid radiaatoritega. Radiaator valmistatakse hea soojusjuhtivusega materjalist, näiteks vask- või alumiiniumplekist, mille paksus peaks olema vähemalt 1...1,5 mm. Radiaatori jahutuspind on soovitav paigutada vertikaalselt, sest siis soojusülekanne konvektsiooni teel

paraneb. Radiaatori efektiivsust mõjutavad tunduvalt tema pinnaomadused. Tumeda pinnaga radiaatorilt on soojusülekanne parem kui heleda pinnaga radiaatorilt. Ei tohi aga unustada, et tume



Π214-tüüpi transistori maksimaalse lubatud kaovõimsuse sõltuvus ümb-9. 4. ritseva keskkonna temperatuurist ja jahutustingimustest

radiaator ka neelab soojust paremini, mistõttu sellist radiaatorit ei või paigutada teiste intensiivselt soojust eraldavate detailide lähedusse.

Võimsate transistoride puhul, mille kollektor on elektriliseltühendatud transistori kestaga, võib tekkida vajadus transistor šassiist või radiaatorist isoleerida. Viimasel juhul tuleb isoleermaterjali ja selle paksuse valikul silmas pidada, et transistori kesta ja radiaatori vaheline soojustakistus R_{kr} jääks võimalikult väikeseks. Isoleermaterjalidena võib kasutada vilgukivi, alumiiniumoksiidi kihti, epoksüvaiku, polüvinüülkloriid- või fluoroplastkilet ine. Vilgukivi on hea soojusjuhtivusega, kuid väikese mehaanilise tugevusega. Seepärast pole soovitav vilgukivist valmistada õhemaid isoleerkihte kui 20...40 um. Alumiiniumoksiid on hea isolaator. mehaaniliselt vastupidav ning soojusjuhtivuselt isegi ületab vilgukivi.

Transistori kesta ja radiaatori vahelise soojusülekande parandamiseks tuleb transistor kinnitada kõigi selleks otstarbeks ette nähtud kruvidega. Transistori väljaviikude augud radiaatoris tuleb teha võimalikult väikese läbimõõduga. Täiesti väär on kõigi kolme väljaviigu jaoks ühise ava tegemine radiaatorisse. Radiaatori pind transistori kinnituskohal peab olema täiesti sile. Juhul kui ei kasutata isoleerkihte, on soovitav transistori kinnituskohale kanda mittekuivava õli kiht.

Joonisel 9. 5 on toodud kõverad, mis võimaldavad antud kaovõimsuse P_k jaoks leida vajaliku jahutuspinna suuruse, kui on teada radiaatori ületemperatuur. Kõverad vastavad 2...3 mm paksusest heledast alumiiniumplekist valmistatud ruudukujulisele radiaatorile. Jahutuspinna S_r all mõeldakse alumiiniumlehe ühe poole pindala.



Radiaatori jahutuspinna sõltuvus transistori kaovõimsusest ja radiaatori ületemperatuurist

9. 5.

Näitena leiame vajaliku jahutuspinna suuruse $\Pi 214$ -tüüpi transistorile, kui on antud järgmised lähteandmed: $P_k = 5$ W, $\vartheta_{s \ lab} = +85^{\circ}$ C, $\vartheta_{\bar{o}} = +30^{\circ}$ C, $R_{sk} = 4 \text{ deg/W}$.

1. Leiame summaarse soojustakistuse R_{sõ}:

$$R_{s\bar{o}} = \frac{\vartheta_{s\ lub} - \vartheta_{\bar{o}}}{P_k} = \frac{85 - 30}{5} = 11 \text{ deg/W}.$$

2. Leiame radiaatori soojustakistuse eeldusel, et $R_{kr} \approx 0$:

$$R_{r\tilde{o}} = R_{s\tilde{o}} - R_{sk} = 11 - 4 = 7 \text{ deg/W}.$$

3. Leiame radiaatori ületemperatuuri ümbritseva õhu suhtes:

$$\vartheta_{r\tilde{o}} = \vartheta_r - \vartheta_{\tilde{o}} = P_k R_{r\tilde{o}} = 5 \cdot 7 = 35 \text{ deg.}$$

4. Jooniselt 9. 5 leiame vajaliku jahutuspinna suuruse $S_r\approx \approx 100~{\rm cm^2}.$

On iseloomulik, et jahutuspinna suurendamisel on radiaatori soojustakistust võimalik vähendada ainult teatud piirini. Edasisel radiaatori pindala suurendamisel soojustakistus $R_{r\sigma}$ nimetamisväärselt ei vähene. Arvutuste käigus võibki ilmneda, et antud P_k ja $\vartheta_{r\sigma}$ puhul pole jooniselt 9. 5 võimalik valida sobivat jahutuspinna suurust. Sellisel juhul tuleb vastavalt võimalustele valida paksem materjal, kasutada anodeeritud alumiiniumi (anodeerimine võimaldab radiaatori soojustakistust vähendada kuni 1,5 korda) või rakendada mõlemaid abinõusid korraga. Tunduvalt võimaldab radiaatori soojustakistust vähendada sundventilatsiooni kasutamine.

9. 3. SOOJUSLIK TAGASISIDESTUS JA STABIILSUS

Sõltuvalt töörežiimist ja jahutamistingimustest võib transistor soojusliku tagasisidestuse tõttu kaotada soojusliku tasakaalu, mis viib termilise läbilöögini. Protsess kulgeb järgmiselt. Transistori pingestamisel hajub kollektorsiirdel teatud kaovõimsus P_k , mistõttu kollektorsiirde temperatuur tõuseb ning vastuvool I_{K0} suureneb. Kollektorsiirde vastuvoolu suurenemine ΔI_{K0} võrra põhjustab kollektorsiirde temperatuur tõuseb veelgi. Kui kollektorsiirdel ajaühikus eralduv soojushulk on suurem soojushulgast, mis ajaühikus kandub transistorilt ümbritsevasse keskkonda, siis transistori temperatuur pidevalt tõuseb. Soojusliku tagasisidestuse tõttu tekkiv kollektorsiirde temperatuuri laviinitaoline suurenemine viib soojusliku tasakaalu mittesaabumisel paratamatult termilise läbilöögini. Soojusliku tasakaalu tingimuseks on:

$$P_{k} = P_{j}$$
9. 3.
$$\frac{\mathrm{d}P_{k}}{\mathrm{d}\vartheta_{s}} \leq \frac{\mathrm{d}P_{j}}{\mathrm{d}\vartheta_{s}},$$
9. 4.

kus P_k — transistoris eralduv kaovõimsus; P_l — võimsus, mis transistori välispinnalt hajub ümbritsevasse keskkonda;

θ. — transistori kollektorsiirde temperatuur.

Võrratus 9. 4 iseloomustab soojusliku tasakaalu püsivust. Oletame, et kollektorsiirde temperatuur suurenes Δθ, võrra. Kui võrratus 9. 4 on rahuldatud, siis $\Delta P_k < \Delta P_i$ ning eraldunud soojushulk ΔP_{μ} kantakse kohe ümbritsevasse keskkondalning esialgne temperatuur taastub. Kui aga võrratus 9. 4 pole rahuldatud, siis ajaühikus eralduv soojushulk kasvab kiiremini kui transistori jahtumisel ärajuhitav soojushulk ning kollektorsiirde temperatuur hakkab pidevalt tõusma.

Transistori kaovõimsus avaldub järgmiselt:

$$P_{k} = U_{KE}I_{K}.$$

Diferentseerides kaovõimsuse avaldist temperatuuri järgi, saame:

$$\frac{\mathrm{d}P_k}{\mathrm{d}\vartheta_s} = U_{KE} \frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}\vartheta_s}.$$
 9. 5.

Kuna

ja

$$\mathrm{d}I_{K} = S_{i} \,\mathrm{d}I_{K0} \,,$$

siis, jagades avaldise mõlemaid pooli diferentsiaaliga do, saame:

$$\frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}\vartheta_s} = S_i \frac{\mathrm{d}I_{K0}}{\mathrm{d}\vartheta_s} \,.$$

Kasutades valemit 6. 19, saame:

$$\frac{\mathrm{d}I_K}{\mathrm{d}\vartheta_s} = aS_i I_{K0\vartheta}^{(t)} \,. \tag{9.6}$$

Asetades seose 9. 6 valemisse 9. 5, saame:

$$\frac{\mathrm{d}P_k}{\mathrm{d}\vartheta_s} = a U_{KE} S_i I_{K0\vartheta}^{(t)} \qquad 9. \quad 7.$$

Transistorilt ümbritsevasse keskkonda kanduv võimsus avaldub järgmiselt:

$$P_{j} = \frac{\vartheta_{s} - \vartheta_{\bar{o}}}{R_{s\bar{o}}}.$$
 9. 8.

Diferentseerides seda avaldist temperatuuri järgi, saame:

$$\frac{\mathrm{d}P_j}{\mathrm{d}\vartheta_s} = \frac{1}{R_{s\bar{o}}}.$$
 9. 9.

A setades valemid 9. 7 ja 9. 9 lähtevõrratusse 9. 4, saame transistori soojusliku tasakaalu tingimuse kujul:

$$aU_{KE}S_{i}I_{K0\vartheta}^{(t)} \leqslant \frac{1}{R_{s\tilde{o}}}.$$
9. 10.

Tingimusest 9. 10 saab tuletada transistori termilise läbilöögi pinge U_{KEt} ja kollektorsiirde kriitilise temperatuuri ϑ_{skr} :

$$\begin{split} U_{\text{KEt}} &= \frac{1}{aS_i R_{s\delta} I_{K0\vartheta}^{(t)}},\\ \vartheta_{s\,kr} &= 20 - \frac{1}{a} \ln \left(aS_i R_{s\delta} I_{K020}^{(t)} U_{\text{KE}} \right). \end{split}$$

Süsteemi 9. 3, 9. 4 on otstarbekas lahendada graafiliselt. Funktsioon $P_j = f_1(\vartheta)$ on määratud valemiga 9. 8. Keerulisemalt avaldub sõltuvus $P_k = f_2(\vartheta)$.

Kui kollektorkoormuse aktiivtakistus $R_k = 0$, siis transistori kaovõimsus avaldub järgmiselt:

$$P'_{k} = E_{K}I_{K} = E_{K}[I_{K20} + \Delta I_{K}(\vartheta)] =$$

= $E_{K}(I_{K20} - S_{i}I_{K020}^{(t)} + S_{i}I_{K03}^{(t)}).$ 9. 11.

Kui $R_{\mu} \neq 0$, siis avaldub transistori kaovõimsus järgmiselt:

$$\begin{split} P_{k}^{\prime\prime} &= E_{K}I_{K} - I_{K}^{2}R_{k} = \\ &= P_{k}^{\prime} - (I_{K20} - S_{i}I_{K020}^{(t)} + S_{i}I_{K00}^{(t)})^{2}R_{k}. \end{split}$$
 9. 12.

Vaatleme M214-tüüpi transistori soojuslikku stabiilsust lahtise baasiga lülituses ($I_B = 0$), kui $R_k = 0$ ja $R_k = 100 \Omega$. Antud on järgmised suurused: $E_K = 20$ V, $I_{K020}^{(t)} = 0,25$ mA, $S_i = 20$, $R_{s\bar{o}} = = 40$ deg/W.

Selles näites on $I_{K20} = S_i I_{K020}^{(i)}$, mistõttu avaldised 9. 11 ja 9. 12 lihtsustuvad:

$$P'_{k} = E_{K} S_{i} I^{(t)}_{K09}, \qquad 9. 13.$$

$$P_{k}^{\prime\prime} = P_{k}^{\prime} - (S_{i} I_{K00}^{\prime})^{2} R_{k}.$$
9. 14.

315



9. 6. Soojusliku stabiilsuse tingimuste graafiline kujutamine

Joonisel 9. 6 on kujutatud valemite 9. 13, 9. 14 ja 9. 8 põhjal ehitatud kõverad P'_k , P''_k ja P_j .

Vaatleme lähemalt juhtu, kui $R_k = 0$. Kollektoripinge lülitamisel toimub transistori isesoojenemine, mis lõpeb punktis 1. Seejuures kujuneb transistori kollektorsiirde ületemperatuuriks $\vartheta'_{s\bar{o}} = 6$ deg $(\vartheta'_s = 26^\circ \text{C})$. Kollektorsiirde kriitiliseks ületemperatuuriks kujuneb $\vartheta_{s\bar{o}\,kr} = 18$ deg $(\vartheta_{s\,kr} = 38^\circ \text{C})$. Jooniselt on ühtlasi näha, et stabiilsusvaru temperatuuri järgi pole kuigi suur — $\vartheta_{s\bar{o}\,varu} = 4$ deg. See tähendab, et ümbritseva keskkonna temperatuuri tõus rohkem kui 4 deg võrra põhjustab transistori termilise läbilöögi, sest kõver P_k ei lõiku sirgega 1. Kui oleks vaja töötada $\vartheta_{\bar{o}} = 30^\circ \text{C}$ puhul, siis peab soojustakistus $R_{s\bar{o}} < 26$ deg/W (sirge 2). Soojustakistust on võimalik vähendada, kui transistor varustada radiaatoriga.

Takistuse R_k toime avaldub eriti kõrgematel temperatuuridel, kus suurenenud kollektorivoolu poolt takistusel R_k tekitatud pingelangu tõttu väheneb kollektoripinge U_{KE} ning ühtlasi ka transistori kaovõimsus. Näiteks kui ümbritseva keskkonna temperatuur on tõusnud 10 deg võrra, võrreldes esialgse suurusega +20° C, siis sirge 3 lõikab kõverat P_k^m punktis 3, millele vastab kollektorsiirde stabiilne ületemperatuur $\vartheta_{so}^m = 47 \text{ deg } (\vartheta_s^m = 67^\circ \text{ C}).$

10. MITMESUGUSEID TRANSISTORITÜÜPE JA NENDE OMADUSI

10. 1. DIFUSIOONTRANSISTORID

Kasvatatud transistorid. Kasvatatud transistori *p-n-p-* või *n-p-n*struktuuri valmistamise viis on väga sarnane pooljuhtmonokristalli kasvatamise tehnoloogiale. Vaatleme näiteks *n-p-n*-tüüpi germaaniumtransistori valmistamist kahekordse legeerimise menetlusel, mida rakendati esmakordselt 1950. a.

Grafiittiiglis (joon. 10. 1), mis on paigutatud inertgaasi (näiteks argooni) keskkonda, sulatatakse kõrgsagedusvoolude abil umbes 25...50 cm³ *n*-juhtivusega germaaniumi. Sulagermaaniumisse lastakse varda külge kinnitatult germaaniummonokristalli tükike, mille külge hakkab kasvama monokristall. Varrast koos kasvava monokristalliga tõstetakse ülespoole. Seda tehakse esialgu aeglasemalt, et monokristall kasvaks laiusesse, hiljem suurendatakse väljatõmbamise kiirust kuni väärtuseni 0,02... ...0,05 mm/s. Sulagermaaniumi paremaks segamiseks pannakse varras koos monokristalliga pöörlema kiirusega 100...200 pööret minutis.

p-juhtivusega monokristalli osa saamiseks viiakse tableti kujul tiiglisse niisugune kogus aktseptorlisandit (näiteks galliumi), et see kompenseeriks sulatises oleva doonorlisandi ning ülekaalu jääks aktseptorlisand ($N_a > N_d$). p-juhtivusega kihi paksus, mis on ühtlasi valmistatava transistori baasikihi paksuseks, sõltub monokristalli kasvamise kiirusest ja operatsiooni kestusest. Pärast täpselt kindlaksmääratud aja möödumist lisatakse tiiglisse küllaldane kogus doonorlisandit (näiteks antimoni), et kompenseerida sisseviidud aktseptorlisand ning tekitada kasvatatavas monokristallis suure *n*-juhtivusega piirkond, mida kasutatakse transistori emitterina. Selliselt valmistatud monokristalli üksikute osade eritakistused on järgmised: esimene *n*-juhtivusega osa (kollektor) — 1...10 Ωcm, *p*-juhtivusega kiht (baas) — 0,1...1 Ωcm, teine *n*-juhtivusega osa (emitter) — 0,01...0,001 Ωcm. Baasikihi paksuseks kujuneb umbes 10...30 µm. 10. 1.

Seade *p-n*-siirete valmistamiseks monokristalli kasvatamise käigus:

1 - kvartstoru; 2 - gaasi sisselaskeava;<math>3 - varras; 4 - toru lisanditablettideviimiseks sulatisse; 5 - induktsioonkuumutuse pool; 6 - grafiittiigel; 7 - kasvatatav monokristall; 8 - algkristallihoidja; 9 - termopaar

Saadud monokristallil eraldatakse keskmine n-p-n-struktuuriga osa (joon. 10. 2, a), millest lõigatakse välja pikiteljesuunalised risttahukad (joon. 10. 2, b). Pärast lihvimist ja söövitamist ühendatakse erineva juhtivusega piirkondade külge väljaviigud (joon. 10. 2, c) ning söövitatakse kristalli uuesti pinnal olevate lisandite kõrvaldamiseks. Seejärel kaetakse kristall kaitsekihiga ning suletakse hermeetilisse kesta.

Kirjeldatud menetluse eeliseks on see, et ühest monokristallist saab valmistada 200...300 lähedaste parameetritega transistori. Transistoride võimsust on kerge suurendada kristalli ristlõikepindala suu-



Kõrgemate töösageduste saavutamiseks peab baasikiht olema võimalikult õhuke. Selle saavutamiseks muudetakse monokristalli kasvatamise kiirust. Kui sulagermaaniumi on viidud kindel hulk sobivalt valitud doonor- ja aktseptorlisandeid, võib kasvatamise kiiruse muutmisega tekitada monokristallis *n*- ja *p*-juhtivusega piirkondi. Sel teel võib saada nii *n-p-n*- kui ka *p-n-p*-struktuure baasikihi paksusega 3...5 µm. Menetluse puudusteks on jällegi see, et on raske hoida püsivana kasvatamise kiirust, temperatuuri, lisandite kontsentratsioonide sobivat vahekorda jne. Õhukese baasikihi tõttu valmistab raskusi ka baasiviigu külgeühendamine.

Kasvatatud transistoride üldiseks puuduseks on suur soojustakistus ja suur küllastustakistus, mis piirab nende kasutamist lülitirežiimis. Tänapäeval kasvatatud transistore peaaegu ei valmistata.

Pindtetrood. Katsed tõsta kasvatatud transistoride töösagedust viisid 1952. aastal pindtetroodi leiutamisele. Pindtetrood erineb tavalisest kasvatatud transistorist selle poolest, et pooljuhtkristalli



vastastahkudele, baasikihi külge on ühendatud kaks elektroodi. Pingestatult vastavalt skeemile joonisel 10. 3, a töötab seadis tavalise pindtransistorina. Kui aga elektroodile B2 anda negatiivne pinge elektroodi B_1 suhtes (joon. 10. 3, b), siis tekib baasis lisavool. Selle voolu poolt tekitatud pingelang baasikihi takistusel on vastupidise polaarsusega emittersiirdele rakendatud pinge suhtes. Elektroodi B_2 poolne emittersiirde osa sulgub ning laengukandjate (elektronide) teekond läbi baasi kulgeb kitsast kanalit mööda elektroodi B_1 läheduses. Kuna laengukandjate rekombineerumine baasis toimub nüüd peamiselt elektroodi B_1 läheduses, siis väheneb ka ekvivalentne baasikihi takistus r'_{h} rekombinatsioonvoolule. Peamiselt r' vähenemise tõttu ulatub pindtetroodide maksimaalne genereerimissagedus f_{gen} 200 MHz-ni. Seadise puuduseks on suhteliselt keeruline konstruktsioon ning väike kollektori kaovõimsus, mis ei ületa 10...25 mW, samuti väike vooluvõimendustegur a. Pindtetroodid ei leidnud laialdast kasutamist ning torjuti välja triivtransistoride poolt.

Sulandatud transistorid. *p-n*-siirete saamine lisandite sissesulatamise teel on tänapäeval laialt levinud. Tehnoloogia põhimõte seisneb selles, et *p-n*-siirde tekitamiseks sulandatakse *n*-pooljuhti akt-



10. 2.

Kasvatatud transistori valmistamine:

a — n-p-n-struktuuriga monokristalli osa eraldamine; *b* — monokristalli tükeldamine transistori elementideks; *c* — transistori element külgeühendatud väljaviikudega



Pindtetrood:

a — trioodlülituses; b — tetroodlülituses

10. 3.





 III3...Π15-tüüpi transistori sisemine ehitus:

kollektori väljaviik; 2 –
 baasi väljaviik; 3 – emitteri väljaviik; 4 – metallkest; 5 –
 klaasisolaatorid; 6 – emitter;
 7 – kollektor; 8 – baasikristall; 9 – kaitsekiht; 10 – metallalus; 11 – kristallihoidja



septorlisandit ning *p*-pooljuhti doonorlisandit. Esimesed sulandatud *p*-*n*-siiretega pindtransistorid valmistati 1951. a.

Väikese võimsusega p-n-p-tüüpi sulandatud germaaniumtransistori valmistamise tehnoloogia on lühidalt järgmine. n-juhtivusega germaaniummonokristallist, mille eritakistus on umbes 1,5 Ω cm, lõigatakse kindlas kristallivõre tasapinnas välja plaat mõõtmetega $3 \times 3 \times 0.2$ mm, mida seejärel lihvitakse paksuseni 0.15 mm. Järgneva pesemise ja söövitamisega saavutatakse kristalli pinna võimalikult korrapärane struktuur ja puhtus. Samuti söövitatakse ja pestakse hoolikalt indiumsilindrikesi, millest jämedamad on mõeldud kollektorsiirde ja peenemad emittersiirde tekitamiseks. Germaaniumkristall koos indiumsilindrikeste, rõngakujulise baasikontakti, kristallihoidja ja nikkeltraadist valmistatud väljaviikudega paigutatakse grafiitkassetti, mis fikseerib kõikide üksikosade asendi. Siis kuumutatakse kassetti 10...15 minuti jooksul vaakuumis, inertgaasi või vesiniku atmosfääris temperatuuril 500... ...600°C. Sellisel temperatuuril indiumsilindrikesed sulavad (indiumi sulamistemperatuur on $+156^{\circ}$ C, germaaniumil $+937^{\circ}$ C), märgavad germaaniumkristalli ja hakkavad selle pinnakihti järkjärgult lahustama. Plaadi pinnal tekivad süvendid, milles on vedelas olekus segunenud indium ja germaanium. Samal ajal difundeerub osa indiumi aatomeid tahkesse germaaniumi, kuid selle protsessi osatähtsus on tühine lisandi väikese difusioonikiiruse tõttu. Jahtumisel tekib indiumi ja germaaniumi piirikihis korrapärane kristallstruktuur, kusjuures germaaniumi kristallivõresse haaratakse ka indiumi aatomeid. Kuna indium on germaaniumi suhtes aktseptorlisand, siis rekristalliseerumisel tekibki õhuke p-germaaniumi kiht eritakistusega 0,001...0,005 Ωcm. Samad indiumitilgad joodavad kinni ka emitteri ja kollektori väljaviigud. Rõngakujuline tinast baasikontakt, mis asetatakse ümber emitteri, joodab germaaniumkristalli kristallihoidja külge. Sulandatud transistori ristlõige on kujutatud joonisel 10. 4. Pärast sulandamist söövitatakse ja pestakse kristalli uuesti, kaetakse kaitsva lakikihiga ja suletakse hermeetilisse kesta. Sellise tehnoloogia järgi valmistatakse näiteks Π13...Π15-tüüpi transistorid. Nimetatud transistoritüüpide sisemine ehitus on näidatud joonisel 10. 5.

Sulandatud transistori töösageduse tõstmiseks tuleks baas teha võimalikult õhuke. Sulandamisprotsessi ebaühtluse tõttu on aga raske saada baasi paksusega alla 40...50 µm, mis vastab piirsagedusele $f_{\pi} < 2$ MHz. Kuna sulandamisprotsessi kulg on raskesti juhitav, püütakse saavutada sulatustsooni minimaalset sügavust. Siit omakorda tuleneb nõue, et lähtekristall oleks võimalikuit õhuke. See aga vähendab transistori mehaanilist tugevust. Selle vältimiseks tehakse lähtekristalli süvend (joon. 10. 6), kuhu paigutatakse üks indiumsilindrikestest (tavaliselt emitter). Süvendi kohal kujuneb kristalli paksuseks enne sulandamist umbes 50 µm. Selliselt valmistatakse näiteks transistorid II12, II406 ja II407. mille f, on vastavalt 5, 10 ja 20 MHz. Viimane on ka seda tüüpi transistoridele piiriks, sest baasipaksuse vähendamine alla 15 um on väga raske.

Sulandatud transistoride headeks omadusteks on suhteliselt lihtne valmistamistehnoloogia ja suur mehaaniline tugevus. Samuti võib eriliste raskusteta valmistada ka suure võimsusega transistore. Kõikidest tänapäeval toodetavatest transistoridest on umbes kaks kolmandikku sulandatud transistorid.

10. 6. Kõrgsagedusliku sulandatud transistori ristlõige



Elektrokeemilised transistorid. Vajadus valmistada kõrgsageduslikke transistore sundis otsima uusi tehnoloogilisi võtteid, mis võimaldaksid baasi paksust ja kollektorsiirde pindala veelgi vähendada. Sammuks edasi selles suunas oli elektrolüütilise söövitamise kasutuselevõtmine. 1953. aastal valmistatigi esimesed elektrokeemilised transistorid — pindbarjäärtransistorid.

321



10. 7 Lähtekristalli töötlemine elektrolüüdijugade abil

10. 8. Mikrosulandatud transistori ristlõige

Pindbarjäärtransistori valmistamise tehnoloogia seisneb lühidalt järgmises. Lähtematerjalina kasutatakse umbes 75 um paksuseks lihvitud ja söövitatud n-juhtivusega germaaniumplaadikest, mis asetatakse kahe otsiku vahele (joon. 10. 7). Neist paiskuvad vastu germaaniumplaadikest indiumisoola sisaldavad elektrolüüdijoad. Sõltuvalt kristalli ja elektrolüüdi vahele rakendatud pinge polaar. susest toimub kas kristalli söövitamine või indiumi väljasadestamine söövitatud pindadele. Germaaniumplaati söövitatakse 3...5 um paksuseni. Seejärel muudetakse pinge polaarsus vastupidiseks ning süvendite pinnale sadestatakse õhuke, 1...2 µm paksune metallikiht. Germaaniumkristalli pinnal tekivad kollektori ja emitteri tõkkekihid, mis tegelikult kujutavad endast metalli ja pooljuhi kontakte. Nikkeltraadist valmistatud kollektori- ja emitteriväljaviigud ühendatakse süvenditesse sadestatud indiumikihiga termokompressioonmeetodil. Baasiväljaviik joodetakse kristallile tinaga, mis annab mittealaldava kontakti.

Pindbarjäärtransistoridel on mitmeid puudusi. Tingituna emitteri vähesest efektiivsusest on vooluvõimendustegur α väike. Õhukese baasi tõttu kujuneb baasikihi takistus r'_b küllaltki suureks. Kollektor- ja emittersiirdele lubatud vastupinged on väikesed — 3...5 V. Kollektorsiirde mahtuvuse vähendamiseks tuleb *p-n*siirde pindala teha võimalikult väikeseks, mistõttu aga väheneb lubatud kollektori kaovõimsus (25...50 mW). Raskusi valmistab ka kollektori- ja emitteriväljaviikude külgeühendamine. Nende puuduste tõttu pindbarjäärtransistore tänapäeval enam ei toodeta.

Tunduvalt paremaid tulemusi annab elektrolüütilise söövitamise

kombineerimine sulandamisega. Varemkirjeldatud viisil söövitatakse germaaniumkristalli emitteri- ja kollektorisüvendid ning sadestatakse nende pinnale õhuke indiumikiht. Seejärel asetatakse süvenditesse indiumkuulikesed koos nikkelväljaviikudega ning kuumutatakse lühiajaliselt. Jahtumisel tekivad süvendites sulandatud *p-n*-siirded. Saadakse *mikrosulandatud transistor* (joon. 10. 8), mis elektriliste ja mehaaniliste omaduste poolest on parem kui pindbarjäärtransistor. Mikrosulandatud transistoridel $f_{\alpha} =$ = 50...70 MHz, kollektori kaovõimsus 50...100 mW ja *p-n*-siirdele lubatavad pinged 10...15 V.

Tehnoloogilist protsessi on võimalik täielikult automatiseerida, millega väheneb ka transistoride parameetrite hajuvus. Tehnoloogia puuduseks on see, et pole võimalik valmistada suurema võimsusega transistore.

Nõukogude Liidus toodetud pindbarjäärtransistoridest võiks nimetada tüüpe $\Pi 404$ ja $\Pi 405$ ($\alpha > 0.92$, $f_{\alpha} = 10...30$ MHz) ja mikrosulandatud transistoridest $\Pi 412$ ja $\Pi 413$. Käesoleval ajal neid transistoritüüpe enam ei toodeta.

10. 2. TRIIVTRANSISTORID

Üldküsimusi. Tänapäeval on *p-n*-siirete valmistamise tehnoloogiatest laialdaselt levinud mitmesugused difundeerimismeetodid. See on seletatav asjaoluga, et nimetatud meetoditel on võimalik valmistada väga suure täpsusega nii suure kui ka väikese pindalaga *p-n*-siirdeid.

Vaatleme, kuidas tekib p-n-siire aukjuhtivusega germaaniumkristallis doonorlisandi difundeerimise tulemusena. Lisandite kontsentratsiooni muutumist germaaniumkristallis selgitab joonis 10. 9, kusjuures koordinaattelgedel on lineaarne mastaap. Aktseptorlisandi lähtekontsentratsioon N_{a0} on ühesugune kogu pooljuhtkristallis. Kui nüüd kristall asetada aurustunud doonorlisandi keskkonda, siis difundeerub lähtematerjali teatud kogus doonorlisandit, mille kontsentratsiooni muutumist kristallis iseloomustab kõver N_d. Kristalli pinnal on doonorlisandi kontsenlratsioon maksimaalne ning väheneb kristalli sügavuse suunas. Resulteerivat lisandite kontsentratsiooni muutust iseloomustab suurus N_{res} , mis võrdub doonor- ja aktseptorlisandite kontsentratsioonide vahega $N_d - N_a$. Kristalli pinna lähedal, kus $x < x_0$, on doonorlisandi aatomid ülekaalus $(N_d > N)$. Järelikult tekib seal *n*-juhtivusega pooljuhi kiht. Kaugusel $x = x_0$ on $N_{res} = 0$, sest $N_d = N_a$. Sügavamal kristalli sees, kus $x > x_0$, on ülekaalus lähtematerjali aktseptorlisandi kontsentratsioon ning on tegemist *p*-juhtivusega pooljuhiga. Näeme, et kohal $x = x_0$ muutub pooljuhi

323

21*



 p-n-siirde tekkimine doonorlisandi difundeerimise tulemusena aukjuhtivusega pooljuhti

10. 10. *n-p-n*-struktuuri tekkimine aktseptor- ja doonorlisandi difundeerimise tulemusena elektronjuhtivusega pooljuhti

juhtivustüüp ning tekib *p-n*-siire. Kuna kohal $x = x_0$ on lisandite kontsentratsiooni muutus pidev, mitte hüppeline, siis on tegemist sujuva *p-n*-siirdega. Nagu nähtub ka jooniselt 10. 9, on *p-n*-siirde tekkimiseks vajalik, et difundeeritava doonorlisandi kontsentratsioon kristalli pinnal $N_d(0)$ oleks suurem aktseptorlisandi lähtekontsentratsioonist N_{a0} . *p-n*-siirde kaugus kristalli pinnast (koordinaat x_0) sõltub difundeerimise kestusest ja temperatuurist. Kui *p*-juhtivusega lähtematerjali kasutada transistori kollektorina ja *n*-juhtivusega kristalliosa baasina, siis lisandi kontsentratsiooni gradiendi tõttu tekib baasis sisemine elektriväli, mis soodustab vähemus-laengukandjate liikumist läbi baasikihi kollektorile. Seega transistor, mille baas on valmistatud difundeerimismeetodil, kuulub triivtransistoride hulka. Lähtudes valmistamise tehnoloogiast, nimetatakse niisuguseid transistore *difundeeritud transistorideks*.

Praktikas kasutatakse tihti nn. *kahekordse difundeerimise meetodit*, mis seisneb kahe erineva lisandi üheaegses või järjestikuses difun-
deerimises lähtepooljuhti. Kui asetada kvartsampulli näiteks n-juhtivusega ränikristall ning doonor- ja aktseptorlisandi tükid ning kuumutada ampulli 700...800°C-ni, siis lisandid aurustuvad ja difundeeruvad üheaegselt lähtekristalli. Kui lisandid on sobivalt valitud, kujuneb doonorlisandi kontsentratsioon kristalli pinnal suuremaks kui aktseptorlisandil, kuid kahaneb kristallis kiiresti. Aktseptorlisand, mille difusioonitegur on suurem, difundeerub tunduvalt sügavamale lähtekristalli. Nagu jooniselt 10. 10 nähtub, tekib kristallis kaks sujuvat p-n-siiret kohtades x_{01} ja x_{02} . Kristalli pinnal on suure erijuhtivusega n⁺-pooljuhi kiht I, mida kasutatakse transistori emitterina. Järgmine, sügavamal kristallis asuv p-juhtivusega kiht II leiab rakenduse baasina. Lähtekristalli osa piirkonnas III kasutatakse transistori kollektorina. Seega saadakse doonor- ja aktseptorlisandite üheaegse difundeerimise korral otsekohe transistori n-p-n-struktuur. Analoogiliselt on võimalik valmistada ka p-n-p-tüüpi difundeeritud transistore. Mitmete eeliste kõrval on lisandite üheaegse difundeerimise puu-

duseks see, et pole võimalik eraldi muuta lisandite kontsentratsioone ja temperatuuri. Need raskused on ületatavad lisandite järjestikuse difundeerimise puhul. Algul difundeeritakse lähtekristalli väikese difusiooniteguriga lisand ning seejärel suure difusiooniteguriga lisand. Võib kasutada ka ühesuguse difusiooniteguriga lisandeid, kui sobivalt valida difundeerimisprotsesside kestused.

p-n-i-p-tüüpi transistor. *p-n-i-p*-tüüpi transistor oli esimeseks triivtransistoriks, mis töötati välja 1953. aastal. Transistori valmistamisel on lähtematerjaliks omajuhtivusele läheneva erijuhtivusega germaaniumplaat, mille ühele küljele difundeeritakse doonorlisan-

10. 11. p-n-i-p-tüüpi transistor



dit (näiteks antimoni). Selle tulemusena tekib kristalli pinnal muutuva lisandikontsentratsiooniga *n*-juhtivusega kiht, mida kasutatakse transistori baasina. Emitter- ja kollektorsiire tekitatakse indiumkuulikeste sulandamise teel vastavalt *n*- ja *i*-juhtivusega pooljuhtmaterjali. *p-n-i-p*-tüüpi transistori ehitust selgitab joonis 10. 11. Suure eritakistusega kihi olemasolu võimaldab saada küllalt laia kollektorsiirde, mistõttu väheneb kollektorsiirde mahtuvus ($C_k \approx 0.5 \text{ pF}$) ja suureneb siirdele lubatud pinge ($U_{KB \ lub} \approx 100 \text{ V}$). Siinjuures on normeeritud ka kollektorsiirde minimaalne vastupinge. See peab olema vähemalt nii suur, et kollektorsiirde ruumlaenguala ulatuks üle *i*-piirkonna kuni baasikihini. Transistori sageduslikke omadusi parandab õhuke baasikiht, milles esineb sisemine elektriväli. Seda tüüpi transistoride $f_{gen} = 150\ldots 200 \text{ MHz}.$ *p-n-i-p*-tüüpi transistori puuduseks on see, et suure eritakistusega kiht kollektoril suurendab transistori parameetrite temperatuurisõltuvust suurenenud I_{K0} kaudu.

Difundeeritud baasiga transistori valmistamise järjekord:

a — *p*-juhtivusega germaaniumplaadike;
 b — doonorlisandi difundeerimine;
 c — germaaniumplaadike pealekantud baasi ja emitteri kontaktribadega

Difundeeritud baasiga transistor. Lähtematerjaliks (joon. 10. 12) võetakse p-juhtivusega germaaniumplaat, mille $\varrho =$ $= 0.5 \dots 1 \ \Omega \text{cm}$. Pärast söövitamist ja pesemist asetatakse plaadid vaakuumahju, kus temperatuuril 730°C toimub aurustunud doonorlisandi (arseeni) difundeerumine germaaniumkristalli. Tekib *n*-juhtivusega baasikiht paksusega umbes 15 µm. Seejärel kantakse vaakuumaurustamise



teel peale baasi ja emitteri kontaktribad. Emitteri saamiseks aurustatakse germaaniumkristalli pinnale õhuke, umbes 0,1 μ m paksune alumiiniumriba. Baasi mittealaldava kontakti saamiseks aurustatakse lähtekristalli pinnale metallriba antimoni ja kulla sulamist. Seejärel sulandatakse metallribad germaaniumkristalli. Alumiinium kui aktseptorlisand tekitab kristallis emittersiirde. Mittealaldav kollektorkontakt tekib germaaniumplaadi ja kristallihoidja kokkusulatamisel indiumiga.

Difundeeritud baasiga germaaniumtransistoride f_{gen} võib ulatuda isegi kuni 1 GHz-ni. Nimetatud transistoride puuduseks on suhteliselt väike kollektori kaovõimsus, mis ei ületa enamasti 150 mW ja madalad *p-n*-siiretele lubatavad vastupinged. Eriti madal on emittersiirdele lubatud vastupinge — 0,5...1 V.

Kahekordselt difundeeritud transistor. Vaatleme lähemalt, kuidas valmistatakse *n-p-n*-tüüpi ränitransistor (joon. 10. 13) lisandite kahekordse difundeerimise meetodil. Lähtematerjaliks on *n*-juhti-

vusega ränikristall. Aktseptorlisandina kasutatakse alumiiniumi. doonorlisandina antimoni. Nagu eespool oli märgitud, valitakse aktseptoriks selline lisand, millel on suur difusioonitegur ning doonoriks selline lisand, mis kristalli pinnakihis annab suure lisandikontsentratsiooni. Antud juhul on alumiiniumi difusioonikiirus ränis umbes 100 korda suurem kui antimonil. Lisandite difundeerumise tulemusena tekib pooljuhtkristallis väga õhukese baasiga n-p-n-struktuur (mõni või isegi mõni kümnendik mikromeetrit). Raskusi tekitab emitteri- ja baasikontakti ühendamine, sest vastavad kihid on väga õhukesed. Mittealaldava emitterikontakti saamiseks kantakse kristalli pinnale vaakuumaurustamise teel antimoni ja kulla sulamist riba, mis seejärel sulandatakse kristalli. Seda peab tegema väga täpselt, et mitte rikkuda baasi mõõtmeid, mida oli võimalik täpselt ette anda difundeerimisprotsessi juhtimise teel. Kollektorikontakt saadakse räniplaadi kristallihoidja külge sulatamisel antimoni ja kulla sulami abil. Baasikontakt tehakse ränitransistoridel alumiiniumtraadi kristalli sissesulatamise teel. Emitteri- ja kollektorikihiga annab traat alaldava. baasikihiga mittealaldava kontakti.

Sulandatud-difundeeritud transistor. Nõukogude Liidus kasutatakse kõrgsageduslike triivtransistoride valmistamisel laialdaselt kombineeritud tehnoloogiat «sulandamine-difusioon». Sel teel on valmistatud transistorid П401...П403, П414...П416 jt. ning uuematest 1T308 ja teised. Vaatleme lähemalt 1T308-tüüpi transistori valmistamistehnoloogiat, mis mõnevõrra erineb eespool nimetatud vanemate transistoritüüpide valmistamistehnoloogiast.

Lähtematerjalina kasutatakse aukjuhtivusega germaaniumi, mille eritakistus on 0,75 Ω cm. Germaaniumplaadi pinnale (joon. 10. 14) tekitatakse antimoni difundeerimise teel vesiniku keskkonnast õhuke, umbes 15 µm paksune *n*-juhtivusega kiht. Seejärel kujundatakse fotolitograafilisel teel plaadi pinnale 200...300 ovaalset mesastruktuuri — nn. «lauakest», mis on ülejäänud materjalist



10. 13. Kahekordselt difundeeritud transistori baasi väljaviigu ühendamine

10. 14. Sulandatud-difundeeritud transistor

eraldatud sissesöövitatud kanaliga, mille sügavus on umbes 30 μ m ja laius 140 μ m. Seejärel asetatakse «lauakesele» 80 μ m läbimõõduga emitterkuul sulamist, mis sisaldab kindlas vahekorras elemente Pb, In, Bi, Sb, Ga ja Au. Temperatuuril 780...850° C kuul sulab ja lahustab germaaniumi kuni *p*-juhtivusega lähtematerjalini. Seejärel hoitakse kristalli 10 kuni 15 minutit madalamal temperatuuril. Sel ajal toimub lisandite difundeerimine tahkesse germaaniumi. Kuna doonorlisandid difundeeruvad germaaniumi kiiremini kui aktseptorlisandid, siis tekib lähtematerjalis 2...5 μ m paksune *n*-juhtivusega kiht, mida kasutatakse baasina.

Peale lisandite difundeerimiseks ettenähtud ajavahemiku möödumist jahutatakse kristall alla. Jahtumisel rekristalliseerunud kristalliosa on tugevalt legeeritud aktseptorlisanditega ning seda kasutatakse emitterina (joon. 10. 15). Oomilise kontakti saamiseks baasikihiga sulandatakse kristalli Pb, Sn ja Sb sulamist kuulike. Kollektori ülesandeid täidab *p*-juhtivusega lähtekristall.

Kui *p-n-p*-struktuur on valmis, tükeldatakse germaaniumplaatruudukujulisteks transistorelementideks, mis parema soojusülekande huvides joodetakse kristallihoidjale; viimane on ühtlasi kollektorelektroodiks.

Vanemate sulandatud-difundeeritud transistoritüüpidega võrreldes on 1T308-tüüpi transistoride parameetrid tunduvalt paremad, seda eriti kollektori lubatud kaovõimsuse ja ajakonstandi $r'_b C_k$ osas.

Mesatransistor. Mesatransistor on difundeeritud baasiga transistori üks konstruktiivne erikuju. Mesatransistori valmistamisel on tehnoloogiliste operatsioonide järgnevus algul samasugune nagu difundeeritud baasiga transistori valmistamiselgi. Kui baasi- ja emitterikontaktid on peale kantud, kaetakse kristalli pind valgustundliku lakiga. Seejärel asetatakse kristallile valgust mitteläbilaskev mask, mille keskosas on ava ning kristalli valgustatakse ultraviolettkiirgusega. Pärast valgustamist plaadikesi söövitatakse. Läbi maski ava valgustatud lakk muutub lahustumatuks ning kaitseb metallkontaktide piirkonda söövitaja eest. Mitteval-

gustatud kaitselakk aga lahustub ning vastavad kristalli piirkonnad söövitatakse kuni lähtematerjalini. Sellise töötlemise tulemusena tekib kristalli keskel väljaulatuv lauataoline osa (joon. 10. 16). Siit on tuletatud ka transistori nimetus, sest sõna «mesa» tähendab

10. 15. Sulandatud-difundeeritud p-n-p-struktuur

transistori



hispaania keeles lauda. Mesatransistorid vormitakse ühisele germaaniumplaadile (100...1000 transistori plaadil), mis pärast tehnoloogiliste operatsioonide läbiviimist tükeldatakse.

Kirjeldatud tehnoloogia võimaldab valmistada väikese C_e , C_k ja r'_b -ga transistore, mille maksimaalne genereerimissagedus f_{gen} ulatub 2...3 GHz-ni.

Mesa-kujundus on rakendatav väga mitmesuguste triivtransistoride valmistamistehnoloogiate puhul.



10. 16. Mesatransistor:

1 — emitter; 2 — difundeeritud baasikiht; 3 — kollektor (lähtepooljuht eritakistusega umbes 1 Ωcm); 4 — emitteri ja baasi kontaktribad

10. 17. Epitaksiaal-mesatransistor:

1— emitter; 2 — suure eritakistusega epitaksiaalkile; 3 — kollektor (väga suure erijuhtivusega lähtepooljuht); 4 — epitaksiaalkile; 5 — emitteri ja baasi kontaktribad; 6 — epitaksiaalkilesse difundeeritud baasikiht

Mesatransistori puuduseks on suur kollektori mahutakistus, mistõttu suureneb kollektori kaovõimsus. Lülitirežiimis töötaval transistoril põhjustab suur kollektormaterjali eritakistus tunduva liigla engu kogunemise kollektorisse, mistõttu pikeneb küllastusrežiimist väljumise aeg. Neid puudusi võimaldab kõrvaldada epitaksi a altehnoloogia kasutamine kollektorsiirde valmistamisel.

Epitaksiaal-mesatransistor. Epitaksiaaltransistoride valmistamisel leiavad rakendamist nn. *epitaksiaalkiled*. Need kujutavad endast õhukesi pooljuhtkilesid paksusega alla 25 µm, mis saadakse pooljuhi sadestamisel monokristallplaadikesele. Seejuures kasvatatava epitaksiaalkile kristallivõre jätkab alusmaterjali kristallivõret ning on täiesti korrapärane. Epitaksiaalkile kasvatamine toimub germaaniumi või räni halogeenühendite lagundamisel temperatuuril, mis on madalam pooljuhi sulamistemperatuurist. Laialdaselt kasutatakse järgmisi pöörduvaid reaktsioone:

 $\begin{array}{l} \operatorname{GeJ}_4 \rightleftharpoons 2J_2 + \operatorname{Ge}\downarrow, \\ \operatorname{SiCl}_4 + 2H_2 \rightleftharpoons 4HCl + \operatorname{Si}\downarrow. \end{array}$

Räni puhul on epitaksiaalkile kasvatamise kiirus umbes 1 μm/min. Epitaksiaalkilesid kasutatakse mesa- ja planaartransistoride väikese mahutakistusega kollektorite valmistamiseks.

Epitaksiaal-mesatransistori (joon. 10. 17) valmistamisel on lähtematerjaliks väga väikese eritakistusega $(0,01\ldots 0,001\ \Omega \text{cm})$ *n*-juhtivusega ränimonokristallist väljalõigatud plaat. Sellele kasvatatakse umbes 25 µm paksune epitaksiaalkile eritakistusega $\varrho =$ $= 6\ldots 10\ \Omega \text{cm}$. Edasi tekitatakse epitaksiaalkiles aktseptorlisandi difundeerimise teel õhuke baasikiht nii, et baasi ja kollektori vahele jääks kõrgeoomilise pooljuhi kiht. Emitteri- ja baasikontakt valmistatakse samuti nagu tavalise mesatransistori puhulgi.

 10. 18. Epitaksiaal-mesatransistori ja tavalise mesatransistori (punktiirjoonega) staatilised väljundkarakteristikud



Kõrgeoomilise epitaksiaalkile ning madalaoomilise kollektormaterjali tõttu suureneb kollektorsiirdele lubatud vastupinge väärtus ning paranevad transistori sageduslikud omadused. Peamisteks eelisteks on väike küllastustakistus ja suur ümberlülitumiskiirus. Väheneb transistori parameetrite sõltuvus temperatuurist ja vooluvõimendusteguri α sõltuvus emitterivoolust. Tavalise mesatransistori ja epitaksiaal-mesatransistori väljundkarakteristikud on toodud joonisel 10. 18.

Epitaksiaaltehnoloogia puuduseks on see, et on raske saada ühtlast epitaksiaalkilet suurel pindalal. See põhjustab samast pooljuhtplaadist valmistatud transistoride parameetrite täiendava tehnoloogilise hajuvuse.

Planaartransistorid. Planaartransistori peamiseks eeliseks on see, et lisandite difundeerimise teel valmistatud *p-n-*siirded on kristalli pinnale väljumise kohtades kaetud ränidioksiidi kihiga, mis kaitseb *p-n-*siirdeid niiskuse, tolmu ja igasuguste ebasoovitavate lisandite eest. Planaartransistoride parameetrite hajuvus on tunduvalt väiksem kui tavalistel difundeeritud transistoridel ja mesatransistoridel.

Planaartehnoloogiat, mis töötati välja 1961. a., on põhimõtteliselt võimalik kasutada nii germaanium- kui ka ränitransistoride val-

mistamisel. Germaaniumi puhul esinevate tehnoloogiliste raskuste tõttu valmistatakse seniajani seeriaviisiliselt vaid räni-planaartransistore.

Räni-planaartransistore valmistatakse järgmiselt. Kollektori materjaliks võetakse sobivalt legeeritud ning mehaaniliselt töödeldud räniplaadike (joon. 10. 19, a). Kuumutamisel hapniku, veeauru või mõnes muus oksüdeerivas atmosfääris tekitatakse kristalli pinnale õhuke, umbes 1 µm paksune ränidioksiidi SiO₂ kiht (joon. 10, 19, b). Fotolitograafilisel teel kaetakse osa kristalli pinnast kaitsekilega. Katmata jäänud pinnaosas eemaldatakse SiO2 kiht fluorvesinikhappega (HF) söövitamise teel (ioon. 10. 19, c). Seejärel paigutatakse kristall aurustunud boorhappe (H₃BO₃) ja hapniku keskkonda. Aktseptorlisand boor (B) difundeerub lähtekristalli ning tekib tulevase transistori p-juhtivusega baasikiht (joon, 10, 19, d). Siinjuures tuleb rõhutada, et tekkinud p-n-siirde ääred tulevad kristalli pinnale kaitsva SiO, kihi all. Samaaegselt lisandi difundeerumisega tekib süvendi põhjal uus kaitsev SiO2 kiht. Edasi korduvad samad operatsioonid, mis tehti esimese süvendi söövitamisel. Uus süvend on ainult väiksema läbimõõduga. Aurustunud fosforpentoksiidi (P2O5) keskkonnas difundeerub kristalli fosfor, mis tekitab n-juhtivusega piirkonna (joon. 10. 19, e). Ühtlasi kattub kristalli pind uue kaitsekihiga. Emitterija baasielektroodide külgeühendamiseks söövitatakse kaitsekihti süvendid, millesse viidud alumiinium tekitab pooljuhtmaterjaliga



10. 19. Planaartransistori valmistamise järjekord

mittealaldava kontakti (joon. 10. 19,*f*). Mittealaldav kontakt baasikihiga tekib tänu baasikihi tugevale legeeritusele doonorlisandiga. Väikese võimsusega planaartransistori baasielektrood tehakse tavaliselt rõngakujuline (joon. 10. 19, g). Väljaulatuv osa on mõeldud baasiväljaviigu ühendamiseks. Võimsamate planaartransistoride emitteri- ja baasielektroodid valmistatakse kammikujulistena.

Planaartehnoloogia võimaldab üheaegselt töödelda kuni mõnisada ühel ja samal pooljuhtplaadil olevat transistorelementi. Lõpuks plaat tükeldatakse ning saadud transistorelemendid suletakse väljaviikudega varustatud hermeetilisse kesta.

Planaartransistoridel on mitmeid eeliseid teiste difundeeritud transistoritüüpide ees. Kõigepealt tuleb märkida, et planaartransistori *p-n*-siirete lekkevoolud on üks kuni kaks suurusjärku väiksemad kui mesatransistoridel. Samuti on lekkevoolude hajumine tunduvalt väiksem. Planaartransistori vooluvõimendustegur β on väikestel emitterivooludel tunduvalt suurem kui mesatransistoril. Suhteliselt suur kollektorsiirde pind võimaldab suurendada lubatavat kollektori kaovõimsust ning vähendada transistori küllastustakistust. Kuna baasi ja emitteri difundeerimisel on protsessi kulg eraldi juhitav, siis on võimalik saada sobivaimat lisandite jaotust baasis ja emitteris ning ühtlasi ka väikesi baasi ja emitteri mahutakistusi.

Germaaniumi kasutamisel tekivad suured tehnoloogilised raskused püsiva oksiid-kaitsekihi saamisel. Kuid uurimistööd selles suunas on kandnud esimest vilja. 1964. a. valmistati Ameerika Ühendriikides esimene germaanium-planaartransistori katseeksemplar järgmiste iseloomustussuurustega: $f_T = 750$ MHz, $f_{gen} = 3$ GHz, F = 2.5 dB sagedusel 200 MHz.

Kui transistori valmistamisel on kasutatud nii epitaksiaal- kui ka planaartehnoloogiat, nimetatakse saadud transistore *epitaksiaalplanaartransistorideks*. Sellised seadised on väga perspektiivsed, kiiresti kasvavad nende töösagedused ja maksimaalsed väljundvõimsused. Ameerika Ühendriikides toodetakse näiteks *n-p-n*-tüüpi planaar-epitaksiaaltransistore, mille maksimaalne kollektori kaovõimsus +25° C juures on 20 W ja piirsagedus $f_T = 700$ MHz. Võimsaid madalsagedustransistore valmistatakse maksimaalse kollektori kaovõimsusega kuni 300 W +50° C juures.

10. 3. KANALTRANSISTORID

Kanaltransistoridel on senivaadeldud punkt- ja pindtransistoridega võrreldes mitmeid iseärasusi. Esiteks, kõigile kanaltransistoridele on iseloomulik moduleeritava takistusega pooljuhipiirkonna *kanali* — olemasolu. Teiseks, kanaltransistorides võtavad võimendusprotsessist osa ainult enamus-laengukandjad, s. t. ühemärgilised laengukandjad. Seepärast nimetatakse kanaltransistore tihti ka *unipolaartransistorideks*. Kolmandaks, kanaltransistore tüüritakse nagu elektronlampegi pingega. Sellega seoses nimetatakse kanaltransistore mõnikord ka *väljatransistorideks*.

Oma struktuuri poolest võib kanaltransistorid jaotada kahte rühma:

1) ühe või mitme p-n-siirdega kanaltransistorid,

2) isoleeritud paisuga kanaltransistorid.

Esimesse alaliiki kuuluvad kanaltransistorid, kus kanali takistust moduleeritakse *p*-*n*-siirde vastupinge muutmise teel. Vastupinge muutmisel muutub tõkkekihi laius ning sellest sõltuvalt kanali efektiivne ristlõikepindala ning ühtlasi ka takistus.





10. 20. Kanaltransistor

10. 21. Kanaltransistori pingestamine

Teise alaliiki kuuluvad kanaltransistorid, mille tüürelektrood (pais) on pooljuhtkristallist eraldatud õhukese isoleerkihiga. Sõltuvalt paisule rakendatud tüürpinge suurusest ja polaarsusest muutub kanalis olevate liikuvate laengukandjate kontsentratsioon ning järelikult ka kanali juhtivus.

Esimese kanaltransistori teoreetilise mudeli andis W. Shockley 1952. aastal. Sellest alates on loodud väga mitmesuguseid kanaltransistori konstruktsioone, millest mõningaid järgnevalt vaatlemegi.

p-n-siiretega kanaltransistor. W. Shockley poolt esitatud kanaltransistor (joon. 10. 20) kujutab endast suhteliselt suure eritakistusega *n*-germaaniumist risttahukat, mille otstesse on ühendatud mittealaldavad kontaktid. Kristalli keskele on sulandatud kaks indiumelektroodi, mis tekitavad lähtekristallis kaks *p-n-*siiret. Kanaltransistor pingestatakse vastavalt skeemile joonisel 10. 21. Elektroodi *L*, kust enamus-laengukandjad (elektronid) alustavad liikumist kristallis, nimetatakse lätteks (исток, source). Elektroodi S, kuhu elektronid saabuvad, nimetatakse suudmeks (сток. drain). Indiumelektroode P nimetatakse paisuks (затвор, gate) ning nende vahelist kristalliosa kanaliks. Kui paisu p-n-siirdele rakendatud väline pinge Up, võrdub nulliga, siis etteantud toitepinge E_2 puhul määrab voolu I_s suuruse kanaltransistori enda sisetakistus. Kui anda paisule negatiivne pinge lätte suhtes, pingestub p-n-siire vastusuunas ning laieneb kristalli sisemusse. Kanaltransistori sisetakistus suureneb ja vool välisahelas väheneb.

Tuleb tähelepanu juhtida sellele, et p-n-siirde laius pole kogu siirde ulatuses ühesugune. See on tingitud asjaolust, et tegelikult on *p*-*n*-siirdele rakendatud pinge välise pinge U_{PL} ja pooljuhis läbiva voolu tõttu tekkinud pingelangu summa. Kuna positiivne pingelang on suudme S pool suurem, siis on seal ka p-n-siirde vastupingestus ja tema laius suurem.



10. 22. Kanaltransistori

Sisemise pingelangu toimega on seletatav ka kanaltransistori väljundkarakteristikute kuju (joon. 10. 22). Kui pinge $U_{PI} = 0$, siis pinge U_{SL} suurendamisel vool I_S suureneb esialgu peaaegu lineaarselt, sest sisemine pingelang on väike ning ei mõjuta oluliselt *p*-*n*-siirde laiust. Pinge U_{SL} suurendamisel hakkab kanal kitsenema, tema takistus suureneb ning voolu kasv aeglustub. Teatud pinge U_{st} väärtusel saavutab vool Is oma küllastusväärtuse ning pinge tõstmisel enam oluliselt ei muutu.

Kui paisule anda väline sulgev pinge U_{PI} , siis kanali takistus on

suurem ning karakteristiku kaldenurk pingetelje suhtes väiksem. Kitsama kanali tõttu hakkab sisemise pingelangu mõju avalduma väiksematel vooludel ning ka küllastus saabub varem.

Kanaltransistori väljundkarakteristikud on tööpiirkonnas peaaegu paralleelsed pingeteljega. Järelikult on seadise väljundtakistus suur — reaalsetel transistoridel kuni megaoom. Kanaltransistori sisendtakistus vahelduvsignaalile on samuti väga suur ning on määratud põhiliselt suletud *p*-*n*-siirde diferentsiaalse takistusega, mis on suurusjärgus mõni megaoom.

Kanaltransistori võimendusomadusi võib nagu elektronlambilgi iseloomustada tõusu S abil:

$$S_0 = \frac{\Delta I_S}{\Delta U_{PL}} \Big|_{U_{SL}} = \text{const.}$$

p-n-siiretega kanaltransistori tõus on väiksem kui difusioontransistoridel (0,2...2 mS). Tõusu suurendamiseks tuleb kanal valmistada võimalikult kitsas, et ka väikesed *p-n*-siirde laiuse muutused mõjutaksid tunduvalt kanali takistust. Kanaltransistoride maksimaalne genereerimissagedus f_{gen} ulatub 150... ...250 MHz-ni.

Kirjeldatud kanaltransistori puudusteks on väike tõus ja suur sisemine tagasisidestus. Asi on nimelt selles, et lätte ja paisu vaheline kristalliosa on ühine nii väljund- kui ka sisendvooluringile. Väljundvoolust tekkiv pingelang antakse tagasi sisendringi, mistõttu tekib sisemine negatiivne tagasisidestus, mis vähendab seadise võimendust. Samuti avaldavad mõju kanaltransistori tööle (eriti kõrgematel sagedustel) paisu ja lätte ning paisu ja suudme vahelised mahtuvused, mille suurus on mõni pikofarad.

10. 23. Tesnetron



Tesnetron. Sammuks edasi kanaltransistoride sageduslike omaduste parandamise suunas oli 1958. aastal prantsuse teadlase S. Teszneri leiutatud uus kanal-tüüpi pooljuhtseadis — tesnetron (tuntud ka teknetroni nime all). Tööpõhimõttelt ei erine tesnetron kirjeldatud kanaltransistorist, kuid mitmesuguste tehnoloogiliste võtete abil on tunduvalt suurendatud seadise maksimaalset töösagedust.

Tesnetroni (joon. 10. 23) valmistamisel on lähtematerjaliks umbes 1 mm läbimõõduga *n*-juhtivusega germaaniumsilinder, mille keskosa on suhteliselt suure eritakistusega ($\rho = 15 \ \Omega \text{cm}$), otsad aga tugevasti legeeritud doonorlisandiga ($\varrho = 0,005 \ \Omega cm$). Algul abrasiivjoaga töödeldes, seejärel elektrokeemilise söövitamise teei vormitakse silindri keskossa nn. kael. Kui kaela läbimõõduks on umbes 50 µm, sadestatakse sellele elektrokeemiliselt umbes 50 µm laiune indiumrõngas, mis hakkab täitma paisu ülesandeid. Silindri otstesse joodetakse lätte ja suudme mittealaldavad kontaktid. Tugevasti legeeritud pooljuhi tõttu on heade mittealaldavate kontaktide saamine tunduvalt lihtsam kui ülalkirjeldatud kanaltransistori puhul. Kuna lätte ja paisu vaheline kristalliosa on väikese eritakistusega, siis väheneb ka seadise sisemine tagasisidestus. Kitsa rõngakujulise paisu tõttu vähenevad tunduvalt ka elektroodidevahelised mahtuvused. See kõik kokku tingib tesnetroni sageduslike omaduste tunduva paranemise.

Prantsusmaal praegu toodetavate tesnetronide $f_{gen} = 200...$...300 MHz, $P_{k\ lub} = 200$ mW, $S_0 = 0,1...0,2$ mS, $R_{sis} = 20...$...50 M Ω sagedusel 1 kHz. Sisend- ja väljundmahtuvused on 1 pF. Tootvate firmade arvates võib tehnoloogia täiustamisega tesnetroni maksimaalse genereerimissageduse viia 400...* ...500 MHz-ni.

Alkatron. Veel üheks kanaltransistori erikujuks on alkatron, mille ehitust selgitab joonis 10. 24. *n*-juhtivusega germaaniumplaadikese keskel asub n^+ -juhtivusega piirkond, mille külge on ühendatud suudme kontakt S. Suudme ümber vormitakse rõngakujulised *p*- ja n^+ -juhtivusega elektroodid — pais P_1 ja läte L. Plaadi vastasküljel asub teine *p*-juhtivusega paisuelektrood P_2 . Elektronid liiguvad seadises radiaalselt lättelt suudmele, läbides rõngakujulise kanali, mis tekib mõlema paisu *p*-*n*-siirete vahel. Kanali esialgset laiust on võimalik muuta paisule P_2 antava pinge E_3 abil. Signaalipinge U_g antakse paisule P_1 , mille *p*-*n*-siire moduleerib kanali laiust ning ühtlasi ka voolu suurust välisvooluringis. Rõngakujuline kanal võimaldab tunduvalt suurendada seadise kaovõimsust sagedusomadusi halvendamata. Ka tõus S on alkatroni-

10. 24. Alkatron



del suurem kui tesnetronidel. Konkreetse alkatronitüübi kohta võib tuua järgmised andmed: $P_{k \ lub} = 6$ W, $S_0 = 6$ mS ja $f_{gen} = 100 \dots$... 150 MHz. Kui kasutada lähtematerjalina räni ja planaartehnoloogiat, on alkatroni omadusi võimalik veelgi parandada.

Isoleeritud paisuga kanaltransistorid. Seoses elektronaparatuuri miniaturiseerimisega hakati kasutama uudseid tehnoloogilisi võtteid. Üheks neist on õhukeste metall-, isoleer- ja pooljuhtkilede kasutamine. Kiletehnoloogia võimaldab eriliste raskusteta valmistada passiivseid lülituselemente, nagu takisteid, kondensaatoreid ja ühendusjuhtmeid. Spetsiaalse konstruktsiooniga mikrodioodid ja -transistorid aga valmistati seniajani eraldi ning ühendati hilhem kilelülitusse. Tekkis tungiv vajadus sellise ehitusega transistori järele, mida oleks saanud valmistada sama tehnoloogia järgi nagu passiivseid lülituselemente. Uurimistöö selles suunas andis tulemusi — loodi *kiletransistor*, mida esimesena kirjeldas ameerika teadlane P. K. Weimer 1961. aastal. Oma tööpõhimõttelt kuulub kiletransistor kanaltransistoride hulka.



10. 25. Kiletransistor:

1 — klaasalus; 2 — läte; 3 — suue; 4 — kaadmiumsulfiidi kile; 5 — ränidioksiidi kile; 6 — pais

10. 26. Kiletransistori staatilised väljundkarakteristikud

Kiletransistor (joon. 10. 25) koosneb eri materjalist kiledest, mis vaakuumaurustuse teel on kantud neutraalsele isoleermaterjalist alusele, näiteks klaasile. Kõigepealt aurustatakse klaasalusele 1 umbes 5...50 µm kaugusele teineteisest kaks õhukest (umbes 1 µm paksust) kullakihti 2 ja 3, millest esimene hakkab täitma lätte, teine suudme ülesandeid. Seejärel aurustatakse peale pooljuhi kaadmiumsulfiidi (CdS) kile 4, mille paksus ei ületa 1 µm. Järgnevalt aurustatakse pooljuhile 0,1...1 µm paksune ränimonoksiidkile 5 ja õhuke kullakiht 6, millest saab kiletransistori pais. Kiletransistori tüüritakse positiivse paisupingega. Pingevoolukarakteristikud on toodud joonisel 10. 26. Kui paisule anda positiivne pinge, tekib selle all juhtiv kanal ning transistori läbiv

vool võib ulatuda kümnete milliampriteni. Kui paisupinge on null või negatiivne, väheneb vool mõne mikroamprini. Kiletransistoride tõus S_0 on suurem kui teistel kanaltransistoridel, olles vahemikus 5...40 mS. Tõus on seda suurem, mida väiksem on lätte ja suudme vaheline kaugus ja mida õhem on ränimonoksiidkile paisuelektroodi all. Viimane mõjutab oluliselt ka kiletransistori sisendmahtuvust, mis on tavaliselt vahemikus 30...50 pF. Tööstuslike kiletransistoride piirsagedus on vahemikus 10...25 MHz. Viimasel ajal on erilise tähelepanu objektiks metall-oksiid-pooljuht-struktuuriga kanaltransistor ehk nn. MOP-transistor. Esimestena kirjeldasid räni monokristalli baasil valmistatud MOP-tran-

sistori ameeriklased F. P. Heiman ja S. R. Hofstein 1963. aastal. MOP-transistoridele on iseloomulik

1) suur sisendtakistus $(R_{sis} = 10^{12} ... 10^{15} \Omega);$

2) väike sisendmahtuvus $(C_{sis} = 2...4 \text{ pF});$

3) väike mürategur ($F < 3 \, dB$ sagedustel üle 100 MHz);

väike radiatsioonitundlikkus;

5) parameetrite väike temperatuurisõltuvus;

6) hea kasutatavus tahketes lülitustes.

Vaatleme lähemalt üht MOP-transistori varianti (joon, 10, 27). mille valmistamisel on kasutatud planaartehnoloogiat. Suhteliselt suure eritakistusega p-juhtivusega räni monokristallist plaadikesse tekitatakse lisandite difundeerimise teel n*-juhtivusega piirkonnad, millede vahekaugus on umbes 15 um. Kristalli pinnale jääb seejuures õhuke ränidioksiidi kiht paksusega 0.1... $\dots 0.2 \mu m$. n^+ -juhtivusega pooljuhile ja keskmisele oksiidikihile kantakse vaakuumaurustuse teel õhuke alumiiniumikiht. Vasakpoolset n⁺-juhtivusega piirkonda kasutatakse lättena, parempoolset suudmena ja oksiidikihile kantud alumiiniumikihti paisuna. Tavaliselt lätte n⁺-piirkond ühendatakse lähtematerjaliga. Mõnel tüübil on ühendus lähtematerjalist välja toodud neljanda väljaviiguna. See annab lisavõimalusi seadise eelpingestamisel. Aukjuhtivusega pooljuhist valmistatud MOP-transistori suue ja pais pingestatakse lätte suhtes positiivselt. Kui paisupinge $U_{PI} > U_0$, siis tekib lähtepooljuhis paisuelektroodi all *n*-juhtivusega kanal.

10. 27. n-tüüpi kanaliga MOPtransistor



mille takistus sõltub nii paisupingest U_{PL} kui ka suudmepingest U_{sL} . Pinget U_0 nimetatakse lõikepingeks, kuna pingetel $U_{PL} < U_0$ On lätte ja suudme vaheline takistus väga suur ning vool välisahelas lähedane nullile.

Vaatame, kuidas suudmevool I_s sõltub suudme ja lätte vahelisest pingest U_{SL} , kui U_{PL} = const. Siinjuures tüleb silmas pidada, et paisuelektroodi ja kanali vaheline pinge on kanali ulatuses muutuv, sest pingest Up, lahutub pingelang kanali takistusel. Lätte Dool on paisu ja kanali vaheline pinge suurem ning väheneb Suudme suunas. Vastavalt muutub ka kanali juhtivus, kuna elektronide kontsentratsioon kanalis on lätte pool suurem kui suudme pool. Kui nüüd püsiva paisupinge U_{pL} puhul suurendada suudmepinget U_{SL} , siis esialgu suudmevool kasvab. Suudmepingel $U_{SL} = U_{PL} - U_0$ on suudme juures paisu ja kanali vaheline pinge võrdne lõikepingega Uo ning kanali takistus suureneb tunduvalt. Väljundkarakteristikute piirkonnas I (joon. 10. 28), kus $U_{st} \leq$ $\leq U_{\mu} - U_0$, on suudmevool avaldatav järgmise ligikaudse valemiga

$$I_{S} = \frac{\mu_{n} C}{l^{2}} \left[U_{SL} \left(U_{PL} - U_{0} \right) - \frac{U_{SL}^{2}}{2} \right],$$

kus μ_n — elektronide liikuvus kanalis; C — paisu mahtuvus;

l — kanali pikkus.

Paisu mahtuvus avaldub valemiga

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 \ \frac{bl}{d} ,$$

kus ε – oksiidikihi suhteline dielektriline läbitavus.

Tavaliselt
$$\frac{C}{bl} \approx 10^{-8} \frac{F}{\text{cm}^2}$$
.

Pinge U_{SL} edasisel tõstmisel suudme *p*-*n*⁺-siire vastupingestub ja suudmevool enam oluliselt ei suurene. See osa suudmepingest U_{SL} , mis ületab suuruse $U_{PI} - U_0$, rakendub vastupingena $p \cdot n^+$. siirdele, kusjuures kanalile jääb praktiliselt muutumatu pinge $U_{PL} - U_0$. Kuna kanali pikkus on tunduvalt suurem ruumilaengu ulatusest p-pooljuhis, siis p-n-siirde laiuse muutumine sõltuvalt vastupinge suurusest ei mõjuta oluliselt kanali efektiivset pikkust. Kuna kanali pikkus ja pingelang temal on jäävad suurused, siis

339

22*



 MOP-transistori staatilised väljundkarakteristikud

suudmevool küllastub. Sellisele režiimile vastab väljundkarakteristikute piirkond *II*, kus $U_{SL} \ge U_{PL} - U_0$. Kui kanali pikkuse modulatsiooni ei arvestata, siis suudmevool ei sõltu selles piirkonnas pingest U_{SL} :

$$I_{S} = \frac{\mu_{n}C}{l^{2}} \cdot \frac{1}{2} (U_{PL} - U_{0})^{2}.$$

Katselised väljundkarakteristikud kulgevad pingetelje suhtes teatud nurga all, mis määrab seadise lõpliku väljundtakistuse. MOP-transistori väljundtakistus $R_{vdlj} = \frac{dU_{SL}}{dI_S}$ ja tõus $S_0 = \frac{dI_S}{dU_{PL}}$ avalduvad piirkonnas I valemitega:

$$R_{valj} = \frac{l^2}{\mu_n C (U_{PL} - U_0 - U_{SL})}, \ S_0 = \frac{\mu_n C}{l^2} U_{SL}$$

ja piirkonnas II valemitega

$$R_{v \ddot{a} l j} = \frac{l}{2I_{S} \left| \frac{\mathrm{d} l}{\mathrm{d} U_{SL}} \right|}, \ S_{0} = \frac{\mu_{n} C}{l^{2}} \left(U_{PL} - U_{0} \right).$$

Käesoleval ajal tööstuslikult valmistatavate MOP-transistoride maksimaalne genereerimissagedus $f_{gen} \leq 300$ MHz ja tõus $S_0 < < 2$ mS.

10. 4. ERITÜÜPI TRANSISTORE

Fototransistor. Fototransistor on sisuliselt pindtransistor, mille kollektorivoolu saab lisaks elektrilisele sisendsignaalile tüürida ka valguskiirguse abil. Fototransistorid võivad olla nii *p-n-p-* kui ka *n-p-n-*struktuuriga, kusjuures baasikristall on hästi valgustatav.

Kui fototransistor on pimedas (joon. 10, 29, *a*), s. t. temale langev valgusvoog $\Phi = 0$, on tema elektrilised parameetrid analoogilised tavalise pindtransistori omadega. Fototransistori valgustamisel (joon. 10. 29, *b*) tekivad pooljuhtkristallile langevate footonite toimel elektron-auk-paarid. Baasis tekkinud vähemus-laengukandjad (augud *p-n-p*-tüüpi fototransistoris), sattudes difusiooni tulemusena kollektor- või emittersiirde piirkonda, triivivad vastavalt kollektorisse ja emitterisse. Tekkinud fotovoolu komponendid I_{Kf} ja I_{Ef} voolavad välisahelas ka siis, kui pingeallikad U_{EB} ja U_{KB} puuduvad ning *p-n*-siirded on lühistatud. Enamus-laengukandjad asuvad aga nn. potentsiaaliaugus ning nende lahkumist baasist takistab kollektor- ja emittersiirde potentsiaalibarjäär. Enamuslaengukandjad saavad baasist lahkuda vaid baasi väljaviigu kaudu.

Fototransistori pinge-voolukarakteristikud saab tuletada lähtudes seostest



 $I_{E} = I'_{E} - I_{Ef}, \ I_{K} = I'_{K} + I_{Kf}, \ I_{B} = I'_{B} - (I_{Kf} + I_{Ef}),$

10. 29. Voolud fototransistoris:

a — aktiivrežiimis töötav fototransistor pimeduses; b — valgustatud fototransistor lühistatud *p-n-*siiretega; c — valgustatud fototransistor aktiivrežiimis

mis on saadud valgustamata ja valgustatud fototransistori voolude superponeerimisel (joon. 10. 29, c). Voolude I'_E , I'_K ja I'_B all tuleb mõista emitteri-, kollektori- ja baasivoolusid, mis on määratud seostega 6. 7, 6. 8 ja 6. 9. Fototransistori voolud avalduvad järgmiselt:

$$I_{E} = I_{E0} \left(\frac{U_{EB}}{\Phi_{T}} - 1 \right) + A_{I} (I_{K} - I_{Kf}) - I_{Ef}, \qquad 10. 1.$$

$$I_{K} = -I_{K0} \left(\frac{U_{KB}}{e^{q_{T}}} - 1 \right) + A_{N} (I_{E} + I_{Ef}) + I_{Kf}, \qquad 10. 2.$$

$$I_{R} = I_{E} - I_{K},$$

Vaatleme lähemalt fototransistori lülitusviise. Lahtise emitteriga lülituses töötab fototransistor nagu fotodiood. Kollektorivoolu suuruse selles režiimis leiame valemist 10. 2 tingimusel, et $I_E = 0$ ja $|-U_{KB}| \gg \varphi_T$. Saame:

$$I_K = I_{K0} + A_N I_{Ef} + I_{Kf}.$$

Valemist on näha, et peaaegu kõik valgustamisel tekkinud vähemus-laengukandjad liiguvad kollektorisse ja ainult väike osa emittersiirde läheduses genereerunud auke rekombineerub baasis. Fototransistori integraalne tundlikkus vaadeldud lülituses võrdub kollektorsiirde tundlikkusega k_{ik} ning avaldub järgmiselt:

$$k_{f} = k_{fk} = \frac{\mathrm{d}I_{K}}{\mathrm{d}\Phi} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\Phi} \left(A_{N}I_{Ef} + I_{Kf}\right).$$

Lahtise baasiga lülituse korral saame valemeist 10. 1, 10. 2:

$$I_{K} = (1 + B_{N}) (I_{K0} + A_{N}I_{Ef} + I_{Kf}).$$

Integraalne tundlikkus

$$k_f = (1 + B_N) k_{fk}$$



10. 30. ΦT-1-tüüpi fototransistori ehitus



on lahtise baasiga lülituses $1 + B_N$ korda suurem kui fotodioodina töötamisel. Kui eeldada, et $k_{fk} = 20 \text{ mA/lm}$ ja $B_N = 30$, siis saame fototransistori integraalseks tundlikkuseks $k_f = 620 \text{ mA/lm}$. Nähtuse füüsikalist külge võib selgitada järgmiselt. Kui fototransistori valgustamisel $I_B = 0$, siis baasi kogunenud elektronide lisalaeng tekitab baasis elektrivälja, mis põhjustab emittersiirde potentsiaalitõkke alanemise ja täiendava aukude injektsiooni emitterist baasi. Valdav enamus injitseeritud auke läbib baasi rekombineerumata ning liigub kollektorisse, suurendades kollektorivoolu. Sama kehtib ka iga nullist erineva, kuid ajaliselt muutumatu baasivoolu puhul.



ΦT-1-tüüpi fototransistori •staatilised väljundkarakteristikud



Fototransistori integraalne tundlikkus on maksimaalne režiimis, kus $I_B = \text{const.}$ Kui vool I_B valgusvoo Φ muutumisel samuti muutub, siis fototransistori integraalne tundlikkus väheneb. Ei tohi aga unustada, et režiimis, kus $I_B = \text{const}$, on fototransistori temperatuuristabiilsus väike. Kuna tegurid S_i ja k_f on mõlemad võrdelised vooluvõimendusteguriga B_N , siis jõuame järeldusele, et mida suurema tundlikkusega on fototransistor, seda väiksem on tema temperatuuristabiilsus.

Fototransistori ja fotodioodi spektraalsed karakteristikud on analoõgilised. Germaanium- ja räniseadiste maksimaalsele tundlikkusele vastavad lainepikkused on 1,5 ja 0,9 µm — seega silmale nähtamatus infrapunases spektriosas.

Käesoleval ajal valmistatakse fototransistorid enamasti sulandatud *p-n-*siiretega, kusjuures pooljuhtkristalli valgustatakse risti siirete tasapindadega. Joonisel 10. 30 on näidatud germaaniumfototransistori Φ T-1 ehitus. Konstruktsiooni puuduseks on asjaolu, et kristalli keskosas tekib valgustundetu piirkond: kui kitsas valguskiirte kimp langeb emitteri indiumtilgakesele, on fototransistori tundlikkus lähedane nullile. Joonisel 10. 31 on toodud fototransistori Φ T-1 väljundkarakteristikud erinevate valgustustugevuste jaoks.

10. 32. Ühe siirdega transistori pingestamine

Ühe siirdega transistor. Ühe siirdega transistor (S-transistor, kahe baasiga diood) on konstruktsioonilt sarnane kanaltransistoriga. Põhiline erinevus nende tööpõhimõttes seisab selles, et kanaltransistor töötab suletud *p-n*siirdega, ühe siirdega transistor aga avatud *p-n*-siirdega.



Ühe siirdega transistor (joon. 10. 32) kujutab endast *n*-juhtivusega ränikristalli, mille otstesse on ühendatud kaks mittealaldavat baasikontakti B_1 ja B_2 . Baasidevaheline takistus R_{bb} on tavaliselt vahemikus $4 \dots 10 \ \mathrm{k}\Omega$. Kristalli keskossa on sulandatud indiumelektrood — emitter. Kui emitter E on baasi B_1 suhtes pingestatud negatiivselt, siis voolab läbi *p*-*n*-siirde vastuvool I_0 , mis oluliselt ei sõltu emitteripingest. Emittersiire jääb suletuks ka positiivsete emitteripingete puhul, mis ei ületa teatud maksimaalsuurust

$$U_{BB\ max} = \eta U_{BB} + U_0.$$

 33. Ühe siirdega transistori staatilised sisendkarakteristikud



Siin η on tegur, mis näitab, kui suure osa pingest U_{BB} moodustab emitteri ja baasi B_1 vahelisel kristalliosal tekkiv sisemine pingelang. Tavaliselt on $\eta = 0, 5...0, 75$. Pinge U_0 on *p*-*n*-siirde päripingelangu suurus, võrdudes umbes 0,7 voldiga.

Seadise sisendkarakteristikud erinevate pingete U_{BB} jaoks on toodud joonisel 10. 33. Kui $U_{EB} = U_{EB max}$, hakkab *p*-*n*-siire avanema, esialgu baasi B_1 poolses osas, kus sulgepinge on väiksem. Emittersiirde päripingestatud osast injitseeritakse kristalli vähemuslaengukandjaid (auke), mis triivivad baasile B_1 . Suure hulga aukude ilmumine emitteri ja baasi B_1 vahelisse ruumi põhjustab selle kristalliosa takistuse vähenemise. Järelikult väheneb ka sisemine pingelang ηU_{BB} , emittersiire avaneb suuremas ulatuses ning injitseerib kristalli veelgi rohkem auke. See aga põhjustab sisemise pingelangu edasise vähenemise. Kuna emitterivoolu suurenemisel emitteripinge väheneb, tekib sisendkarakteristikul negatiivse diferentsiaalse takistusega lõik.

Tänu negatiivsele sisendtakistusele saab ühe siirdega transistore kasutada mitmesugustes relaksatsioonlülitustes. Üheks selliseks on joonisel 10. 34 kujutatud impulssgeneraator. Kondensaatorit C_1 laetakse läbi takisti R_1 . Kui pinge kondensaatoril on saavutanud väärtuse $U_{EB\ max}$, siis emittersiire avaneb ning kondensaator C_1 tühjeneb kiiresti läbi takisti R_2 , mis on tunduvalt väiksem takistist R_1 . Kondensaatori tühjenedes väheneb emitterivool väärtuseni, mille juures *p-n*-siire sulgub ning tsükkel kordub algusest peale. Väljundis saadakse suure harvendusega nõelimpulsid, mille periood \hat{T} avaldub valemiga

$$T = R_1 C_1 \ln \frac{1}{1-\eta}.$$

Kirjeldatud impulssgeneraatorit saab kasutada näiteks türistoride juhtimiseks.



10. 34. Impulssgeneraator ühe siirdega transistoril

10. 5. NELJAKIHILISED LÜLITUSSEADISED

Mitmesuguste automaatikaseadmete konstrueerimisel tekib tihti vajadus seadise järele, mille abil saaks võimalikult lihtsalt koostada ühe või kahe stabiilse asendiga relaksatsioonlülitusi või mehaanilise kontakti võimsaid ja kiirelttöötavaid analooge. Selleks otstarbeks sobivad hästi seadised, mis teatud režiimis omavad negatiivset diferentsiaalset takistust. Eespool vaadeldud seadistest



10. 35.

a — struktuur; b ja c — ekvivalent kahest transistorist

on sellisteks tunneldiood, ühe siirdega transistor, laviintransistor ja punkttransistor. Neid seadiseid võib kasutada mitmesugustes relaksatsioonlülitustes, kuid suurte võimsuste kommuteerimiseks nad ei sobi. Seniajani kasutati võimsate vooluahelate kontaktituks kommuteerimiseks gaaslahendusega seadiseid, eriti türatrone. Neil on aga mitmeid puudusi, nagu suur jääkpinge avatud olekus, suhteliselt väike ümberlülitumiskiirus, parameetrite ebastabiilsus ning väike mehaaniline tugevus. Viimasel ajal on gaaslahendusega seadiseid hakanud välja tõrjuma neljakihilise *p-n-p-n*-struktuuriga pooljuhtseadised — dinistorid ja türistorid, mida tehnilises kirjanduses mainiti esmakordselt 1956. aastal.

Dinistor. Dinistor kujutab endast neljakihilist *p-n-p-n*-struktuuriga pooljuhtdioodi (joon. 10. 35, *a*). Sellist struktuuri võib tinglikult vaadelda kahe omavahel ühendatud transistorina (joon. 10. 35, *b* ja *c*), millest üks on *p-n-p*-tüüpi (transistor T_1), teine *n-p-n*-tüüpi (transistor T_2). Kui *p-n-p-n*-struktuurile on rakendatud joonisel näidatud polaarsusega pinge, siis on siirded S_1 ja S_3 päripingestatud, siire S_2 aga vastupingestatud. Nimetame siirdeid S_1 ja S_3 emittersiireteks, siiret S_2 aga kollektorsiirdeks. Kuna suletud kollektorsiirdele langeb peaaegu, kogu väline pinge *U*, siis küllalt suurte pingete puhul tuleb arvestada laengukandjate laviinpaljunemisega kollektorsiirdel. Lihtsuse mõttes eeldame, et elektronide ja aukude põrkeionisatsioonitegurid on võrdsed. Vool läbi dinistori vastupingestatud kollektorsiirde avaldub järgmiselt;

$$I_2 = M \left(A_1 I_1 + A_2 I_3 + I_{20} \right), \qquad 10. \quad 3.$$

kus I_1 , I_2 , I_3 — voolud läbi siirete S_1 , S_2 ja S_3 ; I_{20} — siirde S_2 vastuvool; A_1 , A_2 — tinglike transistoride T_1 ja T_2 staatilised vooluvõimendustegurid.

Kuna ilmselt $I_1 = I_2 = I_3 = I$, siis valemist 10. 3 saame:

$$I = \frac{MI_{20}}{1 - M(A_1 + A_2)}.$$
 10. 4.

Saadud valem on tegelikult dinistori pinge-voolukarakteristik n.-ö. ilmutamata kujul, sest suurused M, I_{20} , A_1 ja A_2 sõltuvad pingest (viimased küll eelkõige voolust, kuid vool omakorda sõltub pingest).

Vaatame, kuidas muutub dinistori vool I pinge U tõstmisel. Küllalt madala pinge puhul on M = 1, $A_1 + A_2 \ll 1$ ning dinistori vool lähedane vastuvoolule I20. Pinge suurendamisel vastuvool I20 suureneb. Samuti suurenevad transistoride T_1 ja T_2 emitterivoolud ning vooluvõimendustegurid A_1 ja A_2 . Kuna veel $M \approx 1$ ja A_1 + $+ A_2 < 1$, siis dinistori vool kuigi palju ei suurene. Pinge U edasisel tõstmisel tegurid A1 ja A2 suurenevad veelgi ning lisaks sellele tekib põrkeionisatsioon, mistõttu vool läbi dinistori hakkab kiiresti suurenema. See omakorda tingib vooluvõimendustegurite suurenemise ine. Tekib laviinitaoline protsess, mille tulemusena siire S2 päripingestub, dinistor küllastub ning voolu piirab tegelikult ainult välisahela takistus. Tõepoolest, kui pinge siirdel S2 ei väheneks, siis vool I2 vastavalt valemile 10. 3 muutuks suuremaks kui üldine vool I. See pole aga võimalik ning seepärast teatud pingest alates tasakaalustab tegurite A_1 ja A_2 suurenemise vastupinge vähenemine siirdel S2.

Dinistori pinge-voolukarakteristik on kujutatud joonisel 10. 36. Pärikarakteristikul võib eraldada kolm iseloomulikku piirkonda:

1) piirkond *I*, kus dinistor on suletud;

2) piirkond II, kus dinistori diferentsiaalne takistus on negatiivne;

3) piirkond III, kus dinistor on avatud.

Kui dinistor on vastupingestatud (pinge polaarsus on vastupidine joonisel 10. 35 näidatule), siis siirded S_1 ja S_3 on suletud ning *p-n-p-n*-struktuur käitub tavalise vastupingestatud dioodina.

Dinistori laviinitaoliselt kulgev ümberlülitumisprotsess algab pingel U_{L1} , mida nimetatakse dinistori ümberlülitumispingeks ning on ühtlasi maksimaalseks pingeks päripingestatud *p-n-p-n-*struktuuril. Dinistori ümberlülitumise tingimuse saab tuletada valemist 10. 4, kui lähtuda asjaolust, et pingele U_{L1} vastavas pinge-voolukarakteristiku punktis 1 on seadise diferentsiaalne takistus võrdne nulliga, s. o. $\frac{dU}{dI} = 0$. Arvestades valemi 10. 4 paremal pool olevate liikmete sõltuvust pingest ja voolust, saame dinistori ümberlülitumise tingimuse kujul

$$M\left(A_1 + I\frac{\mathrm{d}A_1}{\mathrm{d}I}\right) + M\left(A_2 + I\frac{\mathrm{d}A_2}{\mathrm{d}I}\right) = 1$$



ehk, kasutades valemit 5. 30, a,

$$M(\alpha_{01} + \alpha_{02}) = 1.$$
 10. 5.

Dinistori küllastustingimuse saab samuti tuletada valemist 10. 4, kui seal võtta $I = \infty$. Saame:

$$A_1 + A_2 = 1. 10. 6.$$

Siin on M = 1, sest pinge siirdel S_2 on madal. Olukorrale, kui pinge siirdel S_2 võrdub nulliga $(A_1 + A_2 = 1)$, vastab pinge-voolukarakteristiku punkt S, milles $U = U_S$ ja $I = I_S$. Kui vool $I > I_S$, siis $A_1 + A_2 > 1$ ning siire S_2 päripingestub. Viimasest asjaolust on tingitud ka dinistori jääkpinge mõningane vähenemine liikumisel punktist S punkti 2, millega lõpeb pinge-voolukarakteristiku negatiivse diferentsiaalse takistusega osa.

Küllastunud dinistori jääkpinge on võrdne kolme avatud *p*-*n*-siirde pingelangu ning pooljuhtmaterjali ja kontaktide takistusel tekkiva pingelangu summaga. Juhul kui $A_1 + A_2 > 1$, avaldub jääkpinge valemiga

$$U_{j\bar{a}\bar{a}k} = \varphi_T \ln \frac{I_{20}}{I_{10}I_{30}(A_1 + A_2 - 1)} + IR_0,$$

kus I_{10} , I_{20} , I_{30} — vastavalt siirete S_1 , S_2 ja S_3 vastuvoolud; R_0 — pooljuhtmaterjali ja kontaktide takistus.

Küllastunud dinistori sulgemiseks tuleb vool muuta väljaiülitumisvoolust I_{L2} väiksemaks.

Nõukogude Liidus toodetakse teiste hulgas dinistore $\pm 227A...$... $\pm 227H$, mille $U_{L1} = 10...200$ V, $I_{L1} < 5$ mA, $I_{L2} < 15$ Türistor. Türistor erineb dinistorist selle poolest, et tema ümberlülitumispinge on välise vooluallika abil tüüritav. Tüürelektroodina kasutatakse ühte p-n-p-n-struktuuri sisemist p- või n-juhtivusega kihti. Vastavalt sellele, kas väljavõte on tehtud p- või n-juhtivusega kihist, on türistor tüüritav kas positiivse või negatiivse pingega. Vaatleme lähemalt türistori, milles tüürelektroodi osa täidab sisemine p-juhtivusega kiht ehk teiste sõnadega transistori T_2 baas (joon. 10. 37). Kui tüürvool $I_{\tau} = 0$, siis türistori ümberlülitumisprotsess ja pinge-voolukarakteristik (joon. 10. 38) ei erine dinistori omast. Kui aga $I_{\tau} > 0$, siis türistori ümberlülitumispinge väheneb ning seda rohkem, mida suurem on tüürvool I_{T} . See nähtus on seletatav järgmiselt. Kui suurendada tüürvoolu I_{τ} , siis on see samaväärne transistori T_2 baasivoolu ning järelikult ka emitterivoolu suurendamisega. See aga tingib vooluvõimendustegurite A_2 ja α_{02} suurenemise ning $\alpha_{01} + \alpha_{02}$ saab võrdseks ühega nüüd madalamal pingel kui $I_{\tau} = 0$ puhul. Ümberlülitumine võib toimuda isegi nii madalal pingel, kus laengukandjate laviinpaljunemist ei esine. Samuti osutub küllastustingimus $A_1 + A_2 = 1$ täidetuks väiksema voolu I puhul. Seepärast kirjeldub türistori pinge-voolukarakteristik järgmise valemiga:



$$I = \frac{M(I_{20} + A_2 I_T)}{1 - M(A_1 + A_2)} \,.$$

Türistori ümberlülitumis- ja küllastustingimused on määratud seostega 10. 5 ja 10. 6, kusjuures tuleb silmas pidada, et võimendustegurid a_{01} ja A_1 sõltuvad voolust I, tegurid a_{02} ja A_2 aga voolust $I + I_T$.

Tänapäeval valmistatakse türistore vooludele alates mõnekümnest milliamprist kuni mõnesaja amprini. Võimsate türistoride lubatav vastupinge võib ulatuda kuni 1000 V, jääkpinge ei ületa 1...2 V vooludel kuni 100 A. Türistori avanemis- ja sulgumiskestused sõltuvad peale seadise enda omaduste veel režiimist, milles ta töötab. Väikese võimsusega türistoride avanemiskestus on keskmiselt mõni kümnendik mikrosekundit, sulgumiskestus mõni mikrosekund. Võimsatel türistoridel on vastavad ajavahemikud umbes suurusjärk suuremad.

Nõukogude Liidus toodetavatest keskmise võimsusega türistoridest võiks nimetada tüüpe $Д235A \dots Z235\Gamma$, millel $U_{L1} = 40 \dots 100 \text{ V}$ $(I_T = 0), I_{L2} < 100 \text{ mA} \quad (I_T = 0), I_{lub} = 2 \text{ A} \text{ ja } I_T < 20 \text{ mA}, U_{jääk} < 2 \text{ V}, l_{av} < 5 \text{ µs ja } i_{sulg} < 35 \text{ µs}.$

11. TRANSISTORI RAKENDUSI

11. 1. RC-SIDESTUSES VÕIMENDUSASTE

Käesolevas peatükis vaatleme mõningate kasutatavamate transistorlülituste iseärasusi. Nii raamatu mahust kui ka otstarbest tingituna ei saa aga siinjuures loomulikult anda nende lülituste täielikku analüüsi ja arvutusmetoodikat.

RC-sidestuses võimendusaste on oma lihtsuse ja suhteliselt heade iseloomustussuuruste tõttu nii helisagedus- kui ka videovõimendites laialdaselt kasutusel. Piirdume siinjuures ühise emitteriga lülituse käsitlemisega, sest see on suure pinge- ja võimsusvõimenduse tõttu kõige enam levinud.

Joonisel 11. 1 on toodud lihtsa RC-sidestuses võimendusastme skeem. Võimendusastme sisendile on lülitatud signaaliallikas E_g sisetakistusega R_g . Signaaliallika pinge rakendub transistori Tbaasile üle kondensaatori C_1 , mis kõrvaldab signaaliallika mõju astme alalisvoolurežiimile. Viimane on määratud pingejaguri R_1R_2 , kollektortakisti R_k ja emittertakisti R_e suurustega. Alaiisvoolurežiimi valikul tuleb lähtuda eeskätt tööpunkti stabiliseerimise nõuetest, mis tagaks võimendusastme korrektse töö nõutavas temperatuuripiirkonnas (vt. § 7. 7). Mahtuvus C_e sildab emittertakistust R_e ja väldib negatiivse voolutagasisidestuse tekkinist viimasel. Võimendatud signaal ilmneb pingelangu vahelduvkomponendina kollektortakistil R_k . Astmed sidestatakse mahtuvuse C_2 abil, millest on tulnud ka nimetus — RC-sidestus.

Võrreldes vastava lamplülitusega on *RC*-sidestuses transistorastmel rida iseärasusi:

1) tunduvalt madalam sisendtakistus (100...1000 Ω); väljundtakistus on seejuures lampvõimendusastme väljundtakistusega samas suurusjärgus;

2) lampvõimendis määravad võimendatava sageduse ülempiiri tavaliselt järgmise astme sisendmahtuvus ja montaaži parasiitmahtuvused, transistorastmes aga määravad selle transistori võimendusteguri vähenemine sageduse tõusmisel ning kollektorsiirde mahtuvus, kuna parasiitmahtuvuste mõju on transistori väikese sisendtakistuse tõttu tühine;

3) madala sisendtakistuse tõttu kujunevad sidestuskondensaatorite mahtuvused transistorlülitustes tunduvalt suuremaiks, mistõttu nendena kasutatakse peamiselt elektrolüütkondensaatoreid;

4) sisend- ja väljundtakistuste suurte erinevuste tõttu ei ole samatüübiliste transistorastmete ahellülituse korral võimalik saavutada optimaalset sidestust, mis ei võimalda täielikult kasutada transistori võimendusomadusi;

5) kui lampvõimendit võib enamasti vaadelda pingevõimendina, mis sisendil tarbib tühist energiat, siis on transistorlülitust tema madala sisendtakistuse tõttu otstarbekas vaadelda võimsusvõimendina.

Võimendusastme kasutamisel nõrkade signaalide võimendamiseks on määrava tähtsusega amplituudi-sageduskarakteristik, harvem faasi-sageduskarakteristik. Mittelineaarmoonutusi tavaliselt ei vaadelda. Astme võimendus langeb nii madalatel kui ka kõrgetel sage-

RC-sidestuses võimendusastme skeem



dustel. Madalatel sagedustel piirab võimendust pingelang sidestuskondensaatoritel C_1 , C_2 , mille mahtuvustakistus sageduse vähenemisel suureneb. Võimenduse vähenemist madalatel sagedustel põhjustab ka pingelang emitterkondensaatoril C_e , mis madalatel sagedustel kutsub esile negatiivse tagasisidestuse. Piirjuhul — alalisvoolu korral — on astme võimendus võrdne nulliga. Kõrgetel sagedustel piirab võimendust transistori võimendusteguri vähenemine ja kollektorsiirde mahtuvus.

Võimendusastme piirsageduseks nimetatakse sagedust, mille juures võimendus on $\sqrt{2}$ korda (3 dB) väiksem kui keskmistel sagedustel. Sõltuvalt sagedusalast eristame kõrgsageduslikku ehk kõrgemat ja madalsageduslikku ehk madalamat piirsagedust f_k ja f_m vastavalt.



11. 2. RC-sidestuses võimendusastme amplituudi-sageduskarakteristik

Analoogiliselt vastava lamplülitusega võib ka transistorastet vaadelda eraldi kolmes sagedusalas — keskmistel, madalatel ja kõrgetel sagedustel. Joonisel 11. 2 on toodud *RC*-sidestuses võimendusastme tüüpiline amplituudi-sageduskarakteristik.

Keskmistel sagedustel võime jätta arvestamata sidestusja emitterkondensaatori mõju (lugedes nende mahtuvusliku takistuse tühiseks), samuti pole vaja arvestada transistori parameetrite sõltuvust sagedusest.

Astme sisendtakistus on arvutatav valemiga 7. 9, kui asetada sellesse ühise emitteriga lülituse *h*-parameetrid. Kui aga pingejagur R_1R_2 on küllalt madalaoomiline (enamasti nii ongi), tuleb sisendtakistuse määramisel arvestada nende sildavat mõju. Resulteeriv sisendtakistus on sel juhul

$$R_{sis\Sigma} = \frac{R_1 R_2 R_{sis}}{R_1 R_2 + R_{sis} (R_1 + R_2)} \cdot 11. 1.$$

Transistori koormustakistuseks R_K on kas tarbija või järgneva võimendusastme sisendtakistus. Kui viimane on samuti sillatud pingejaguriga $(R'_1 R'_2$ joonisel 11. 1), tuleb selle suurust valemi 11. 1 abil korrigeerida.

Transistori kollektorahela takistus R_k mõjub sildavalt transistori väljundtakistusele. Tavaliselt valitakse R_k suurus transistori tööpunkti valiku nõuetest lähtudes ning on palju väiksem transistori väljundtakistusest. Transistori väljundjuhtivuse h_{22e} võime sel juhul asendada suurusega

$$h_{22e\Sigma} = h_{22e} + \frac{1}{R_k}$$
 11, 2.

Kollektortakistuse R_k sildava mõju tõttu kujuneb ka saadav pingevõimendustegur väiksemaks maksimaalsest võimalikust (optimaalse sidestuse korral). Teisest küljest on järgneva astme sisend-

23 Pooljuhtseadised . . .

takistus ka harilikult madal, mis nagunii ei võimaldaks astmeid optimaalselt sidestada.

Astme pingevõimendus keskmistel sagedustel K_{u0} on avaldatav valemiga

$$K_{u0} = -\frac{h_{21e}}{h_{11e}(h_{22e} + G_K) - h_{21e}h_{12e}}$$

kus $G_{K} = \frac{1}{R_{K}};$

vooluvõimendus

$$K_{i0} \approx \frac{h_{21e}}{1 + h_{22e\Sigma}R_K} \cdot \frac{R_{sis\Sigma}}{R_{sis}},$$

kus suhe $R_{sis\Sigma}/R_{sis}$ arvestab sisendpingejaguri mõju astme vooluvõimendusele.

Pingevõimendusteguri negatiivne märk näitab, et väljundpinge on sisendpingega vastasfaasis. Et astme pingevõimendustegur on suhteliselt väike, on ka transistori sisemise tagasisidestuse mõju väike ning selle võib sageli arvestamata jätta, pingevõimendusteguri võime sel juhul määrata lihtsustatud valemiga

$$K_{u0} \approx -\frac{h_{21e}}{h_{11e}(h_{22e\Sigma}+G_K)}$$

Astme võimsusvõimendustegur keskmistel sagedustel

$$K_{p0} = K_{u0} K_{i0}$$
.

Madalatel sagedustel hakkab astme tööd mõjutama mahtuvuste C_1 , C_2 ja C_e mahtuvustakistuse suurenemine. Sellest tingituna väheneb võimendus ja ilmneb täiendav faasinihe sisend- ja väljundpinge vahel. Samatüübiliste võimendusastmete ahellülituse korral on ühe astme väljundkondensaator ka järgmise astme sisendkondensaatoriks, seega astme lineaarmoonutustegur madalatel sagedustel M_m koosneb antud lülituse puhul kahest komponendist

$$M_m = M_{m1} M_{m2}$$
, kus $M_m = \frac{K_{u0}}{K_{um}}$, $K_{um} = K_u|_{f=f_m}$

 M_{m1} — sidestuskondensaatorist tingitud lineaarmoonutus; M_{m2} — emitterkondensaatorist tingitud lineaarmoonutus.

Kui maksimaalselt lubatavad lineaarmoonutused M_{m1} ja M_{m2} on ette antud, võime kondensaatorite C_2 ja C_e suurused leida valemitega:

$$C_2 \geq \frac{1}{2 \pi i_m \left(R_{valj} + R'_{sis \ \Sigma} \right) \sqrt{M_{m1}^2 - 1}} ,$$

kus R'_{sis E} — järgneva astme resulteeriv sisendtakistus;

$$C_e \ge \frac{1+\beta_0}{2 \pi f_m (R_{sis}+R_{g\Sigma}) \sqrt{M_{m2}^2-1}}$$

kus $R_{g\Sigma} - R_g$, R_1 ja R_2 rööpühenduse takistus.

Kõrgetel sagedustel hakkab mõju avaldama transistori parameetrite sõltuvus sagedusest. Pingevõimendustegur muutub komplekssuuruseks, mille moodul on avaldatav valemiga

$$|K_u| = \frac{K_{u 0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_k}\right)^2}},$$

kus f — võimendatava signaali sagedus;

f. — võimendusastme kõrgem piirsagedus.

Transistori parameetrite sõltuvust sagedusest vaatlesime paragrahvis 7. 8, siinjuures toome veel mõned lihtsustatud valeinid nende arvutamiseks.

Et ühise emitteriga lülituses transistori piirsagedus f_{β} on ligikaudu β_0 korda madalam piirsagedusest ühise baasiga lülituses f_{α} , võib vooluvõimendusteguri vähenemisest põhjustatud võimenduse vähenemine esineda juba helisageduspiirkonnas. Kui näiteks $f_{\alpha} = 0.5$ MHz ja $\beta_0 = 40$, saame transistori piirsageduseks:

$$f_{\beta} \approx \frac{0.5 \cdot 10^6}{40} = 12.5 \text{ kHz.}$$

Kui kasutatava transistori piirsagedus f_{α} rahuldab tingimust:

 $\tilde{f}_{\alpha} \geq 3 \tilde{f}_{k} \beta_{0},$

siis võib β vähenemise jätta kõrgetel sagedustel arvestamata. Väga oluliselt väheneb võimendus kollektorsiirde mahtuvuse C_k toimel, sest viimane, toimides võimendatud pinge all oleva kollektori ja baasi vahel, põhjustab tugeva tagasisidestuse. Väliselt avaldub see transistori dünaamilise sisendmahtuvuse suurenemisena. Viimase suurus on arvutatav ligikaudselt

$$C_{sisd} \approx \frac{0.16}{\hat{f}_{\alpha}R_{sis}^*} + C_k \left(1 + K_u\right),$$

23*

kus R_{sis}^* — transistori sisendtakistus ühise baasiga lülituses; C_k — kollektori ja baasi vaheline mahtuvus.

 Transistori sisend- ja väljundtakistuse sõltuvus sagedusest:

a — sisendtakistuse suhteline
 sõltuvus sagedusest;
 b — väljundtakistuse suhte-

line sõltuvus sagedusest



Transistori aseskeemis on mahtuvus C_{sisd} lülitatud paralleelselt emittersiirde diferentsiaaltakistusega r_e . Seega on nendega järjestikku ühendatud baasi takistus r_b . Ligikaudsetes arvutustes võime seda mitte arvestada ning eeldada, et mahtuvus C_{sisd} on ühendatud vahetult transistori sisendiga, s. o.

 $C_{sis} \approx C_{sis d}$

Joonisel 11. 1 on võimendusastmete sisendmahtuvused näidatud kriipsjoonega. Kui näiteks $f_{\alpha} = 0.5 \cdot 10^6$ Hz, $C_k = 50$ pF ja $R_{sis}^* = 10 \Omega$ ning $K_{\alpha} = 100$, saame:

$$C_{sis} \approx \frac{0.16}{0.5 \cdot 10^6 \cdot 10} + 50 \cdot 10^{-12} \cdot (1 + 100) = 37\,050 \text{ pF};$$

selle mahtuvustakistus sagedusel f = 10 kHz on ainult 430 Ω , mis oluliselt vähendab võimendusastme sisendtakistust. Võimendusastme dünaamiline väljundmahtuvus

$$C_{valj} \approx C_k \Big(1 + \beta_0 \, \frac{r_b}{r_b - R_{sis}} \Big)$$

on sisendmahtuvusest tunduvalt väiksem.

Kui näiteks $C_k = 50$ pF, $\beta_0 = 40$, $r_b = 150$ Ω ja $R_{sis} = 600$ Ω , siis

$$C_{valj} \approx 50 \left(1 + 40 \frac{150}{150 + 600} \right) = 450 \text{ pF}$$

ning mõjutab võimendusastme võimendust suhteliselt vähe. Joonisel 11. 3 on toodud transistori sisend- ja väljundnäivtakistuste suhteline sõltuvus sagedusest.

Kollektorimahtuvuse poolt põhjustatav lineaarmoonutustegur sagedusel f (nurksagedusel ω) on avaldatav valemiga

$$M = \sqrt{\left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_S}\right)^2\right] (1 + \omega^2 \tau_k^2)} ,$$

kus $\tau_k = C_0 \frac{R_K R_k}{R_k + R_K};$

ω_s — transistori tõusu piirnurksagedus;

 $C_0 = C_{vali} + C'_{sisd};$

C'_{sis d} - järgmise astme dünaamiline sisendmahtuvus.

Kui $\omega_{b} \ll \omega_{s}$, võime M_{b} määrata lihtsustatult:

 $M_k \approx \sqrt{1 + \omega_k^2 \tau_k^2}$

RC-võimendusastmete ahellülituse korral osutub mõnikord otstarbekaks kahe ühise emitteriga lülituses võimendusastme vahele lülitada ühise kollektoriga võimendusaste. Et viimase sisendtakistus on kõrge, koormab ta eelnevat võimendusastet vähe, madala väljundtakistuse tõttu on ta aga järgnevale võimendusastmele väikese sisetakistusega signaaliallikaks.

11. 2. TRAFOSIDESTUSES VÕIMENDUSASTE

Suur erinevus transistori sisend- ja väljundtakistuste vahel ei võimalda *RC*-sidestuses võimendusastmeid optimaalselt sidestada ning transistori võimendust täielikult ära kasutada. Optimaalse sidestuse saavutamiseks tuleb kasutada sobituselemente; madalsagedusvõimendites osutub kõige kohasemaks sobituselemendiks trafo, kuna kõrgsagedusvõimendites kasutatakse enamasti häälestatud võnkeringe.

Trafosidestuses madalsagedusvõimendusastme kaks lülitusvarianti on näidatud joonisel 11. 4. Mõlemad lülitused põhinevad harilikul ühise emitteriga transistorlülitusel, kusjuures ühel juhul on trafo primaarmähis ühendatud transistori kollektoriringi järjestikku, teisel juhul aga sidestuskondensaatori *C* kaudu rööbiti. Rööpühenduse puudusteks on sidestuskondensaatori vajalikkus ning väik-





sem saavutatav väljundtakistus (kollektortakistus *R* on voolu vahelduvkomponendi suhtes ühendatud trafoga paralleelselt). Järjestikühenduse puhul põhjustab toitevoolu alaliskomponent trafo südamiku eelmagneetimise, mis on aga nii väike, et enamikul juhtudel seda ei ole vaja arvestada. Viimane lülitus on praktikas kõige rohkem levinud.

Tööpunkti valiku ja stabiliseerimise seisukohalt ei erine trafosidestuses võimendusaste oluliselt RC-sidestuses astmest (trafo järjestikühenduse korral on alalisvoolurežiimi valikul arvutuslikuks kollektortakistuseks trafo primaarmähise oomtakistus). Oluliseks erinevuseks trafosidestuses transistorastme ja vastava lampvõimendi vahel on trafo ülekandeteguri suurus. Kui lampvõimendis kasutatakse põhiliselt pingekõrgendustrafosid (ülekandetegur 1...10, siis transistorvõimendis, kus järgmise astme sisendtakistus on väike, kasutatakse eranditult pingemadaldustrafosid (ülekandeteguriga 0,01...0,5).

Optimaalse sidestuse korral on trafo ülekandetegur

$$n_{opt} = \frac{w_2}{w_1} = \sqrt{\frac{R'_{sis}}{R_{v\ddot{a}lj}}},$$

kus w_1 — primaarmähise keerdude arv;

w₂ — sekundaarmähise keerdude arv;

 $R_{valj} \approx \frac{1}{h_{22e^{\Sigma}}}$ — transistorastme väljundtakistus (vt. valem 11. 2).

Paralleellülituse kasutamisel on $R_{v\ddot{a}ll} \approx R_k$, seega

$$n_{opt} \approx \sqrt{\frac{R'_{sis}}{R_k}}$$
.

Et kollektortakistuse R_k valikul tuleb lähtuda transistori tööpunkti stabiliseerimise nõuetest, ning et R_k on alati tunduvalt väiksem transistori väljundtakistusest, siis ei ole paralleellülitusega optimaalne sidestus saavutatav — suur osa võimsust hajub kollektortakistusel R_k . Ülekandetegur on paralleellülituses tavaliselt 0.25...0.5.

Järjestikühenduse korral võib põhimõtteliselt saavutada optimaalse sobituse. Sellest aga tuleb sageli loobuda, sest trafo primaarmähise induktiivsus kujuneb sel juhul suureks. See nõuaks trafo mõõtmete suurendamist (mähisetraadi läbimõõtu ei ole tehnoloogilistel põhjustel otstarbekas vähendada alla 0,05 mm), mis aga transistorseadmetes pole enamasti soovitav. Teiseks suureneb trafo mõõtmete suurendamisel paratamatult ka puisteinduktiivsus, mis hakkab piirama võimendust kõrgetel sagedustel (pingelangu tõttu puisteinduktiivsusel).

Sobitustrafo südamik valmistatakse helisageduspiirkonnas tavaliselt permalloist, kõrgematel sagedustel aga ferriidist.

Trafosidestuses võimendusastme amplituudi-sageduskarakteristik on üldjoontes sarnane *RC*-sidestuses võimendusastme karakteristikuga. Madalatel sagedustel piirab võimendust sageduse vähenemisel kasvav trafo magneetimisvool. Kõrgetel sagedustel on karakteristiku kuju komplitseeritum. Võimendust võivad olenevalt võimendi sagedusribast ja transistori parameetritest piirata trafo puisteinduktiivsus, transistori kollektorsiirde mahtuvus, järgmise astme dünaamiline sisendmahtuvus ning transistori võimendusteguri vähenemine. Trafo puisteinduktiivsus koos kollektorsiirde ja järgmise astme dünaamilise sisendmahtuvusega moodustavad võnkeringi, mis võib teatud sagedustel põhjustada isegi võimenduse suurenemist.

11. 3. VÕIMSUSVÕIMENDUSASTE

Kuigi sisuliselt on igasugune võimendi võimsusvõimendi, mõistame võimsusvõimendusastme all võimendit, mille projekteerimisel on etteantud parameetriteks väljundvõimsus koormusel ja koormustakistuse suurus R_{κ} , millel tarbitav võimsus eraldub.

Võimsusvõimenduse korral ei saa transistori käsitleda enam lineaarse neliklemmina, vaid tuleb arvestada tema parameetrite sõltuvust voolust ja pingest.

Võimsusvõimendusastmete arvutamisel on põhiprobleemideks kõrge kasuteguri ja väikeste mittelineaarmoonutuste saavutamine ning transistori ohutu soojusrežiimi tagamine.

Transistorvõimendid võivad nagu lampvõimendidki töötada kas A-, B- või AB-klassi režiimis. A-klassi võimsusvõimendi võib töötada nii ühetaktilises kui ka vastastaktlülituses, AB- ja B-klassi



 Võimsusvõimendusastme skeem (a) ja graafiline töörežiimi määramine (b)

režiinii on aga võimalik rakendada ainult vastastaktlülituses. Joonisel 11. 5, *a* on kujutatud lihtsa ühetaktilise *A*-klassi võimsusvõimendusastme skeem. Eelvõimendi on *RC*-sidestuses võimendusaste transistoriga *T*₁, mis on võimsusastmega sidestatud kondensaatori *C*₁ abil. Võimsustransistori kollektoriringi on lülitatud väljundtrafo *Tr*. Transistori tööpunkt määratakse takistite *R*₁ ja *R*₂ ning emitteriringi lülitatud stabiliseerimistakisti *R*_e takistustega. Astme tööd selgitab joonisel 11. 5, *b* toodud diagramm. Transistori tööpunkt *I*_K, *U*_{KE} valitakse selliselt, et kollektori kaovõimsus oleks alla maksimaalselt lubatava suuruse *P*_{klub} (viimane on transistori väljundkarakteristikutel näidatud hüperboolina *I*_K*U*_{KE} = = const). Tööpunkti *O* ühendab kollektoriringi toitepinge väärtu-
sega astme staatiline koormussirge, mille kalle väljendab pingelangu trafo primaarmähise oomtakistusel ja emittertakistusel R_e . Dünaamiline koormussirge AB konstrueeritakse selliselt, et transistori tööpiirkond oleks maksimaalselt ära kasutatud, lõigud AO ja OB oleksid võimalikult ühepikkused nii, et $(I_{BG} - I_B) - (I_B - I_B) \rightarrow 0$ (see garanteerib minimaalsed mittelineaarmoonutused). Väljundvõimsus koormusel on võrdeline kolmnurga OAC või OBD pindalaga, s. o.

$$P_{koorm} = \frac{(u_{KE \ max} - U_{KE})(I_K - i_K \ min)}{2} \eta_{tr}, \qquad 11. \ 10.$$

kus n_{tr} -- väljundtrafo kasutegur.

Sisendvool on jõudeseisundis I_B ja maksimaalse väljundvõimsuse saavutamiseks peab ta muutuma piirides $I_{B1} \dots I_{B5}$. Toodud lülitus on üks lihtsamatest, kuid ta on kasutatav ainult A-klassi režiimis, mistõttu kasutegur on madal ($\eta < 0.5$). Samuti on transistoril eralduv kaovõimsus ka jõudeseisundis suur, mis põhjustab transistori intensiivset soojenemist ja toitevoolu tarbetut kulu. Täiendavaid moonutusi tekitab alaline eelmagneetimisvool väljundtrafos. Nimetatud puuduste tõttu leiab see lülitus kasutamist ainult väikese võimsusega võimendites.

Joonisel 11. 6 on kujutatud vastastaktlülituses võimsusvõimendusastme skeem. Pingejaguri R_1R_2 takistuste muutmisega saab lülituse viia kas A-, AB- või B-klassi režiimi. Transistorid T_2 ja T_3 on ühise emitteriga lülituses. Sidestus eelastmega (transistor T_1) toimub sisendtrafo Tr_1 abil. Koormus R_K on ühendatud väljundtrafo Tr_2 sekundaarmähisega. Vastastaktlülituse üheks põhieeliseks on



11. 6. Vastastakt-võimsusvõimendusastme skeem

paarisharmooniliste automaatne kompenseerumine, mis oluliselt vähendab mittelineaarmoonutusi. Seoses sellega võib lülituse viia ökonoomsemasse *AB*- või *B*-klassi töörežiimi. *B*-klassi režiimis valitakse tööpunkt nii, et jõudeseisundis vool transistoris puudub. Sellega väheneb oluliselt kaovõimsus kollektoril ning suureneb saadav kasulik võimsus. Kuid *B*-klassi režiimi rakendamisel suurenevad väikese voolu korral mittelineaarmoonutused, sest paarituharmoonilised vastastaktlülituses teatavasti ei kompenseeru. Seepärast kasutatakse kõige enam *AB*-klassi režiimi, millega saavutatakse mittelineaarmoonutuste lubatav tase kasuteguri mõninga halvenemise juures.

Üheks tõsiseks probleemiks võimsusvõimendusastmete projekteerimisel on transistori rahuldava temperatuurirežiimi tagamine. Võimsustel alates 1 W ja enam tuleb alati kasutada spetsiaalseid jahutusradiaatoreid (vt. 9. ptk.).

Võimsusvõimendusastme amplituudi-sageduskarakteristik on põhiliselt määratud sisend- ja väljundtrafode sageduslike omadustega, kõrgetel sagedustel aga ka transistori inertsi ja kollektorsiirde mahtuvusega. Oluliselt parandab sageduskarakteristikut kõrgete sageduste piirkonnas ühise baasiga lülituse kasutamine.

Kõrgekvaliteedilistes võimsusvõimendites tuleb kasutada negatiivset tagasisidestust ja sageduskarakteristiku korrigeerimise lülitusi. Tagasisidestuse kasutamisel on õnnestunud konstrueerida võimendeid mittelineaarsusteguriga alla 0,2%.

11. 4. HELISAGEDUSGENERAATOR

Transistoride baasil ehitatud helisagedusgeneraatoris võib nagu vastavas lamplülituseski kasutada kas *LC*-võnkeringi või *RC*-faasinihkeahelat. Et *LC*-võnkeringi mahtuvus ja induktiivsus helisageduspiirkonnas on suhteliselt suured, kujunevad suurteks ka generaatori mõõtmed. Paljudel kasutusaladel ei ole generaatorile esitatavad kvaliteedinõuded eriti kõrged ning neid võib rahuldada *RC*-generaator, mis on oma ehituselt lihtne, väikeste mõõtmetega ning on miniatuursetes seadmetes kasutamiseks seetõttu eriti sobiv.

Tagasisidestusega võimendite teooriast on teada, et genereerimise tekitamiseks peab tagasisidestus olema positiivne ning piisava tugevusega. Võimendile ja tagasisidestusahelale esitatavad tingimused on seejuures järgmised:

1) võimendi ja tagasisidestusahela summaarne faasinihe

 $\varphi = 2k\pi$,

kus k — täisarv (0, 1, 2, ...);

2) võimendi pingevõimendustegur peab genereeritaval sagedusel olema võrdne või suurem tagasisidestusahela sumbumusest

$$K_{\mu} \ge b;$$

3) genereeritava vahelduvpinge siinuselisuse tagamiseks peab kas võimendi või tagasisidestusahel olema selektiivne, nii et genereerimise tingimused oleksid täidetud ainult ühel sagedusel.

Transistoridel töötava RC-generaatori lülitus koosneb tavalisest transistorvõimendist ning kondensaatoritest ja takistitest koostatud tagasisidestusahelast, millest on tulnud ka nimetus — RC-generaator.

 RC-generaatori põhimõtteline skeem



Põhimõtteliselt võib RC-generaatori lülituse koostada üheastmelise võimendi baasil. Üheastmelise võimendi faasinihe on võrdne π-ga, järelikult peab tagasisidestusahela faasinihe genereeritaval sagedusel olema samuti π . Ühe RC-lüli faasinihe on alati väiksem kui $\pi/2$, seega peab tagasisidestusahel üheastmelise võimendiga generaatoris koosnema vähemalt kolmest RC-lülist. RC-lülide omavahelise mõju vähendamiseks peaks iga järgneva lüli sisendtakistus olema suurem eelneva lüli väljundtakistusest. Seda ei ole aga transistorlülituses võimalik teha, sest võimendi sisendtakistus on väljundtakistusest väiksem. RC-lüli ülekandetegur ja faasinihe sõltuvad oluliselt selle koormustakistusest. Et viimase lüli koormustakistuseks on võimendi sisendtakistus, mõjutab viimase muutumine generaatori sagedust ja genereeritava pinge amplituudi. Võimendi sisendtakistus ei ole püsiv, vaid sõltub temperatuurist ning muutub transistori vananemisel ning vahetamisel, mistõttu üheastmelise võimendiga RC-generaatori pinge ja sagedus ei ole kuigi püsivad.

Paremaid tulemusi annab kaheastmeline võimendi. Tagasisidestusahela vajalik faasinihe võrdub sel juhul nulliga, mistõttu lülitus kujuneb lihtsaks. Kaheastmelise võimendi suur üldine pingevõimendustegur võimaldab võimenduse stabiliseerimiseks kasutada tugevat negatiivset tagasisidestust, mis tagab generaatori pingeamplituudi stabiilsuse.

Kaĥeastmelise võimendiga RC-generaatori põhimõtteskeem on kujutatud joonisel 11. 7. Positiivse tagasisidestuse ahel koosneb takistustest R_1, R_2 ja mahtuvustest C_1, C_2 . Generaatori võnkesagedus ω_0 on määratav valemiga

$$\omega_0 = \frac{1}{C_1 R_1 \sqrt{\frac{K_2 C_2}{R_1 C_1}}}$$

ning tagasisidestusahela sumbumus (ülekandeteguri pöördväärtus)

$$b = 1 + \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} \; .$$

Sageduse stabiilsuse ja väljundpinge siinuselisuse seisukohalt on oluline, et tagasisidestusahel oleks hea selektiivsusega. Selektiivsus kasvab suhete R_1/R_2 ja C_2/C_1 suurendamisel, kuid koos sellega suureneb ka ahela sumbumus. Võimendi küllaldase võimendusteguri juures on see aga lubatav.

Võimendi peab olema arvutatud selliselt, et tagasisidestusahelaga määratud generaatori võnkesagedus oleks võimendi suhtes keskmiste sageduste piirkonnas (s. o. amplituudi-sageduskarakteristiku horisontaalses osas). Sel juhul on võimendi faasinihe lähedane 2π -le ning genereeritava sageduse määravad ainult tagasisidestusahela parameetrid. Võimendi parameetrite muutumise mõju sagedusele on sel juhul minimaalne.

Joonisel 11. 8 on toodud kaheastmelise võimendiga RC-generaatori skeem. Võimendi moodustavad transistoridel T_1 , ja T_2 töötavad kaks RC-sidestuses võimendusastet. Positiivse tagasisidestuseahela moodustavad takistused R_1 ja R_2 ning mahtuvused C_1 ja C_2 . Mahtuvus C_3 on tagasisidestusahela sidestamiseks võimendi sisendiga ja selle suurus peab olema küllaldane täiendava faasinihke



11. 8 RC-generaatori skeem

vältimiseks. Võimendusastmete tööpunkti stabiliseerimiseks on kasutatud pingejagureid R_3R_4 ja R_7R_8 ning mahtuvustega C_4 ja C_7 sillatud takistusi R_5 ja R_9 emitterahelates. Negatiivse tagasisidestuse pinge rakendatakse pingejagurilt $R_{10}R_{11}$ sidestuskondensaatori C_5 kaudu transistori T_1 emitteriringi hõõglambile L, mis toimib generaatori pingeamplituudi stabiliseerijana. Näiteks amplituudi suurenemisel vool läbi lambi tugevneb, suurendades selle takistust. See muudab negatiivse tagasisidestuse tugevamaks, nii et väljundpinge amplituud jääb püsivaks. Selleks et vältida koormuse mõju generaatori töörežiimile, on generaatori väljundisse ühendatud transistoril T_3 ja takistil R_{14} töötav emitterjärgija (selle tööpunkt on fikseeritud pingejaguri $R_{12}R_{13}$ abil). Generaatoriga on emitterjärgija sidestatud kondensaatori C_8 abil.

Sellise generaatori parameetrid on suhteliselt püsivad. Sagedusel 400 Hz on sageduse mittestabiilsus alla 0,3 Hz, pingeamplituudi mittestabiilsus alla 2%. Sageduse mittestabiilsus toitepinge muutumisel on alla 0,2 Hz/V (suhteliselt väikestel erinevustel nimipingest).

11. 5. SÜMMEETRILINE TRIGER

Trigeriks nimetatakse niisugust relaksatsioonlülitust, millel on kaks stabiilset olukorda. Üleminek ühest olukorrast teise toimub hüppeliselt trigeri sisendisse antava signaali toimel. Sümmeetrilise trigeri väljundpinge sõltuvus tüürpingest omab hüstereesisilmuse kuju (joon. 11. 9), kusjuures tüürpinge väärtused, mille juures triger rakendub ja tagastub, on erineva polaarsusega.¹ Kui tüürpinge saavutab hetkel t_1 rakenduspingele U_{rak} vastava väärtuse, läheb triger hüppeliselt olukorda B, mis kestab niikaua, kuni hetkel t_2 muutub tüürpinge võrdseks tagastuspingega U_{tag} . Siis toimub trigerlülituses uus hüpe ja taastub lähteolukord A. Trigerit võib tüürida nii pidevalt muutuva pingega kui ka impulssidega.

. Enne pooljuhtseadiste laialdast levimist kasutati trigerlülitustes elektronlampe. Pooljuhttehnika arenedes hakati ikka rohkem kasutama pooljuhtseadiseid, eriti transistore. Kiiretoimelistes trigerites kasutatakse ka tunneldioode, kuid neid skeeme me siinkohal ei vaatle.

Käesoleval ajal on transistortrigerid leidnud väga laialdast kasutamist mitmesuguses elektronaparatuuris, eriti elektronarvutites, kus nad on olulise tähtsusega lülituselementideks. Kõige rohkem on levinud sümmeetrilised trigerid, mis sisuliselt kujutavad endast

¹ Tüür- ja väljundpinge polaarsuste tähistamisel on lähtutud *p-n-p*-tüüpi transistoridega trigerskeemist.



 Sümmeetrilise trigeri sisend- ja väljundpinge ajaline sõltuvus



11. 10. Sümmeetriline triger

kahte takistussidestuses transistorvõimendusastet, mis on haaratud positiivse tagasisidestusega. Välise eelpingeallikaga sümmeetrilise trigeri skeem on joonisel 11. 10.

Trigerit võib tüürida nii ühepolaarsete kui ka kahepolaarsete impulssidega. Kahepolaarsete impulssidega tüürimisel (joon. 11. 11, a) antakse vahelduva polaarsusega käivitusimpulsid ühele ja samale trigeri sisendile (näiteks sisendile S_1). Kui enne hetke t = 0 oli transistor T_1 avatud, siis positiivse käivitusimpulsi saabumisel sisendisse S_1 transistor sulgub ning väljundil V_1 tekib kõrge negatiivne potentsiaal. Samal ajal transistor T_2 avaneb ning väljundi V_2 potentsiaal on lähedane nullile. Negatiivse käivitusimpulsi saabumisel samasse sisendisse transistor T_1 avaneb ja T_2 sulgub ning väljunditel V_1 ja V_2 on vastavalt madal ja kõrge negatiivne potentsiaal.

Ühepolaarsete impulssidega tüürimisel antakse käivitusimpulsid vahelduvalt kord ühele või teisele sisendile. Joonisel 11. 11, b toodud pingete diagramm illustreerib trigeri tööd negatiivsete käivitusimpulssidega tüürimisel.

Vaatleme nüüd lähemalt siirdeprotsesse trigeri ümberlülitumisel. Oletame, et lähteolukorras on transistor T_1 suletud ja T_2 avatud. Pärast negatiivse käivitusimpulsi andmist transistori T_1 baasile võib trigeri ümberlülitumisprotsessi jagada järgmistesse etappidesse.

1. Ettevalmistusstaadium, mille jooksul

a) sulgepinge transistori T_1 baasil väheneb ning transistor jõuab sulge- ja aktiivrežiimi piirile, kusjuures transistori T_2 küllastus- olukord ei muutu;

b) aktiivrežiimi jõudnud transistori T_1 kollektorivool hakkab suurenema ning kollektor muutub positiivsemaks. Positiivne pingemuutus T_1 kollektoril kandub sidestuselementide R ja C kaudu T_2 baasile, mõjudes transistorile sulgevalt.

Ettevalmistusstaadium lõpeb, kui transistor T_2 on jõudnud küllastus- ja aktiivrežiimi piirile. Kui aga transistor T_1 on selleks ajaks jõudnud käivitusimpulsi mõjul küllastuda, siis järgmist staadiumi ei toimu ning triger ümber ei lülitu.

2. Ümberlülitumisstaadiumis töötavad mõlemad transistorid aktiivrežiimis. Positiivse tagasisidestuse tõttu tekib laviinitaoline regeneratiivprotsess, mille tulemusena transistor T₂ sulgub.

Sidestustakistusi *R* sildavad kondensaatorid *C* kiirendavad trigeri ümberlülitumisprotsessi, millest ka nende nimetus — kiirenduskondensaatorid. Transistori avanemisel on kondensaatori *C* laadumise tulemusena baasivool esialgu suurem väljakujunevast väärtusest. Sulgemisel kulutatakse kondensaatoris salvestatud energia transistori sulgemiseks. Mõlemad protsessid kiirendavad trigeri ümberlülitumist.

3. Taastumisstaadiumis kujunevad skeemis välja uuele tasakaaluolukorrale vastavad pinged ja voolud.

Kuna trigeri transistorid töötavad lülitirežiimis, siis trigeri staa-



11. 11. Sümmeetrilise trigeri pingediagrammid:

a — tüürimisel kahepolaarsete impulssidega;
 b — tüürimisel ühepolaarsete impulssidega





tiliste režiimide arvutamine taandub transistoride avamis- ja sulgemistingimuste kontrollile. Trigeri sümmeetrilisuse tõttu vaatleme ainult trigeri ühe õla transistori avamis- ja sulgemistingimusi. Joonisel 11. 12, a on toodud trigeri aseskeem juhu jaoks, kui T_1 on avatud, T_2 aga suletud ning koormatud takistusega R_t . Avamistingimust kontrollitakse madalaimal töötemperatuuril, sellepärast võib vastuvoolu I_{K0} mõju jätta arvestamata. Transistori T_1 avamistingimus avaldub kujul

$$R_{b} \geq \frac{E_{B} + U_{BE}}{\frac{E_{K} - U_{BE}}{R_{k} \left(1 + \frac{R}{R_{t}}\right) + R}} \frac{sE_{K}}{B_{min}R_{k}} - \frac{sE_{K}}{B_{min}R_{k}}$$

Joonisel 11. 12, b on toodud aseskeem juhu jaoks, kui T_1 on suletud. Transistori T_1 sulgemistingimus kujuneb analoogiliseks valemiga 8. 18:

$$R_b \leqslant \frac{E_B - U_{B0}}{\frac{U_{KE} + U_{B0}}{R} + I_{K0 \max}} \; . \label{eq:Rb}$$

Saadud võrratuste lahendamine ning sobivate R ja R_b väärtuste leidmine toimub samuti nagu paragrahvis 8. 1. Seejuures tuleb silmas pidada, et eelpingetakistuse R_b liigne suurendamine vähendab trigeri ümberlülitumiskiirust. Takistuse R_b suurus peab rahuldama tingimust

$$CR_b < \frac{1}{f_{max}},$$

kus įmax on trigeri maksimaalne töösagedus.

Ka eelpinge E_B suurendamine vähendab trigeri ümberlülitumiskiirust. Seepärast on soovitav valida

$$E_B < 0,2E_K$$
.

Kollektortakistuse R_k suuruse valikul lähtutakse sobivast kollektorivoolu väärtusest 5...20 mA. Trigeri töösagedus kujuneb maksimaalseks, kui on rahuldatud tingimus

$$R_k C \approx \frac{0.3}{f_{\alpha}},$$

kusjuures kiirenduskondensaatori C mahtuvus ei tohi olla alla 100 pF.,

Kui käivitusimpulsside maksimaalne sagedus on ette antud, tuleb transistorid valida nii, et nende piirsagedus

$$f_{a} > 1,5 f_{max}$$
 *

Üks sümmeetrilise trigeri skeemivariante on automaatse eelpingestusega triger (joon. 11. 13). Lülituse eelisteks on välise eelpingeallika puudumine ning väike tundlikkus toitepinge muutuste suhtes. Puudusteks on väiksem väljundpinge astang trigeri üleminekul ühest olukorrast teise ning tunduv negatiivne potentsiaal väljundil avatud transistori korral.

Eespool vaatlesime trigeri mittesümmeetrilist käivitust, kus ühesuguse polaarsusega käivitusimpulsid saabusid vaheldumisi ühele



 11. 13. Automaatse eelpingestusega sümmeetriline triger



 11. 14. Loendussisendiga trigeri pingediagrammid



 Sümmeetriline triger loendussisendiga baasidele

või teisele trigeri sisendile. Kui kasutada sümmeetrilist ehk nn. loendussisendit, on trigerit võimalik tüürida ühest sisendist ühesuguse polaarsusega käivitusimpulssidega (joon. 11. 14).

Kasutatakse väga mitmesuguseid loendussisendiga trigereid. Vaatleme ühte neist lähemalt. Joonisel 11. 15 on näidatud trigeri skeem, kus loendussisend on ühendatud baasidele. Käivitamiseks kasutatakse positiivseid impulsse. Trigeri tööd illustreerivad pingete diagrammid joonisel 11. 14.

Oletame, et lähteolukorras on transistor T_1 avatud ja T_2 suletud. Pinge kondensaatoril C_1 on lähedane nullile, kondensaator C_2 aga on laadunud praktiliselt toitepingeni E_{ν} . Diood D_2 on suletud, kuid D_1 on kergelt päripingestatud jääkpinge tõttu küllastunud T_1 emittersiirdel. Positiivse käivitusimpulsi saabumisel avaneb diood D_1 täielikult, transistori T_1 baas pingestub positiivselt ning teatud aja möödudes transistor sulgub. Kui käivitusimpulsi tippväärtus $U_{s} > U_{BE}$, siis diood D_{2} avaneb kohe pärast käivitusimpulsi saabumist. Kui aga $U_{s} < U_{BE}$, siis diood D_{2} avaneb veidi hiljem, kui sulguva T, kollektoripotentsiaal on muutunud vastavalt negatiivsemaks. Niipea kui diood D2 avaneb, voolab kondensaatori C1 laadimisvool läbi dioodi, käivitusimpulsside allika ja kollektortakistuse R_{b1}. Transistori T₁ negatiivne kollektoripotentsiaal kasvab seepärast eksponentsiaalselt ajakonstandiga $\tau \approx R_{k}C$, sest harilikult on käivitusimpulsside allika sisetakistus tunduvalt väiksem kollektortakistusest R_{μ} . Transistor T_2 jääb endiselt suletuks, sest peaaegu kogu käivitusimpulsi pinge on rakendunud tema baasile. Kokku võttes võib märkida, et käivitusimpulsi mõjumisaja jooksul transistor T1 küll sulgub, kuid trigeri ümberlülitumist ei toimu.

Käivitusimpulsi lõppedes dioodid D_1 ja D_2 sulguvad ning transistoride baasivoolud on nüüd määratud toitepinge ja kondensaatorite C_1 ja C_2 pingete vahega. Kuna kondensaator C_1 ei jõudnud käivitusimpulsi ajal oluliselt laaduda, kondensaator C_2 oli aga lähteolukorras laetud peaaegu toitepingeni, siis kujuneb transistori T_2 baasivool tunduvalt suuremaks T_1 baasivoolust. Transistori T_2 kollektorivool kasvab kiiresti, T_1 baasivool väheneb veelgi ning transistor T_1 sulgub, T_2 aga küllastub.

Järgneb taastumisprotsess, mille käigus kondensaator C₁ laadub toitepingeni ja C₂ tühjeneb peaaegu täielikult.

Nägime, et pärast käivitusimpulsi lõppemist kulges trigeri ümberlülitumisprotsess õiges suunas tänu pingete erinevusele kondensaatoritel C_1 ja C_2 . Kondensaatorid nagu «pidasid meeles» trigeri eelnenud olukorra ning suunasid siirdeprotsessi õiges suunas lülituse näilise sümmeetria olukorras, kus mõlemad transistorid olid suletud. Kui eraldi sisenditelt tüüritavates trigerites võivad kiirenduskondensaatorid C_1 ja C_2 mõnel juhul ka puududa, siis loendussisendi korral on need põhimõtteliselt vajalikud.

Käivitusimpulsi kestel koguneb kondensaatorile C_3 teatud laeng. Küllalt suure käivitusimpulsside sageduse puhul ei jõua kondensaator takistuse R_1 kaudu järgmise käivitusimpulsi saabumise hetkeks lõplikult tühjeneda ning kondensaatoril kujuneb välja keskmine pinge — tekib nn. dünaamiline eelpingestus, mis häirib trigeri normaalset tööd. Selle vältimiseks on otstarbekas sillata takistus R_1 dioodiga D_3 , mis käivitusimpulsi lõppedes avaneb ning tühjendab kiiresti kondensaatori C_1 .

Vaadeldud loendussisendiga trigeri puuduseks on see, et trigeri ümberlülitumine algab tegelikult pärast käivitusimpulsi lõppemist, mistõttu trigeri maksimaalne töösagedus väheneb umbes 2 korda, võrreldes tüürimisega eraldi sisenditelt.

11. 6. EMITTERSIDESTUSEGA TRIGER

Mittesümmeetriliste trigerite hulka kuuluv emittersidestusega triger (Schmitti triger) kujutab endast kaheastmelist võimendit, mis on haaratud positiivse tagasisidestusega ühise emittertakistuse kaudu (joon. 11. 16). Ka mittesümmeetrilise trigeri väljundpinge sõltuvus tüürpingest omab hüstereesisilmuse kuju, kuid erinevalt sümmeetrilisest trigerist on rakendus- ja tagastuspinged ühesuguse polaarsusega (joon. 11. 17). Kui tüürpinge saavutab hetkel t_1 rakenduspingele U_{rak} vastava väärtuse, tekib trigeri väljundil hüppeliselt kõrge negatiivne potentsiaal (olukord *B*). Kui tüürpinge hetkel t_2 saavutab tagastuspinge väärtuse U_{tag} , tekib uus hüpe ning triger läheb olukorda *A*. Olukorras *A* on trigeri väljundil suhteliselt kõrge negatiivne potentsiaal, mis on tingitud pingelangust emittertakistusel R_e .

Emittersidestusega trigerit võib kasutada pinge amplituud-diskriminaatorina, impulsiformeerijana (näiteks vahelduvpinge nelinurkpingeks) jne.

371

24*

11. 16. Emittersidestusega triger



Emittersidestusega trigeri tööprotsess kulgeb järgmiselt. Tüürsignaali puudumisel on triger olukorras A — transistor T_1 on suletud ja T_2 avatud. Transistori T_2 küllastumiseks vajalik baasivooi saadakse pingejagurilt $R_{k1}R_1R_2$. Avatud T_2 emitterivool tekitab transistoride ühisel emittertakistusel R_e pingelangu, mis $E_G = 0$ puhul mõjub transistorile T_1 sulgevalt. Tüürpinge suurendamisel negatiivses suunas hakkab transistori T_1 emittersiirdele rakendatud sulgepinge vähenema, kuid transistor jääb esialgu sulgerežiimi. Sellele olukorrale vastab lõik 1 trigeri sisendkarakteristikul (joon. 11. 18). Teatud tüürpinge väärtusel $U_G = U_E = U_1$ muutub pinge transistori T_1 emittersiirdel nulliks. Tüürpinge edasisel suurendamisel läheb transistor T_1 aktiivrežiimi ning tema kollek-



11. 17. Mittesümmeetrilise trigeri sisend- ja väljundpinge ajaline sõltuvus

torivool hakkab kasvama. Suureneva kollektorivoolu tõttu tekib takistusel $R_{\mu 1}$ lisapingelang, mille tulemusena T_2 baasivool kahaneb ning transistori küllastusaste väheneb. Seda töörežiimi iseloomustab trigeri sisendkarakteristiku lõik 2. Kuigi esialgu T_2 kollektorivool jääb muutumatuks, tekitab transistori T_1 suurenenud emitterivool takistusel R, lisapingelangu, mis avaldub ka trigeri väljundpinge mõningases suurenemises. Teatud tüürpingeväärtusel on transistori T2 baasivool vähenenud sedavõrd, et tööpunkt on jõudnud aktiivrežiimi piirile. Sellest hetkest alates töötavad mõlemad transistorid aktiivrežiimis. Transistori T2 kollektorivoolu jätkuv vähenemine põhjustab pingelangu vähenemise takistusel R. Pingelangu vähenemine tingib transistori T1 baasi- ja kollektorivoolu suurenemise ning T2 kollektorivoolu täiendava vähenemise. Tekkinud positiivse tagasisidestuse tõttu areneb trigeris laviinitaoline regeneratiivprotsess, mille tulemusena transistor T_2 sulgub. Kuna summaarne pingelang takistusel R_a on nüüd väiksem, siis piisab transistori T_1 aktiivrežiimis hoidmiseks eelmisest väiksemast tüürpingest. Olukorda, kus T_1 ja T_2 mõlemad on aktiivrežiimis ning areneb regeneratiivprotsess, iseloomustab sisendkarakteristikul lõik 3. On huvitav tähele panna, et selles piirkonnas on trigeri diferentsiaalne sisendtakistus negatiivne. Tüürpinge edasisel suurendamisel liigub transistori T_1 tööpunkt küllastusrežiimi suunas, pingelang takistusel R, hakkab taas suurenema ning transistor T₂ läheb üha sügavamasse sulgerežiimi (lõik 4). Kui tüürpinget veelgi suurendada, läheb transistor T_1 küllastusrežiimi, kusjuures T_2 on endiselt suletud (lõik 5). See on trigeri teine stabiilne olukord. Nagu sümmeetrilise trigeri puhul, võib sidestustakisti R1 sillata kondensaatoriga C, mis kiirendab

trigeri ümberlülitumisprotsessi.

Trigeri rakendus- ja tagastus-elektromotoorjõudude väärtused sõltuvad peale skeemi parameetrite ka tüürpingeallika sisetakistuse R_g suurusest. Kandnud trigeri sisendkarakteristikule tüürpingeallika sisetakistusele vastavad koormussirged, saab näitlikult selgitada takistuse R_g mõju trigeri tööprotsessile. Kui $R_g = 0$, siis $E_{rak} = U_{rak} = U_2$ ja $E_{tag} = U_{tag} = U_3$. Tavaliselt aga $R_g > 0$ ning $E_{rak} > U_2$ ja $E_{tag} > U_{3.}$ ¹ Tüür-emj. suurendamisel lõikab koormussirge $R_g > 0$ sisendkarakteristikut kõigepealt lõigus 1, seejärei lõigus 2. Kui koormussirge on jõudnud punkti a, siis tüür-emj. suurendamisel hüppab tööpunkt punkti b' lõigul 5. Sõltuvalt takistuse R_g suurusest võib punkt b' asuda ka lõigul 4. Kui nüüd elektromotoorjõudu E_G vähendada, liigub koormussirge vasakule, lõigates esialgu lõiku 5 ning seejärel lõiku 4. Kui koormuşsirge on jõudnud punkti c, siis tüürpinge vähendamisel hüppab tööpunkt

¹ Siin on mõeldud pingete ja elektromotoorjõudude absoluutväärtusi.

11. 18. Emittersidestusega trigeri sisendkarakteristik

punkti d' lõigul 1. Jällegi sõltuvalt takistuse R_g suurusest võib punkt d' sattuda ka lõigule 2.

Jooniselt 11. 18 on võimalik välja lugeda ka trigerefekti tekkimise tingimuse. Tõepoolest, kui koormussirge $R_g > 0$ kaldenurk φ U_G telje suhtes muutub väiksemaks lõigu 3 kaldenurgast ψ , lõikab koormussirge sisendkarakteristikut alati ainult ühes punktis ning voolude ja pingete hüppelisi muutusi lülituses esineda ei saa. Teiste



sõnadega: trigerefekti tekkimiseks on vajalik, et tüürpingeallika sisetakistus oleks väiksem trigeri negatiivse sisendtakistuse absoluutväärtusest. See tingimus avaldub järgmise võrratusena:

$$R_g < \frac{B_1(B_2R_{k1} - R_1)}{\frac{B_2}{R_2}(R_{k1} + R_1 + R_2) + \frac{R_{k1} + R_1}{R_e}}.$$

Kui mitte arvestada transistoride jääkpingeid ja -voole ning lugeda $1 + B \approx B$, avalduvad trigeri rakendus- ja tagastus-elektromotoorjõud järgmiselt:

$$E_{rak} = U_2 \left[1 + \frac{R_g}{B_1} \left(\frac{1}{R_{k2}} + \frac{1}{R_e} \right) \right] - \frac{E_K R_g}{B_1 R_{k2}} ,$$

$$E_{tag} = U_3 \left(1 + \frac{R_g}{B_1 R_e} \right) ,$$

kus
$$U_2 = \frac{E_K}{1 + \frac{R_1}{R_2} + R_{k1} \left(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_e}\right)}, \quad U_3 = \frac{E_K}{1 + \frac{R_1}{R_2} + R_{k1} \left(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_e}\right)}.$$

Pinge U_1 , mille juures transistor T_1 väljub sulgerežiimist, avaldub järgmiselt:

$$U_1 = E_K \frac{\frac{1}{R_1 + R_{k1}} + \frac{1}{R_{k2}}}{\frac{1}{R_1 + R_{k1}} + \frac{1}{R_{k2}} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_e}}.$$

- Emittersidestusega trigeri arvutamisele asudes on tavaliselt ette antud E_K , R_{k2} ja R_g väärtused. Valem emittertakistuse R_e määramiseks tuletatakse transistori T_2 avamistingimusest:

 $R_{e} \leq \frac{A_{2}\xi}{1-\xi} R_{k2}, \qquad 11. 3.$

kus
$$\xi = \frac{U_1}{E_K}$$
 (tavaliselt $\xi = 0, 1 \dots 0, 2$).

Takistuse R_{k1} suurus määratakse transistori T_1 avamistingimusest hetkel pärast trigeri rakendumist. Kui $R_g = 0$, avaldub T_1 avamistingimus järgmiselt:

$$R_{k1} \ge \frac{E_K - U_2}{A_1 U_2} R_e.$$
 11. 4.

Kuna $U_2 \approx U_1$ ning $A_1 \approx A_2$, siis, võrreldes avaldisi 11. 3, 11. 4 omavahel, jõuame järeldusele, et on otstarbekas kollektortakistuste suurused valida nii, et

$$R_{k1} \approx R_{k2} \, .$$

Kui $R_{\sigma} \neq 0$, tuleb lähtuda seosest

$$R_{k1} \approx R_{k2} \left(1 + \frac{R_g}{B_1 \mathcal{K}_e} \right).$$

Takistus R_2 peab tagama transistori T_2 sulgumise, kui T_1 on avatud ning T_2 baasiahelas voolab vool $I_{K02\ max}$. Takistuse R_2 suurus leitakse seosest

$$R_2 \leqslant \frac{U_3}{I_{K02 \ max}} \,.$$

Takistuse R_1 suurus leitakse transistori T_2 avamistingimusest trigeri lähteolukorras, kui transistor T_1 on suletud ja T_2 avatud:

$$R_1 \leq \frac{1}{\frac{1}{B_2 R_{k2}} + \frac{\xi}{R_2(1-\xi)}} - R_{k1}.$$

375

Trigeri rakendus- ja tagastuspingete ehk lävipingete temperatuuritriivi peamisteks allikateks on transistoride vooluvõimendustegurite ja avatud *p*-*n*-siirete jääkpingete temperatuurisõltuvus. Vastuvoolude I_{K0} osatähtsus on suhteliselt väiksem. Germaaniumtransistoride puhul võib transistoride vastuvoolude suurenemine temperatuuri tõustes isegi vähendada lävipingete triivi. Temperatuuri tõusmisel lävipingete absoluutväärtused reeglina vähenevad, kusjuures muutused on ligikaudu ühesuurused nii germaanium- kui ka ränitransistoride puhul.

11. 7. MULTIVIBRAATOR

Multivibraatoriks nimetatakse kaheastmelist relaksatsioongeneraatorit, mille väljundpinge kuju on lähedane nelinurkpingele. Sisuliselt kujutab multivibraator endast kahte *RC*-sidestuses võimendusastet, mis on haaratud 100-protsendilise positiivse tagasisidestusega. Multivibraatoreid kasutatakse raadiotehnikas, automaatikas, telemehaanikas mitmesuguste impulss-seadmete juhtgeneraatoritena, sageduse jagamise lülitustes, samuti generaatorina, mille väljundpinge sisaldab suurel hulgal kõrgemaid harmoonilisi.

Transistormultivibraatori tüüpskeem on kujutatud joonisel 11. 19. Multivibraatoril on kaks mittestabiilset tasakaalu olukorda, kusjuures üleminek ühest tasakaalu olukorrast teise toimub välise tüürsignaali abita. Kuna multivibraatori transistorid töötavad lülitirežiimis, on väljundimpulsside tippväärtus lähedane toitepingele. Väljundimpulsside sagedus ja täitetegur on määratud lülituse enda parameetritega.

Joonisel 11. 19 toodud multivibraatori skeem on sümmeetriline, kui $R_{k1} = R_{k2}$. $R_1 = R_2$, $C_1 = C_2$ ja $B_1 = B_2$. Toitepinge sisselülitamisel kulgeksid siirdeprotsessid kummaski õlas ühtemoodi ning lõpeksid mõlema transistori küllastumisega. Tegelikud lülitused on aga alati mõningal määral mittesümmeetrilised kasutatud detailide parameetrite hajuvuse tõttu. Lülituse ebasümmeetrilisuse tõttu areneb toitepinge järsul sisselülitamisel regeneratiivprotsess, mis



11. 19. Multivibraator



11. 20. Multivibraatori pingediagrammid

lõpeb ühe transistori küllastumise ja teise sulgumisega. Kui aga sisselülitamisel toitepinge kasvab aeglaselt, võivad mõlemad transistorid küllastuda ning genereerimist ei teki. Selle vältimiseks võib vähendada transistoride küllastusastet või muuta lülitus kunstlikult tugevasti mittesümmeetriliseks. Samuti võib kasutada abiahelaid, mis hoiavad ära mõlema transistori üheaegse küllastumise.

Alustame multivibraatori tööprotsessi vaatlemist hetkel, mil transistor T_2 jõudis küllastusrežiimi (joon. 11. 20). Enne seda oli transistor T_2 suletud ning kondensaator C_1 laadunud läbi takistuse R_{k2} ja transistori T_1 avatud emittersiirde peaaegu toitepingeni E_K , kusjuures kondensaatori parempoolne plaat on laetud negatiivselt, vasakpoolne positiivselt. Kui nüüd hetkel t = 0 transistori T_1 hüppeliselt avaneb, rakendub kondensaatori C_1 pinge transistori T_1 emittersiirdele vastusuunas. Kondensaatoris salvestunud energia arvel ekstraheeritakse lisalaeng baasist ning transistor T_1 sulgub. Pinge kondensaatoril C_1 hakkab vähenema, sest kondensaator laadub avatud transistori T_2 ja baasitakistuse R_1 kaudu ümber pingele — E_K . Kui pinge kondensaatoril C_1 on vähenenud nullini, transistor T_1 avaneb ning algab teine poolperiood, mis kulgeb analoogiliselt kirjeldatuga. Poolperioodi kestuse määrab nüüd kondensaatori C_2 11. 21. Aseskeemid kondensaatori C_1 ümberlaadumiskestuse arvutamiseks: $a - T_1$ avatud, T_2 suletud; $b - T_1$ suletud, T_2 avatud

ümberlaadumisprotsess. Eelmise poolperioodi jooksul, kui transistor T_1 oli suletud, laadus kondensaator C_2 takistuse R_{k1} ja T_2 avatud emittersiirde kaudu praktiliselt toitepingeni. Kondensaator jõuab poolperioodi jooksul täielikult laaduda, sest tavaliselt

$$R_k \ll R_b$$
.

Poolperioodide kestuse määramiseks vaatleme lähemalt multivibraatori kondensaatorite laadumisprotsesse. Joonisel 11. 21, a on kujutatud kondensaatori C_1 laadumise aseskeem, kui transistor T_1 on avatud ja T_2 suletud. Hetk en-



ne T_2 avanemist on kondensaator C_1 laetud pingeni

$$U_{C1}' = E_K - U_{BE1} - I_{K02} R_{k2} \approx E_K - I_{K02} R_{k2}.$$

Joonisel 11. 21, b on toodud aseskeem olukorra jaoks, kui transistor T_1 on suletud ja T_2 avatud. Kondensaator C_1 laadub ümber pingele

$$U_{C1}'' = -(E_K - U_{KE2} + I_{K01} R_1) \approx -(E_K + I_{K01} R_1).$$

Pinge kondensaatoril C_1 muutub ümberlaadumisel järgmiselt:

$$u_{c1} = U_{c1}'' + \left[\left(U_{c1}' - U_{c1}'' \right) \right] e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \qquad 11. \quad 5.$$

kus $\tau_1 = R_1 C_1$.

Kuna transistor T_1 avaneb, kui $u_{C1} = 0$, siis ühe poolperioodi kestus avaldub valemist 11. 5 järgmiselt:

$$T_1 = R_1 C_1 \ln \frac{2E_K + I_{K01} R_1 - I_{K02} R_{k2}}{E_K + I_{K01} R_1}.$$
 11. 6.

Teise poolperioodi kestus tuletub analoogiliselt:

$$T_2 = R_2 C_2 \ln \frac{2E_K + I_{K02} R_2 - I_{K01} R_{k1}}{E_K + I_{K02} R_2}.$$
 11. 7.

Juhul, kui transistoride vastuvoolud on nii väikesed, et nende mõju pole vaja arvestada, avaldub sümmeetrilise multivibraatori ($R_1 = R_2 = R$ ja $C_1 = C_2 = C$) võnkeperiood järgmiselt:

$$T = T_1 + T_2 = 2RC \ln 2 \approx 1.4RC.$$

Nagu valemeist 11. 6, 11. 7 võib järeldada, sõltuvad multivibraatori poolperioodide kestused (seega ka sagedus) temperatuurist vastuvoolude I_{K01} ja I_{K02} kaudu. Temperatuuri tõusmisel vastuvoolud suurenevad ning kiirendavad kondensaatorite ümberlaadumisprotsessi. Selle tulemusena poolperioodide kestused vähenevad ning multivibraatori võnkesagedus suureneb. Olulist mõju avaldavad seejuures vastuvoolude poolt tekitatud pingelangud baasitakistustel, sest tavaliselt $R \gg R_k$.

Multivibraatori temperatuurisõltuvuse vähendamiseks võib kasutada ränitransistore, millel on väga väike kollektorsiirde vastuvool. Temperatuurisõltuvust on võimalik vähendada ka baasitakistuste R_1 ja R_2 vähendamise teel. Sama sageduse säilitamiseks tuleb aga suurendada kondensaatorite mahtuvust, mis mõnikord pole soovitav konstruktsioonilistel kaalutlustel. Baasitakistuste vähendamine tingib tavaliselt ka kollektortakistuste vähendamise, mistõttu lülituse voolutarve suureneb.

Multivibraatori väljundpinge poolperioodide (impulsi ja pausi) kestuse sujuvaks muutmiseks on sobiv kasutada skeemi joonisel 11. 22. Skeemi eeliseks on see, et impulsi ja pausi kestused on transistoride muutumatu küllastuse juures eraldi reguleeritavad.

Tingimusel $I_{K01} = I_{K02} = 0$ ja $R \gg R_k$ avalduvad poolperioodide kestused järgmiselt:

$$T_1 = R_1 C_1 \ln \left(1 + \frac{R'_{k2}}{R_{k2}} \right), \quad T_2 = R_2 C_2 \ln \left(1 + \frac{R'_{k1}}{R_{k1}} \right),$$



11. 22. Multivibraator muudetavate impulsi ja pausi kestustega

11. 23. Multivibraator eraldusdioodidega kollektoriahelates

kus R'_{k1} , R'_{k2} on takistuste R_{k1} ja R_{k2} toitepingepoolse osa takistus.

Senivaadeldud multivibraatorite väljundimpulsside esifrondi t_{f1} kestus on määratud ajakonstandiga CR_{b} , kusjuures

$$t_{f1} \approx 3 CR_k$$
.

Skeem joonisel 11. 23 aga võimaldab saada impulsse, mille frontide kestused on peaaegu võrdsed. Sellise multivibraatori väljundpinge kuju on väga lähedane nelinurkpingele. Kui näiteks transistor T_1 sulgub, siis sulgub ka diood D_1 ning eraldab kondensaatori C_2 transistori T_1 kollektoriahelast. Pingeimpulsi negatiivse frondi kestus on nüüd määratud ainult transistori enda sageduslike omadustega. Kondensaator C_1 laadub takistuse R'_1 kaudu, mida ei või üleliia vähendada. Tõepoolest, kui transistor T_1 avaneb, siis avaneb ka diood D_1 ning transistori T_1 kollektorkoormuseks osutub takistuste R'_1 ja R_{k1} paralleelühendus. Kui $R' < R_k$, siis lülituse voolutarve suureneb tunduvalt. Otstarbekas on valida $R' \approx R_k$.

Joonisel 11. 19 kujutatud multivibraatori baasitakistuste suuruse valikul tuleb lähtuda transistoride küllastustingimusest, millest järeldub, et

$$R \leq BR_k$$
.

Temperatuurisõltuvuse vähendamise eesmärgil peab olema ühtlasi täidetud lisatingimus

 $RI_{K0max} \ll E_K$.

Suuremate töösageduste saavutamiseks vähendatakse takistust *R*. Piiravaks osutub siin tingimus

 $R > (3 \dots 4) R_k$.

Vastasel korral ei jõua kondensaator C poolperioodi jooksul kollektortakistuse R_k kaudu täis laaduda ning multivibraatori väijundpinge amplituud väheneb. Sobivaks kompromisslahenduseks on

 $R = (10 \dots 20) R_k$.

Multivibraatori maksimaalse töösageduse ja väljundimpulsside harvendusteguri hindamisel võib kasutada ligikaudseid valemeid

$$f_{max} = \frac{1}{T_{min}} \approx \frac{1.5}{B} f_{\alpha} \approx 1.5 f_{\beta} ,$$

$$Q_{max} = \frac{T_1 + T_2}{T_1} \approx 1 + 0.23B,$$

kus T_1 ja T_2 on vastavalt väljundimpulsi ja pausi kestused. Kasutades multivibraatoris näiteks Π 15-tüüpi transistore, mille $f_{\alpha} = 2$ MHz ja B = 30, saame $f_{max} \approx 100$ kHz ja $Q_{max} \approx 8$.

11. 8. UNIVIBRAATOR

Univibraator (pidurdatud multivibraator, monovibraator) on ühe stabiilse olukorraga relaksatsioonlülitus, mis sisaldab kaks positiivselt tagasisidestatud võimendusastet. Kuna üks astmetevaheline sidestus on mahtuvuslik, teine aga takistuslik, siis on univibraatoril ühiseid jooni nii multivibraatoriga kui ka trigeriga. Univibraatoreid kasutatakse mitmesuguses elektronaparatuuris impulsside formeerimiseks, viite saamiseks jne.

Laialdaselt kasutatakse emittersidestusega univibraatorit, mille skeem on toodud joonisel 11. 24. Lähteolukorras on transistor T_1 suletud ja T_2 avatud. Transistori T_1 sulgemise tagab pingejagur R_1R_2 , mille abil muudetakse transistori baasi potentsiaal emitteri potentsiaalist positiivsemaks. Viimane on määratud küllastunud transistori T_2 emitterivoolu poolt tekitatud pingelanguga takistusel R_e . Univibraatori lähteolukord on stabiilne ning käivitusimpulsside puudumisel võib kesta kuitahes kaua.

Kui hetkel t = 0 anda univibraatori sisendile negatiivne käivitusimpulss (joon. 11. 25), mille tippväärtus ületab T_1 baasile rakendatud sulgepinge väärtuse, siis transistor T_1 avaneb. Tema kollektoril tekkinud positiivne pingeastang kandub kondensaatori C kaudu transistori T_2 baasile ja see sulgub. Univibraatori väljundile ilmub toitepinge lähedane potentsiaal. Selline olukord on mittestabiilne ja kestab niikaua, kuni pinge kondensaatoril C on vähenenud nullini. Kui $u_C \approx 0$, läheb transistor T_2 aktiivrežiimi. Vool läbi ühise emittertakistuse R_e suureneb, T_1 emitter muutub negatiivsemaks ning transistor väljub küllastusrežiimist. Mõlemad transistorid töötavad nüüd aktiivrežiimis. Tekib regeneratiivprolsess, mille tulemusena T_1 sulgub ja T_2 küllastub. Sellega pole siirdeprotsessid univibraatorilülituses veel lõppenud. Lähteolukorras oli kondensaator laetud küllalt kõrge pingeni, regeneratiivprotsessi lõpul on kondensaatori pinge aga lähedane nullile. Järg-



11. 24. Univibraator

11 25. Univibraatori pingediagrammid



neva ajavahemiku jooksul, mida nimetatakse univibraatori taastumiskestuseks t_t , laadub kondensaator C takistuse R_{k1} ja küllastunud T_2 emittersiirde kaudu lähtepingele $E_K - U_{E_2}$. Kui uus käivitusimpulss saabub sisendile enne taastumisaja lõppu, genereerib univibraator normaalsest lühema väljundimpulsi.

Univibraatori väljundimpulsi kestuse valemi tuletamisel saab kasutada sama mõttekäiku nagu multivibraatori puhulgi. Pinge U_c , milleni kondensaator C oli laadunud enne käivitusimpulsi saabumist, ja pinge $U_c^{"}$, milleni kondensaator püüab ümber laaduda, avalduvad siin järgmiselt:

$$\begin{split} U_{C}' &= E_{K} - U_{E2} - I_{K01} R_{k1}, \\ U_{C}'' &= - (E_{K} - U_{E1} + I_{K02} R), \end{split}$$

kus U_{E1} ja U_{E2} on pingelangud takistusel R_e , kui transistor T_1 või T_2 on avatud. Kasutades valemit 11. 5, leiame:

$$T = RC \ln \frac{2E_{K} - (U_{E1} + U_{E2}) + I_{K02}R - I_{K01}R_{k1}}{E_{K} - U_{E1} + I_{K02}R}, \qquad 11. \quad 8.$$

kusjuures

$$U_{E1} \approx \frac{E_K R_e}{R_{k1} + R_e}, \qquad 11. 9.$$

382

$$U_{E2}\approx \frac{E_{K}R_{e}}{R_{k2}+R_{e}}.$$

Tegelikes skeemides on $U_{E1} < U_{E2} \ll E_K$. Paljudel juhtudel võib ka vastuvoolude mõju jätta arvestamata ning sel juhul valem 11. 8 lihtsustub tunduvalt:

$$T \approx RC \ln 2 \approx 0.7 RC.$$

Saadud valem on analoogiline multivibraatori poolperioodi kestuse valemiga.

Väljundimpulsi kestuse temperatuurisõltuvuse vähendamiseks tuleb nagu multivibraatori puhulgi vähendada baasitakistust *R* või kasutada väikeste vastuvooludega ränitransistore.

Univibraatori taastumiskestuse t_t määrab kondensaatori C laadimiskiirus läbi takistuste R_{k1} ja R_e ning avatud transistori T_2 :

$$t_t = (3...4) C(R_{k1} + R_e).$$
 11. 11.

Kuna tegelikes lülitustes $R_{k1} \gg R_e$ ja $R = (10...20) R_{k1}$, siis saab valemist 11. 11 tuletada taastumiskestuse ja väljundimpulsi kestuse suhte:

$$\frac{t_t}{T} = 0,2\dots0,6.$$

Mida väiksem on suhe $\frac{t_t}{T}$, seda suurema käivitusimpulsside sageduse juures võib univibraator töötada.

Univibraatori arvutamisele asudes valitakse ette suurused R_{k2} ja $\xi = \frac{U_{E2}}{E_K}$, kusjuures $\xi = 0, 1 \dots 0, 2$. Takistuse R suurus määratakse transistori T_2 küllastustingimusest:

$$R \leq B_2 R_{k2}.$$

Kriteeriumi R_e valikuks leiame samuti transistori T_2 küllastustingimusest $(A_2I_{F2} \ge I_{K2})$:

$$R_e \leq \frac{A_2\xi}{1-\xi} R_{k2}.$$
 11. 12.

Saadud valem on identne valemiga 11. 3 emittersidestusega trigeri jaoks.

Takistuse R_{k1} suurus määratakse transistori T_1 küllastustingimusest $(A_1 I_{E1} \ge I_{K1})$:

11. 10.

$$R_{k1} \geq \frac{E_K - U_{E1}}{A_1 U_{E1}} R_e.$$

Asetades saadud valemisse R_e väärtuse valemist 11. 12 ning kasutades seoseid 11. 9, 11. 10 leiame, et

$$R_{k1} \ge R_{k2}.$$

Pingejaguri takistused R_1 ja R_2 valitakse nii, et suletud transistori T_1 baasipotentsiaal $|U_{B1}| < |U_{E2}|$. Seega

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} (E_K + I_{K01} R_1) < U_{E2} .$$

Kui vastuvoolu I KOI mitte arvestada, siis

$$\frac{R_2}{R_1} < \frac{\xi}{1-\xi}$$
.

Univibraatori väljundimpulsi minimaalne kestus, lähtudes tingimustest $R_{k1} \approx R_{k2}$, $C_{min}R_{k1} \approx 3\tau_a$ ja $\frac{R}{R_{k2}} \leq B_2$, avaldub järgmiselt:

$$T_{min} \approx \frac{B_2}{3f_{\alpha}} \approx 0.3 f_{\beta}$$
.

Kui univibraatoris on näiteks kasutatud II15-tüüpi transistore ($f_{\mu} = 2$ MHz, B = 30), siis $T_{min} \approx 5$ µs.

11. 9. BLOKEERGENERAATOR

Kui trafosidestuses endaergutusega generaatori tagasisidestustegurit suurendada, hakkab genereeritava pinge kuju üha enam erinema siinuselisest ja muutub teatud sidestusteguri suurusest alates teravate impulsside jadaks. See on tingitud võimenduselemendi, antud juhul transistori, üleminekust äärmiselt mittelineaarsesse töörežiimi. Sellises režiimis töötavat generaatorit nimetatakse blokeergeneraatoriks ja selle töö erineb oluliselt siinuspinge generaatorist. Blokeergeneraator annab suure harvendusega, lühiajalisi ning suure võimsusega impulsse sagedusega mõnest hertsist kuni mitmekümne kilohertsini. Minimaalne saavutatav impulsi kestus moodustab difusioontransistoride kasutamisel umbes 1 µs, triivtransistorid võimaldavad saada impulsse kestusega mõni kümnendik mikrosekundit. Maksimaalne impulsikestus võib ulatuda mõne millisekundini. Kui genereeritavate impulsside kestus ületab tunduvalt vähemus-laengukandjate ea transistori baasis, võib blokeergeneraatoris toimuvaid protsesse lugeda analoogilisteks vastavas lamplülituses esinevate protsessidega. Kui aga impulsside kestus on laengukandjate eaga ühes suurusjärgus, muutub määravaks laengukandjate ekstraktsioonikestus. Sel puhul pikeneb impulsi kestus ekstraktsioonikestuse võrra, samuti pikeneb impulsi esifront.

Asjaolu, et blokeergeneraatoris tagasisidestuselemendina kasutatakse trafot, võimal-

dab transistori kasutada nii ühise baasiga, ühise emitteriga kui ka ühise kollektoriga lülituses, kusjuures tuleb valida sobiv trafo ülekandetegur.

Joonisel 11. 26 on toodud üks levinum blokeergeneraatori lülitus. Võimenduselemendiks on ühise emitteriga lülituses transistor T. Positiivne tagasisidestus saavutatakse trafo Tr mähiste vastava ühendamisega (nii nagu on näidatud joonisel, kus mähiste algused on tähistatud punktidega). Tarbija R_k ühendatakse generaatoriga harilikult trafo kolmanda mähise w_k kaudu, kuid selle võib ühendada ka vahetult transistori kollektoriga.

Joonisel 11. 27 on esitatud kollektori- ja baasipingete epüürid. Ilmekuse suurendamiseks on joonisel impulsi kestus kujutatud pausi kestusega võrreldes suhteliselt suurena.

Olgu hetkel t_0 kondensaator C laetud positiivse pingeni $U_{C max}$. Transistoris vool puudub, sest selle baas on positiivse pingega suletud. Kondensaator hakkab tühjenema takisti R ja sellega paralleelselt ühendatud suletud transistori sisendtakistuse kaudu. Kondensaator tühjeneb eksponentsiaalseaduse järgi ning tema tühjenemise aeg määrab impulsside vahelise pausi kestuse. Kui kondensaatori pinge on vähenenud nullini, hakkab baasivool järsult suurenema, mis kutsub esile kollektorivoolu suurenemise - transistor läheb üle aktiivrežiimi. Positiivse tagasisidestuse tõttu kutsub kollektorivoolu suurenemine esile baasivoolu suurenemise, mis omakorda suurendab kollektorivoolu jne. Tagajärjeks on baasivoolu laviinitaoline suurenemine, mis viib transistori kiiresti küllastusrežiimi. Seega alates transistori avanemise hetkest t_1 kuni küllastusrežiimi saavutamiseni (hetk t_2) toimub blokeergeneraatori impulsi esifrondi formeerimine. Esifrondi kestus on määratud koormustakistuse R_k , baasitakistuse r_b' , kollektorsiirde mahtuvusega C_k ja laengukandjate eaga baasis. Transistori küllastumisel langeb peaaegu kogu toitepinge E_{κ} trafo primaarmähisele w_{κ} . Tagasisidestus- ja väljundmähise pinged on määratud trafo ülekandeteguriga. Tagasisidestusmähisel kujunev pinge rakendub impulsi esifrondi lõppemisel peaaegu tervikuna transistori baasile, sest kondensaa-

385



27. Blokeergeneraatori pingete ostsillogrammid:
a — kollektoripinge; b — baasipinge

tor C esifrondi kestuse jooksul nimetamisväärselt laaduda ei jõua. Vastavalt sellele on antud hetkel ka baasivool maksimaalne. Pärast esilrondi lõppu, kui transistor asub küllastusrežiimis, lülitus ei võimenda ning pinged trafo mähistel jäävad kuni impulsi tagafrondi alguseni püsivaks. Transistori kollektorivoolu võib selles režiimis vaadelda koosnevana kolmest komponendist -- konstantsest kollektorimähisele taandatud väljundmähise voolust, lineaarselt kasvavast trafo magneetimisvoolust ja kollektorimähisele taandatud baasivoolust. Baasivool kutsub esile kondensaatori C laadumise. Sõltuvalt trafo induktiivsusest ja baasi takislusest võib laadimisvool olla kas aperioodiline või võnkuv. Esimese! juhul väheneb baasivool ligikaudu lineaarselt, teisel juhul ligikaudu koosinuseliselt. Kui kondensaatori pinge läheneb tagasisidestusmähise pinge väärtuseni, väheneb baasivool niivõrd, et transistor püsib küllastusrežiimis edasi ainult tänu baasi kuhjunud laengukandjatele. Kui liigsed laengukandjad on jõudnud baasist ekstraheeruda, läheb transistor üle aktiivrežiimi (hetk t_3). Baasivoolu vähenemine kutsub nüüd esile kollektorivoolu vähenemise, mis omakorda põhjustab baasivoolu vähenemise kuni transistori sulgumiseni. Transistori sulgumine toimub väga kiiresti. Voolu katkemine trafos kutsub esile endainduktsiooni pinge, mis põhjustab ülevõnke kollektori- ja baasipinge impulsil. Hetkeks t_5 on trafo magnetvälja energia neeldunud ja edasi protsess kordub analoogiliselt eeltooduga.

Üldiselt on blokeergeneraatori impulsi kestus määratud mitmesuguste suurustega.

1. Suhteliselt lühikeste impulsside puhul määrab kondensaatori *C* laadumise aperioodilise iseloomu korral impulsi kestuse kondensaatori *C* mahtuvus ning baasitakistus. Madalsagedusliku transistori korral on olulise tähtsusega laengukandjate ekstraktsioonikestus, mis võib impulssi märgatavalt pikendada.

2. Teatud tingimustel võib kondensaatori *C* laadimisprotsess kujuneda võnkuvaks. Sel juhul määrab impulsi kestuse *LC*-võnkeringi omavõnkesagedus (umbes veerandperioodi kestus) ja madalsagedusliku transistori korral loomulikult ka laengukandjate ekstraktsioonikestus.

3. Kui transistori baasiahelasse lülitada lisatakistus, võib selle suuruse valikuga muuta impulsi kestust — suurema takistuse korral kondensaatori laadimise kestus ning vastavalt ka impulsi kestus pikenevad.

4. Suure mahtuvusega kondensaatori *C* puhul võib impulsi vältel trafo südamik küllastuda. Siis määrab impulsi kestuse aeg, mis kulub südamiku magneetimiseks küllastumiseni.

Impulsside sagedus või sellele vastav periood T on määratud kondensaatori C tühjenemise ajakonstandiga. Joonisel 11. 26 toodud lülituse puhul on periood ligikaudu arvutatav valemiga

$$T = RC \ln \left(1 + \frac{U_{C max}}{E_{K} + RI_{K0}} \right), \qquad 11. 13.$$

kus U_{C max} – maksimaalne pinge kondensaatoril.

Kui impulsi kestus on määratud C laadimisajaga, on $U_{\rm C\ max}$ väärtus ligikaudu määratav valemiga

$$U_{C max} \approx nE_K,$$

kus $n = \frac{w_B}{w_K}$ — trafo ülekandetegur, mis valitakse harilikult suurusega

$$n \approx \sqrt{\frac{r_b' C_k}{\tau_p}}.$$

387 25*

Nagu nähtub valemist 11. 13, on etteantud perioodi puhul R ja C suhe vabalt valitav. Kondensaator C on soovitav valida alati võimalikult suur, sest see võimaldab vähendada takistuse R suurust ja sellega ka suletud transistori sisendtakistuse mõju. Et viimane sõltub vastuvoolu I_{K0} suurusest, mis temperatuuri muutumisel tugevasti muutub, vähendab see võte temperatuuri mõju impulsside sagedusele.

Kui takisti *R* on ühendatud emitteriga, kujuneb samade lülituselementide juures periood pikemaks ning on määratav valemiga

$$T = RC \ln \left(1 + \frac{U_{C max}}{RI_{K0}} \right).$$

Lülituse puuduseks on baasipinge väga aeglane muutumine selle lähenemisel nullile, mis teeb transistori avanemishetke ebakindlaks ja tundlikuks mitmesugustele häiretele.

Triivtransistori kasutamisel blokeergeneraatoris tuleb silmas pidada suletud emittersiirde pinge-voolukarakteristiku iseärasust. Paratamatult esineva kõrge baasi vastupinge tõttu esineks transistori emittersiirde läbilöök. Selle vältimiseks tuleb baasi vastuvoolu piirata. Hästi sobib selleks baasiahelasse lülitatud diood.

Võrreldes transistori erinevaid lülitusviise blokeergeneraatoris, võib märkida järgmist.

Ühise emitteriga lülituses on blokeergeneraatori perioodi stabiilsus suhteliselt väike, pingeimpulss kollektoril on aga nelinurkne. On võimalik kasutada trafot ülekandesuhtega n = 1, mis on konstruktiivselt sobiv. Baasiahela väikese energiakulu tõttu võib saada väljundis võimsaid impulsse. Väga stabiilse perioodi annab lülitus, mille juures perioodi määrav *RC*-ahel on lülitatud emitteri vooluringi. Lülituse puuduseks on see, et väljundimpulsid pole nelinurksed.

Ühise baasiga lülitus omab eelmise lülituse eeliseid, annab sellele lisaks nelinurkse väljundimpulsi, suurte kadude tõttu emitteriahela kaudu juhtimisel ei saa seda aga kasutada võimsate impulsside genereerimiseks.

Märkusena olgu veel lisatud, et suhteliselt suure ülevõnke tõttu kujuneb maksimaalne kollektoripinge tunduvalt suuremaks toitepingest. Sellepärast peab toitepinge valikul pidama silmas võrratust

 $E_{K} \leq (0, 6 \dots 0, 7) U_{KE \ lub},$

kus $U_{KE \ lub}$ — transistori maksimaalne lubatav kollektoripinge.

11. 10. UNIVERSAALNE LOOGILINE ELEMENT

Elektronarvutite ja mitmesuguste automaatsete juhtimis- ja kontrollisüsteemide tööprotsess eeldab suure hulga loogiliste operatsioonide teostamist. Kuni viimase ajani kasutati selleks otstarbeks elektronlampide ja elektromagnetiliste releedega lülitusi. Nimetatud elemendid pole aga küllalt töökindlad, mistõttu halvenevad aparatuuri ekspluatatsiooniomadused. Üha keerukamate automaatsete juhtimissüsteemide väljatöötamine ning eriti arvutustehnika kiire areng viimase 20 aasta jooksul tekitas vajaduse kompaktsete, töökindlate ning pika tööeaga seadmete järele, mis võimaldaksid lahendada kõige mitmekesisemaid tehnilise küberneetika ette seatud ülesandeid. Konktaktitute automaatikaelementide (sealhulgas ka loogiliste elementide) kasutuselevõtmine oli suureks sammuks edasi selliste seadmete loomisel.

Loogiliseks elemendiks nimetatakse lülitust, mille väljundsignaal on mingis kindlas loogilises seoses sisendsignaalidega. Loogilisel elemendil on enamasti mitu sisendit ning üks väljund, millega võib ühendada teatud hulga samasuguseid elemente. Signaalid, millega opereerib loogiline element, kujutavad endast tavaliselt kahte diskreetset pingetaset, mida tinglikult nimetatakse signaalideks 0 ja 1. Käesolevaks ajaks on välja töötatud suur hulk mitmesugustel põhimõtetel töötavaid loogilisi elemente. Paljudes neist kasutatakse pooljuhtseadiseid — dioode, transistore, tunneldioode jne.



Laialdast kasutamist on eriti tööstusautomaatikas leidnud universaalne loogiline element transistoril, mis võimaldab koostada skeeme mistahes loogiliste operatsioonide sooritamiseks. Universaalne loogiline element (joon. 11. 28) koosneb transistorist T, sidestustakistitest R (millede arv üldjuhul on m), kollektor- ja eelpingetakistitest R_k ja R_b . Lülitirežiimis töötava transistori kollektorile võib üldjuhul ühendada n loogilise elemendi sisendit. Kui kõigil loogilise elemendi sisenditel on nullile lähedane potentsiaal (signaal 0), siis on transistor suletud baasile antava positiivse eelpinge tõttu ning kollektoril (s. o. loogilise elemendi väijundil) on kõrge negatiivne potentsiaal (signaal 1). Kui aga kas-

11. 28. Universaalne loogiline element transistoril



11. 29.

Aseskeem transistori T1 avamistingimuse määramiseks





Aseskeem transistori T1 sulgemistingimuse määramiseks

või ühelegi sisenditest anda küllaldase suurusega negatiivne potentsiaal (signaal 1), siis transistor avaneb ning väljundil on signaal 0. Järelikult on loogilise elemendi väljundil signaal 1 ainult sel juhul, kui sisendile 1 või 2 või 3 jne. ei ole antud signaali 1. Teostatava loogilise operatsiooni järgi nimetatakse sellisi loogilist elementi VÕI-EI-elemendiks. Ühendades sobivalt VÕI-EIelemente omavahel on võimalik saada lülitusi, mis teostavad ka elementaarseid loogilisi operatsioone JA ning VÕI. Kui VÕI-EIelemendil kasutada ainult ühte sisendit, saame nn. invertori, mis teostab loogilist operatsiooni EI.

Vaatame, kuidas arvutada loogilist elementi töötamiseks etteantud temperatuurivahemikus. Tingimused transistori T_1 avamiseks on kõige ebasoodsamad madalaimal töötemperatuuril, kui ainult ühele sisendile on antud avav potentsiaal eelneva loogilise elemendi

maksimaalselt koormatud väljundilt (joon. 11. 29). Ülejäänud m - 1 sisendile on rakendatud avatud transistoride jääkpinged $U_{\rm KE}$. Parema näitlikkuse huvides on avatud transistorid joonisel viirutatud. Transistori T_1 avamistingimus avaldub üldkujul järgmiselt:

$$I_1 - (m-1)I_2 - I_3 \ge I_B$$
.

A setades võrratusse voolude ava'ldised, saame lõplikult:

$$R_{b} \geq \frac{E_{B} + U_{BE max}}{\frac{E_{K} - U_{BE max}}{nR_{k} + R}} - \frac{(U_{BE max} - U_{KE min})(m-1)}{R} - \frac{sE_{K}}{B_{min}R_{k}}}{11. 14}$$

Kui loogilise elemendi kõigile sisenditele anda signaal 0, on transistor T_1 suletud (joon. 11. 30). Temperatuuri tõusmisel suletud transistori baasiahelas voolav jääkvool suureneb ning sulgev baasipinge väheneb. Siit võib järeldada, et halvimad sulgemistingimused esinevad kõrgeimal töötemperatuuril. Vastav transistori T_1 sulgemistingimus avaldub üldkujul järgmiselt:

$$I_5 \ge mI_4 + I_{K0 max}$$
.

Asetades võrratusse voolude avaldised, saame lõplikult:

$$R_{b} \leq \frac{E_{B} - U_{B0}}{\frac{m(U_{KE \ max} + U_{B0})}{R} + I_{K0 \ max}}.$$
 11. 15.

Loogilise elemendi arvutamisel lähtutakse tavaliselt vajalikust sisendite arvust, väljundisse lülitatavate elementide arvust ja kindlast transistoritüübist. Viimasega on ühtlasi määratud vooluvõimendustegur *B*, jääkpinged $U_{BE\ max}$, $U_{KE\ max}$ ja kollektorsiirde vastuvool $I_{K0\ max}$. Loogilise elemendi kollektortakistuse R_k suurus on soovitav valida nii, et transistori kollektorivool jääks vahemikku, kus ei esine vooluvõimendusteguri vähenemist, võrreldes nimiväärtusega. Π 13- ja Π 14-tüüpi transistoridel on selliseks kollektorivoolude vahemikuks 5...15 mA, Π 16-tüüpi transistoridel 10...30 mA. Transistori baasivool kujuneb maksimaalseks, kui sidestus- ja eelpingetakistused omavad teatud optimaalseid väärtusi

$$R_{opt} = \frac{nR_k}{\sqrt{\frac{E'_K}{U'} - 1}},$$

$$R_{b opt} = \frac{E_B - U_{B0}}{\frac{m(U_{KE max} + U_{B0})}{R_{opt}} + I_{K0 max}}$$

kus $E'_{K} = E_{K} - U_{BE max}$,

$$U' = (U_{BE \ max} - U_{KE \ min}) (m-1) + \frac{m(E_B + U_{BE \ max}) (U_{KE \ max} + U_{B0})}{E_B - U_{B0}}.$$

Suurused R_{opt} ja $R_{b opt}$ on tegelikult valemite 11. 15 ja 11. 14 järgi ehitatud sulgemis- ja avamistingimuse kõverate 1 ja 2 puutepunkt (joon. 11. 31), kusjuures kõvera 2 ehitamisel on valemis 11. 14 võetud B_{min} võrdseks kriitilise vooluvõimendusteguriga B_{kr} , mis avaldub järgmiselt:

$$B_{kr} = \frac{sE_{K}}{\frac{U'}{n} \left(\frac{1}{\frac{E'_{K}}{U'}} - 1 \right)^{2} - R_{k}I'_{K0 max}},$$

kus $I'_{K0 max} = \frac{E_B + U_{BE max}}{E_B - U_{B0}} I_{K0 max}.$

Suurus B_{kr} on transistori vooluvõimendusteguri minimaalne väärtus, mille juures antud R_k puhul on võrratussüsteemil 11. 14, 11. 15 lahendeid. Kui kasutatava transistori $B_{min} < B_{kr}$, siis pole võimalik sidestus- ja eelpingetakistuste suurusi nii valida, et oleks tagatud transistori normaalne avanemine ja sulgumine. Kui aga $B_{min} > B_{kr}$ (kõver 3), tekib kõverate 1 ja 3 vahel suletud piirkond, kust saab valida takistuste R ja R_b sobivad väärtused. Kui kõveratevaheline piirkond kujuneb küllalt ulatuslikuks, siis võib lülituses esineva võimendusvaru arvel suurendada kollektortakistust R_k ning vähendada sel teel loogilise elemendi voolutarvet. Antud B_{min} jaoks leitakse kõigepealt kollektortakistuse kriitiline suurus

$$R_{k\ kr} = \frac{\frac{U'}{n} \left(\frac{1}{E_{K}} - 1 \right)^{2} - \frac{sE_{K}}{B_{min}}}{I'_{K0\ max}}$$

ning valitakse sellele lähim väiksem nimiväärtus. Joonisel 11. 31 vastab viimasele juhule kõver 4. Lõplikud R ja R_b väärtused valitakse kõverate 1 ja 4 vahelisest piirkonnast.

Toodud arvutusmetoodika puhul on pearõhk pandud sellele, et

 Avamis- ja sulgemistingimuse võrratuste graafiline lahendamine

saada töökindlat elementi, mis töötaks tõrgeteta kogu töötemperatuuride vahemikus ning mistahes vooluvõimendusteguriga transistoril valitud tüübi piires. Seejuures kujuneb loogilise elemendi maksimaalne töösagedus suhteliselt madalaks. Tõepoolest, kui elementi satub



maksimaalse vooluvõimendusteguriga transistor, kui kõigile loogilise elemendi sisendeile on antud signaal 1 või kui ümbritseva keskkonna temperatuur on maksimaaalne, siis transistor küllastub sügavalt ning transistori sulgumisel tekib väljundsignaali 1 tunduv hilistumine. III3- või III6-tüüpi transistoride kasutamisel loogilise elemendi maksimaalne töösagedus ei ületa 10...15 kHz.

11. 11. PINGEMUUNDUR

Transistor-pingemuunduril on vibro- ning masinmuundurite ees mitmeid eeliseid. Tänu transistori headele lülitiomadustele ja väikesele tüürvõimsusele on pingemuunduri kasutegur kõrge ning moodustab sõltuvalt võimsusest 80...95%. Väikesevõimsuselise masinmuunduri kasutegur on keskmiselt 30...40% ja vibromuunduri kasutegur 60...70%.

Teiseks oluliseks eeliseks on transistor-pingemuunduri suhteliselt kõrge töösagedus, mistõttu silumisfilter kujuneb mõõtmetelt väikeseks. Peale selle on transistoridega pingemuunduri töökindlus mehaaniliselt liikuvate osade puudumise tõttu kõrge.

Joonisel 11. 32 on toodud alalisvoolu-pingemuunduri lahterskeem.



11. 32. Pingemuunduri lahterskeem

Vastastaktlülituses 11 33 generaator



Alalispingeallikas toidab endaergutuse režiimis töötavat generaatorit, mis muundab alalispinge vahelduvaks impulsspingeks. Generaatori väljundisse on lülitud alaldi koos silumisfiltriga.

Joonisel 11. 33 on toodud vastastaktlülituses endaergutusega generaatori lülitusskeem. Transistorid T_1 ja T_2 töötavad ühise emitteriga lülituses (on võimalik kasutada transistore ka teistes lülitusviisides). Transistoride kollektorid on väljundtrafo mähiste w ja $w_{_{K2}}$ kaudu ühendatud toitepingega $E_{_{K}}$. Mähiste $w_{_{B1}}$ ja $w_{_{B2}}$ kaudu luuakse positiivne tagasisidestus transistoride baasidele. Transistorid eelpingestatakse pingejaguri R_1R_2 ja kondensaatori C abil.

Olgu hetkel t_0 transistor T_1 avatud ja transistor T_2 suletud (vt. joon. 11. 34). Et transistor T_1 on küllastusrežiimis, langeb peaaegu kogu toitepinge trafo mähisele w_{K1}. Mähisel w_{B1} valitseb pinge, mis hoiab transistori T_1 küllastusolukorras. Vool transistoris T_1 kasvab ligikaudu lineaarselt trafo magneetimisvoolu kasvu arvel. Magnetvoog Ø muutub negatiivselt maksimaalväärtuselt nullini ja hakkab kasvama vastupidises suunas. Sellises olukorras püsib lülitus kuni trafo südamiku küllastumiseni. Küllastumisel hakkab trafo mähistel pinge vähenema, mis kulsub esile baasivoolu vähenemise, see omakorda vähendab kollektorivoolu ning transistor väljub küllastusrežiimist. Toimub laviinitaoline ümberlülitumisprotsess. Samal ajal pinge vähenemisega transistori T_1 baasil kasvab see transistori T_2 baasil, avades viimase. Transistori T2 avanemisel positiivse tagasisidestuse tõttu pinge sellel baasil suureneb veelgi ning lõpuks jõuab transistor T2 küllastusrežiimi, kuna transistor T1 sulgub. Edasi toimub protsess analoogiliselt. Et generaatori tööperioodi määrab trafo mittelineaarsus, on otstarbekas valmistada selle südamik nelinurkse hüstereesisilmusega materjalist, mille mittelineaarsus on eriti suur.

Lülituse õlgade ümberlülitumiskiirus on määratud põhiliselt transistori ja trafo mahtuvuste ja trafo puisteinduktiivsusega. Parasiitparameetrite olemasolu tingib väljundpinge kuju moonutumise. pikendades pingeimpulsside frontide kestust. Generaatori töörežiimi seisukohalt on selline nähtus ebasoovitav, sest transistorides hajuv kaovõimsus suureneb.

Pinge trafo kollektormähise ühel poolel on avaldatav seosega

$$E_{K} - U_{KE} = 4f w_{K} B_{max} S, \qquad 11. \ 16.$$

kus f — generaatori töösagedus Hz;

 w_{K} — kollektorimähise keerdude arv;

 B_{max} — maksimaalne magnetvoo tihedus südamikus T;

S — südamiku ristlõige m²;

UKE – jääkpinge avatud transistoril V.

Teades südamiku materjali magnetilisi omadusi, saab valemi 11. 16 abil määrata kollektorimähise keerdude arvu. Baasimähise keerdude arv

$$w_B = w_K \frac{U_{BE}}{E_K - U_{KE}}.$$

Tavaliselt valitakse $U_{BE} = 3...4$ V.

Väljundmähise keerdude arv

$$w_V = w_K \frac{U_V}{E_K - U_{KE}}$$

kus U_{ν} — väljundpinge tippväärtus.



 34. Generaatori tööpõhimõtte selgituseks:

> a — transistori T_2 kollektoripinge ostsillogramm; b magnetvoo muutumine trafo südamikus; c — transistori T_1 kollektorivoolu ostsillo gramm; d — transistori T_2 kollektorivoolu ostsillogramm

Pingemuunduris, nagu võimsusvõimendusastmeteski, tuleb vajalikku tähelepanu pöörata transistoride õige soojusrežiimi tagamisele. Kui ümberlülitumisprotsess toimuks hetkeliselt, oleks kaovõimsus transistoril määratud pingega küllastusrežiimis U_{KE} ja keskmise kollektorivooluga $I_{\text{K kesk}}$:

$$P_{ks} = \frac{1}{2} U_{KE} I_{K \, kesk} \,. \tag{11. 17.}$$

Tegelikus olukorras ei toimu ümberlülitumine mitte hetkeliselt, vaid mingi ajavahemiku t_f vältel. Lugedes impulsse trapetsikujulisteks, muutub vool ligikaudselt järgmise seaduse järgi:

$$i_{K} = I_{K \, kesk} \left(1 - \frac{t}{t_{f}} \right). \tag{11. 18.}$$

Keskmine võimsus siirdeprotsesside jooksul, arvestades seost 11. 18, moodustab siis suuruse

$$P_{k\bar{a}} = \frac{1}{3} \cdot E_K I_{K\,kesk} \, \frac{E_f}{T};$$

kus $E_{\rm F}$ — toitepinge;

T — generaatori võnkeperiood.

Kaovõimsus $P_{k\bar{u}}$ liitub valemiga 11. 17 määratava kaovõimsusega ning on seda suurem, mida aeglasemalt kulgevad siirdeprotsessid, võrreldes perioodiga. Viimaste kiirendamiseks tuleb eriti hoolikalt dimensioneerida väljundtrafo.

Endaergutusega toitegeneraatori suureks puuduseks on selle töörežiimi sõltuvus koormusest. Seepärast on suurema võimsusega pingemuunduris otstarbekas kasutada võõrergutusega generaatorit, mispuhul muunduri stabiilsus on tunduvalt suurem.

11. 12. PINGESTABILISAATOR

Pooljuhtaparatuuri toitmiseks kasutatakse laialdaselt pooljuhtseadistel töötavaid pingestabilisaatoreid. Enamik pooljuht-pingestabilisaatoreid on suhteliselt madala väljundpingega — alates mõnest voldist kuni mõnekümne voldini. Seevastu võib stabilisaatori väljundvool ulatuda mitme amprini. Pooljuhtstabilisaatorite peamisteks eelisteks elektronlampstabilisaatorite ees on suurem töökindlus ja kasutegur ning väiksem väljundtakistus.

Pingestabilisaatori ülesandeks on hoida püsivat pinget koormustakistuse klemmidel sõltumatult stabilisaatori sisendpinge ja koormustakistuse muutustest.
Pingestabilisaatorid jagunevad parameetrilisteks ja kompensatsioonstabilisaatoriteks. *Parameetrilises pingestabilisaatoris* põhjustab väljundpinge muutus mittelineaarse elemendi teatud parameetri (näiteks takistuse) muutumise niisuguses suunas, et pinge stabilisaatori väljundil jääb peaaegu endiseks. Parameetrilistes pingestabilisaatorites kasutatakse mittelineaarse elemendina näiteks tugidioode (vt. § 4. 1).

Kompensatsioonstabilisaatoris, mis kujutab endast tegelikult tagasisidestatud automaatreguleerimissüsteemi, esineb alati etalon- ehk tugipinge allikas, millega võrreldakse stabilisaatori väljundpinget. Tekkiv veapinge mõjutab reguleerivat transistori nii, et väljundpinge esialgne väärtus taastuks. Pingestabilisaatori omaduste parandamiseks võrdlusskeemist saadavat veapinget võimendatakse. Etalonpinge allikana kasutatakse tavaliselt parameetrilist stabilisaatorit tugidioodil. Stabilisaatori reguleeriv transistor võib koormustakistuse suhtes olla lülitatud kas järjestikku või paralleelselt. Allpool vaatleme järjestikuse reguleeriva transistoriga stabilisaatoreid, sest need on rohkem levinud.

11. 35. Pingestabilisaatori pinged ja voolud



Pingestabilisaatori tähtsamateks iseloomustussuurusteks on suhteline pingestabiliseerimistegur K_{st} ja väljundtakistus R_{valj} . Suhteline pingestabiliseerimistegur näitab, mitu korda on sisendpinge suhtelised muutused suuremad väljundpinge suhtelistest muutus test püsiva koormustakistuse korral (joon. 11. 35):

$$K_{st} = \frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}U_2} : \left. \frac{U_{1nom}}{U_{2nom}} \right|_{R_k = \mathrm{const}}.$$

Stabilisaatori väljundtakistus iseloomustab väljundpinge sõltuvust koormusvoolu muutustest püsival sisendpingel:

$$R_{v\ddot{a}lj} = -\frac{\mathrm{d}U_2}{\mathrm{d}I_2} \Big|_{U_1 = \mathrm{const}}$$

Miinusmärk arvestab seda, et koormusvoolu suurenemisel stabilisaatori väljundpinge väheneb.

Ideaalsel pingestabilisaatoril on $K_{st} = \infty$ ja $R_{välj} = 0$. Tegelikult on tugidioodidel töötavate parameetriliste stabilisaatorite $K_{st} =$ $= 50 \dots 200$ ja $R_{välj} = 10 \dots 20 \ \Omega$. Veapingevõimenditega kompensatsioonstabilisaatoritel on vastavad näitajad tunduvalt paremad — $K_{st} > 1000$ ja $R_{välj} \ll 1 \ \Omega$, kusjuures stabilisaatori väljundvool võib ulatuda mitme amprini.



11. 36. Lihtne pingestabilisaator tugidioodi toitega sisendpingelt

11. 37. Lihtsa pingestabilisaatori aseskeem pinge- ja voolumuutustele

Lihtsaima kompensatsioon-pingestabilisaatori skeem on toodud joonisel 11. 36. Oletame, et stabilisaatori väljundpinge U_2 suurenes sisendpinge või koormustakistuse R_k muutumise tõttu. Kuna etalonpinge U_0 on jääva suurusega, siis pinge U_2 suurenemise tõttu reguleeriva transistori emitter muutub baasi suhtes negatiivsemaks. Transistori takistus suureneb, pingelang temal samuti suureneb, mistõttu väljundpinge U_2 väheneb, saavutades esialgsele lähedase suuruse.

Lähemaks analüüsiks koostame stabilisaatori aseskeemi voolu- ja pingemuutuste jaoks (joon. 11. 37). Reguleeriv transistor on asendatud oma T-kujulise aseskeemiga ja takistus r_d on tugidioodi diferentsiaalne takistus. Võttes stabilisaatori sisendpinge muutuse $\Delta U_1 = 0$, saame aseskeemi abil tuletada väljundtakistuse valemi:

$$R_{valj} = r_e + (1 - \alpha_0) \left(r_b + \frac{r_d R}{r_d + R} \right).$$

Tavaliselt on $R \gg r_d$ ning

$$R_{valj} = r_e + (1 - a_0) (r_b + r_d).$$
 11. 19.

Pingestabiliseerimisteguri valemi leiame eeldusel, et koormustakistus on püsiva suurusega:

$$K_{st} \approx \frac{r_k}{r_b + r_d \left(1 + \frac{r_k}{R}\right)} \cdot \frac{R_k + R_{valj}}{R_k} \cdot \frac{U_2 \text{ nom}}{U_1 \text{ nom}}.$$

Enamasti on $R_k \gg R_{valj}$ ning K_{st} valem lihtsustub:

$$K_{st} \approx \frac{r_k}{r_b + r_d \left(1 + \frac{r_k}{R}\right)} \cdot \frac{U_2 \text{ nom}}{U_1 \text{ nom}}.$$
 11. 20.

Valemite 11. 19, 11. 20 põhjal võime järeldada, et stabilisaatori väljundtakistusele eeltakistus R märgatavat mõju ei avalda. Küll aga väheneb pingestabiliseerimistegur, sest eeltakistus R sildah transistori kollektorsiiret.

Vaatleme näiteks stabilisaatorit sisendpingega $U_{1nom} = 15$ V ja väljundpingega $U_{2 nom} = 10$ V, mis on arvestatud koormustakistuse nimiväärtusele $R_{k nom} = 50 \Omega$ (seega $I_{2 nom} = 200$ mA). Keskmise võimsusega reguleeriva transistori parameetrid on antud voolu juures järgmised: $r_k = 6$ k Ω , $r_b = 20 \Omega$, $r_e = 0,1 \Omega$ ja $\beta_0 = 32$ ($\alpha_0 = 0,97$). Tugipingeallika diferentsiaalne sisetakistus $r_d = 10 \Omega$. Arvutame valemite 11. 20, 11. 19 abil K_{st} ja $R_{välj}$ väärtused kahel juhul: $R = \infty$ ja R = 1 k Ω . Saame vastavalt $K_{st} = 133$, $K_{st} = 45$. Stabilisaatori väljundtakistus mõlemal juhul $R_{välj} = 1 \Omega$.

Pingestabiliseerimistegurit on võimalik suurendada, kui lülitada eeltakistus R mitte stabilisaatori sisendpingele, vaid stabiliseeritud lisapinge allikale E_L (joon. 11. 38). Sellise lülituse puhul osutub takistus R pingemuutuste suhtes ühendatuks paralleelselt tugipinge allika sisetakistusega r_d . Kuna tavaliselt $R \gg r_d$, siis vaadeldava lülituse K_{st} on praktiliselt võrdne pingestabiliseerimisteguriga $R = \infty$ puhul. Siinkohal tuleb märkida, et eeltakistust Rstabilisaatori väljundpingele ühendada ei saa, sest etalonpinge ja väljundpinge on peaaegu võrdsed ning takistusel R ei teki tugidioodi normaalseks tööks vajalik pingelang.



11. 38. Lihtne pingestabilisaator tugidioodi toitega stabiliseeritud lisapinge allikalt

11. 39. Veapingevõimendiga stabilisaatori üldistatud skeem

Vaadeldud pingestabilisaatorite väljundpinge on mittereguleeritav ja praktiliselt võrdne etalonpingega. Sellest puudusest on vabad veapingevõimendiga pingestabilisaatorid. Võimendi sissetoomine võimaldab samuti suurendada pingestabiliseerimistegurit ja vähendada väljundtakistust. Veapingevõimendiga pingestabilisaatori üldistatud skeem on kujutatud joonisel 11. 39. Lähem analüüs näitab, et stabilisaatori pingestabiliseerimistegur ja väljundtakistus avalduvad järgmiselt:

$$K_{st} \approx \frac{n \beta_{02} r_{k1}}{R_j + R_{sisv}} \cdot \frac{U_2 nom}{U_1 nom}$$
, 11. 21.

$$R_{valj} \approx \frac{1}{n} \cdot \frac{R_j + R_{sisv}}{1 + (1 + \beta_{01})\beta_{02}},$$
 11. 22.

kus $n = \frac{R_2}{R_1 + R_2}$,

$$R_i = R_1 || R_2 = nR_1.$$

Toodud valemitest võib välja lugeda, et $K_{st}\,$ suurendamiseks ja $R_{väli}\,$ vähendamiseks on vaja

1) valida tegur *n* ja veapingevõimendi transistori vooluvõimendustegur β_{02} võimalikult suured,

2) muuta võimendi summaarne sisendtakistus R_{sisv} ja pingejaguri ekvivalentne takistus R_j võimalikult väikesteks. Võimendi transistor on tavaliselt otseselt seotud etalonpinge allikaga (tugidioodiga) ning täidab ühtlasi ka võrdluselemendi ülesandeid. Tugidioodi võib lülitada kas transistori baasiahelasse (joon. 11. 40, *a*) või emitteriahelasse (joon. 11. 40, *b*). Võimendi summaarne sisendtakistus R_{sisv} , kui tugidiood on baasiahelas, avaldub järgmiselt:

$$R_{sisv} = r_d + r_{b2} + r_{e2}(1 + \beta_{02}).$$
 11. 23.

Emitteriahelasse lülitatud tugidioodi puhul

$$R_{sisv} = r_{b2} + (r_{e2} + r_d) (1 + \beta_{02}).$$

Näeme, et viimasel juhul kujuneb takistus R_{sisv} tunduvalt suuremaks, mistõttu väheneb K_{st} ja suureneb $R_{välj}$. Emitterlülituse eeliseks on aga see, et transistori T_2 kollektori ja emitteri vaheline pinge väheneb tunduvalt.

Pingejaguri R_1R_2 abil saab sujuvalt muuta stabilisaatori väljundpinget, mis avaldub järgmiselt:

$$U_2 = U_0 + \left(I_{B2} + \frac{U_0}{R_2} \right) R_1.$$

Tugidioodi võimalikke lülitusviise:
 a — transistori baasiahelasse; b — transistori emitteriahelasse



11. 24.



11. 41. Liittransistoriga pingestabilisaator

Et transistori T_2 baasivoolu muutused ei mõjutaks stabilisaatori väljundpinget, valitakse $\frac{U_0}{R_2} >\!\!> I_{B2}$, seega

$$U_2 \approx U_0 \left(1 + \frac{R_1}{R_2} \right) = \frac{U_0}{n}$$
. 11. 25.

Vaatame, milliseks kujunevad stabilisaatori K_{st} ja R_{valj} , kui on antud järgmised lähteandmed: $U_{1nom} = 15$ V, $U_0 = 8$ V, $\beta_{01} = 32$, $r_{k1} = 6$ k Ω , $\beta_{02} = 45$, $r_{b2} = 100$ Ω , $r_{e2} = 1$ Ω ($I_{E2} = 25$ mA), $r_d =$ = 10 Ω . Järgnevalt leiame valemeid 11. 21...11. 25 kasutades R_{sisv} , K_{st} ja R_{valj} suurused erinevate stabilisaatoriskeemide jaoks.

1. Stabilisaator tugidioodiga transistori T_2 emitteriahelas ja pingejaguriga, mille n = 0.8 ja $R_i = 200$ Ω:

$$R_{sisv} = 600 \ \Omega, \ K_{st} = 180, \ R_{väli} = 0,7 \ \Omega.$$

2. Stabilisaator tugidioodiga baasiahelas ja pingejaguriga, mille n = 0.8 ja $R_i = 200 \ \Omega$:

$$R_{sisv} = 160 \ \Omega, \ K_{st} = 400, \ R_{vali} = 0.3 \ \Omega.$$

3. Stabilisaator tugidioodiga baasiahelas, mis on lülitatud otse väljundpingele $(n = 1 \text{ ja } R_i = 0)$:

$$R_{sis v} = 160 \ \Omega, \ K_{st} = 900, \ R_{väli} = 0,11 \ \Omega.$$

401 26 Pooljuhtseadised ...

Nagu on näha ka eespool toodud joonistelt, on stabilisaatori väljundpinge U_2 kas otseselt võrdne pingete summaga $U_0 + U_{BE2}$ või siis võrdeline sellega. Seega on stabilisaatori väljundpinge sõltuvus temperatuurist määratud eelkõige pingete U_0 ja U_{BE2} temperatuuriteguritega. Nagu paragrahvist 4. 1 teada, on tugidioodi pinge temperatuuritegur positiivne, kui $U_0 > 5.5$ V ning suureneb dioodi voolu kasvamisel. Transistori emittersiirde pinge temperatuuritegur on negatiivne ja väheneb emitterivoolu tugevnemisel. Tegelikes lülitustes jääb tavaliselt ülekaalu positiivne temperatuuritegur, mistõttu stabilisaatori väljundpinge suureneb 2... 5 mV/deg. Tugipinge allika temperatuurisõltuvus väheneb, kui järjestikku tugidioodiga lülitada päripingestatud diood. Stabilisaatori väljundtakistus R_{vaij} väheneb temperatuuri tõustes ja pingestabiliseerimistegur K_{st} reeglina suureneb.

Joonisel 11. 41 on toodud üks pingestabilisaatori skeemivariantidest, kus reguleeriv transistor on kujundatud liittransistorina T_1T_2 . Veapingevõimendi transistori T_3 kollektoriahelat toidetakse stabiliseeritud pingega tugidioodilt D_1 . Takistus R_4 on ette nähtud lisavoolu andmiseks läbi tugidioodi D_1 , juhul kui $I_{E3} < I_{Dmin}$. Takistuse R_2 ülesandeks on suurendada transistori T_2 emitterivoolu ning seega parandada liittransistori alalisvoolurežiimi. Stabilisaatori väljundpinget saab muuta potentsiomeetri R_5 abil.

12. TEISI LEVINUMAID POOLJUHTSEADISEID

12. 1. VARISTOR

Varistoriks nimetatakse sümmeetrilise mittelineaarse pinge-voolukarakteristikuga pooljuhttakistit.

Pinge-voolukarakteristiku iseloomu järgi võib varistore liigitada kahte rühma:

1) varistorid, millel nii alalisvoolu- kui ka diferentsiaalne takistus pinge suurenemisel väheneb; nende diferentsiaalne takistus on karakteristiku kõigis punktides alalisvoolutakistusest väiksem (kõver 1 joonisel 12. 1);

2) varistorid, millel nii alalisvoolu- kui ka diferentsiaalne takistus pinge suurenemisel suureneb; nende diferentsiaalne takistus on karakteristiku kõigis punktides alalisvoolutakistusest suurem (kõver 2 joonisel 12. 1).

Tööpinge suuruse järgi eristatakse kõrgepinge- ja madalpingevaristore. Esimesed on kasutusel peamiselt liigpingekaitsmetena kõrgepingeseadmetes, teiste põhiliseks kasutusalaks on mitmesugused automaatika- ja raadioseadmed.

Nii alalisvoolu- kui ka diferentsiaalne takistus on pinge-voolukarakteristiku igas punktis erinev. Varistoride takistuse mittelineaarsust karakteristiku mingis punktis iseloomustab mittelineaarsustegur

$$\beta = \frac{R}{r_d},$$

kus R — alalisvoolutakistus;

 r_d — diferentsiaalne takistus.

Analüütiliselt on pinge-voolukarakteristik raskesti kirjeldatav. Tavaliselt aproksimeeritakse seda astmefunktsiooniga

$$I = BU^{\beta}$$
 või $U = AI^{\alpha}$,

12. 1.

kus A, B, α , β — konstandid.

12. 1. Varistori pinge-voolukarakteristikud



See juures $\beta = \frac{1}{\alpha}$ ning $B = A^{-\frac{1}{\alpha}} = A^{-\beta}$.

Kui varistori pinge-voolukarakteristiku mingi piirkonna jaoks on kehtivad valemid 12. 1, võib mittelineaarsusteguri leida avaldisest

$$\beta = \lg \frac{I_2}{I_1} / \lg \frac{U_2}{U_1},$$

kus U_1 , U_2 — pinged kahes vaadeldava karakteristiku punktis; I_1 , I_2 — pingetele U_1 , U_2 vastavad voolud.

Mittelineaarsusteguri β võib leida ka pinge-voolukarakteristiku graafikult. Punktis C (joon. 12. 1)

$$\beta = \frac{\overline{OA}}{\overline{AB}} \,.$$

Varistori takistus sõltub mõnevõrra ka temperatuurist. Takistus temperatuuril T on määratav valemiga

$$R=R_{\infty}\mathrm{e}^{\frac{m}{T}},$$

kus R_{∞} — takistus lõpmata kõrgel temperatuuril;

m — antud varistori eksemplari jaoks konstantne tegur.

Tihti iseloomustatakse takistuse temperatuurisõltuvust ta *takistuse temperatuuriteguriga*

$$a_R = \frac{1}{R} \cdot \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}T} \cdot 100 = -\frac{m}{T^2} \cdot 100 \ \%/\mathrm{deg}.$$

Varistoride puuduseks tuleb lugeda nende võrdlemisi suurt mahtuvust. See raskendab nende kasutamist vahelduvvoolu korral, sest voolu mahtuvuslik komponent vähendab varistori resulteerivat mittelineaarsust. Enamikul varistoritüüpidel avaldab mahtuvus tunduvat mõju sagedustel üle 5000 hertsi.





Kasutatava materjali ja struktuuri järgi võib madalpingevaristorid jagada kolme rühma:

1) ränikarbiid- (SiC-)varistorid, mis on kõige levinumad;

2) oksiidsetest pooljuhtmaterjalidest (näiteks MnCO₃ + PbO) valmistatud varistorid;

3) halogeenühendite (HgJ₂, CuBr₂ jt.) kiledest valmistatud nn. *kilevaristorid.*

Viimasel aial on hakatud valmistama ka tüüritavaid varistore. Tüürimine põhineb sellel, et varistori takistus sõltub resulteerivast elektrivälja tugevusest ja selle jaotusest varistoril. Kui kinnitada varistorile kolm või rohkem elektroodi, siis võib pingega ühtedel elektroodidel tüürida teiste elektroodide vahelist takistust. Joonisel 12. 2 on näidatud kolm erinevat elektroodide asetusviisi. Joonisel 12. 2, a on kaks välja teineteisega



 Ristuva väljaga tüüritava varistori karakteristikud paralleelsed, ühe ahela pinge mõjutab sel juhul teise ahela takistust vähe. Kui ristata elektroodid (joon. 12. 2, b), siis ahelate mõju teineteisele suureneb. Kõige tugevam vastastikune mõju saadakse ristuvate väljade korral (joon. 12. 2, c). Joonisel 12. 3 on toodud ristuva väljaga tüüritava varistori pinge-voolukarakteristikud, kusjuures parameetriks on tüürpinge U_2 .

Tabelis 12. 1 on esitatud mõningate tööstuslikult toodetavate ränikarbiidvaristoride parameetrid.

12. 1. Varistoride põhiparameetrid

Varistori tüüp	Nimi- pinge V	Nimivool mA	Mittelineaar- sustegur	Lubatav võimsus	kao- W
НПС-5-0,7-2,5	5	0.7	1,52,5	0.5	
НПС-5-3,0-2,0	5	3,0	1,52,0	0,5	
НПС-5-10-1.8	5	10,0	1,51,8	0,5	
НПС-20-2,0-3	20	2,0	23	0,75	
НПС-20-10.0-3	20	10,0	23	0.75	
НПС-50-0,15-3,6	50	0,15	2,03,6	0,75	
НПС-50-3.0-3,6	50	3,0	2.03,6	0,75	
НПС-50-15,0-3,6	50	15,0	2,03,6	0,75	

12. 2. TERMISTOR

Termistorid ehk *termotakistid* kujutavad endast pooljuhtmaterjalist valmistatud mittelineaarseid takisteid, mille takistus temperatuuri tõusmisel oluliselt väheneb.

Rida termistoride omadusi — suur temperatuuritundlikkus, väikesed gabariidid ning sellest tingitud väike soojusmahtuvus ja -inerts, parameetrite ajaline stabiilsus ja lihtne konstruktsioon on tinginud nende seadiste laialdase leviku automaatikas ning signalisatsiooni- ja mõõtetehnikas.

Termistori põhiliseks iseloomustussuuruseks on takistuse sõltuvus temperatuurist. Praktikas esinevate töötemperatuuride piirkonnas on termistori temperatuurisõltuvus küllaldase täpsusega väljendatav seosega:

$$R_T = R_\infty \ e^{\frac{B}{T}},$$

12. 2.

kus R_{∞} — materjali omadustest ja termistori gabariitidest sõltuv tegur (takistus lõpmata kõrgel temperatuuril);

- B pooljuhi füüsikalistest omadustest sõltuv tegur;
- T temperatuur °K.

Tegur *B* on kindla suurusega ainult ühe termistori eksemplari puhul, kusjuures hajuvus on tehnoloogiliste raskuste tõttu küllalt suur. Seega juhul, kui termistori kasutatakse mõõtetehnikas, tuleb *B* väärtus igal üksikul eksemplaril kindlaks määrata. Suure temperatuuritundlikkuse tõttu nõuab tema takistuse mõõtmine suurt hoolikust püsiva temperatuurirežiimi säilitamisel, sest termistoride takistus muutub 0,1%-lisel temperatuuri muutumisel 0,2......0.7%.

Teguri B määramiseks piisab takistuse mõõtmisest kahel temperatuuril T_1 ja T_2 . Teguri B arvväärtus arvutatakse avaldisest 12. 2 saadud valemiga

$$B = \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_{T1}}{R_{T2}}.$$

Termistori takistuse temperatuuriteguriks nimetatakse suurust

$$a_R = \frac{1}{R_T} \cdot \frac{\mathrm{d}R_T}{\mathrm{d}T} \cdot 100 = -\frac{B}{T^2} \cdot 100 \ \%/\mathrm{deg}.$$

Kui näiteks R_{20} on termistori takistus 20° C juures, $R_{19,5}$ — termistori takistus 19,5° C juures ja $R_{20,5}$ — takistus 20,5° C juures, siis

$$a_{R \, \mathbf{20}} = \frac{R_{T \mathbf{2}} - R_{T 1}}{R_{T} (T_2 - T_1)} \cdot 100 = \frac{R_{\mathbf{20}, 5} - R_{19, 5}}{R_{20} (20, 5 - 19, 5)} \cdot 100 \, \% \, / \text{deg.}$$

Takistuse temperatuuritegur 20° C juures a_{R20} on erinevatel termistoritüüpidel vahemikus —1...—8,4 %/deg. Temperatuuri tõusmisel a_R väheneb, mistõttu koos a_R väärtusega peab alati olema ära näidatud, millise temperatuuri juures see on määratud.



12. 4. Termistori pinge-voolukarakteristik

12. 5. Termistori pinge-voolukarakteristikud õhus ja bensiinis

Termistori pinge-voolukarakteristik on kujutatud joonisel 12. 4. Pinge tõstmisel vool termistoris tugevneb, mis kutsub esile temperatuuri tõusu. Viimane põhjustab takistuse vähenemise, mis omakorda kutsub esile voolu suurenemise. Kuni pingeni U_1 on protsess siiski püsiv. Alates pingest U_1 muutub soojuse eraldumine ja takistuse vähenemine niivõrd intensiivseks, et vool termistoris hakkab väga kiiresti kasvama, mis ei lakka isegi teataval pinge vähendamisel. Seega on karakteristik alates pingest U_1 langev ning sellele vastab negatiivne diferentsiaalne takistus.

Pinget U_1 ja voolu I_1 , mis vastab karakteristiku negatiivse takistusega piirkonna algusele, nimetatakse vastavalt kriitiliseks pingeks ja vooluks. Kriitiline pinge sõltub termistori soojusrežiimist. Kui soojusülekanne väliskeskkonda on küllalt intensiivne, võib kriitiline punkt karakteristikul puududa. Näiteks on joonisel 12. 5 toodud õhus (kõver 1) ja bensiinis (kõver 2) asuva termistori karakteristikud. Nagu näha, puudub bensiini puhul kriitiline punkt, s. t. negatiivse takistusega piirkonda ei esine.

Soojusvahetust termistori ja teda ümbritseva keskkonna vahel iseloomustatakse *hajumisteguriga H*. Hajumisteguri arvväärtus on võrdne termistoris hajuva võimsusega vattides, kui termistori ja keskkonna temperatuuride vahe on 1 deg (väljakujunenud režiimis).

Hajumisteguri *H* määramisel võib kasutada järgmist metoodikat:

1) pinge-voolukarakteristikul valitakse vabalt n punkti, mille kohta määratakse takistus $\left(R_i = \frac{U_i}{I_i}\right)$ ja kaovõimsus $P_i = I_i U_i$;

2) termistori takistuse temperatuurisõltuvuse graafikust leitakse valitud punktidele vastavad temperatuurid T_i ;

3) arvutatakse H arvväärtus valemiga

$$H = \frac{\sum_{i=1}^{n} P_i}{\sum_{i=1}^{n} (T_i - T_0)}$$
 W/deg,

kus T₀ — väliskeskkonna temperatuur.

Joonisel 12. 6, a on graafiliselt näidatud relee-efekti tekkimine aktiivtakistusega järjestikku ühendatud termistorile rakendatud pinge U muutmisel. Normaalselt on lülitus tööpunktis 1 (U_1 , I_1), mis asub karakteristiku tõusval osal, ja on seega püsiv. Pinge tõstmisel liigub tööpunkt lähemale punktile 2 (U_2 , I_2) ja jõudes viimaseni, läheb üle karakteristiku ebapüsivale osale. Juba väga väike pinge juurdekasv viib tööpunkti hüppeliselt punkti 3 (U_3 ,





 I_3). Vastavalt kasvab hüppeliselt ka vool — väärtuselt I_2 väärtuseni I_3 . Punkti 2 lähedases piirkonnas on lülitus väga tundlik — väike pingemuutus kutsub esile järsu voolu tugevnemise. Vooluastangu $\Delta I = I_3 - I_2$ suurus sõltub koormussirge kaldest, s. o. koormustakistusest R_k . Viimase suuruse võime leida karakteristikult punktide 2 ja 3 järgi (mis on valitud vastavalt soovitavale vooluastangule)

$$R_k = \left| \begin{array}{c} \frac{U_3 - U_2}{I_3 - I_2} \right|.$$

Relee-efekt võib ilmneda ka välistemperatuuri muutumisel (joon. 12. 6, b). Temperatuuridel T_1 ja T_2 on termistor püsivas režiimis (tööpunktid U_1 , I_1 ja U_2 , I_2). Temperatuuri kasvamisel väärtuseni T_3 läheb termistor ebapüsivasse tööpunkti U_3 , I_3 ja sellelt hüppeliselt üle tööpunkti U_4 , I_4 . Vool kasvab seejuures $\Delta I = I_4 - I_3$ võrra.

Sellist lülitust kasutatakse tihti temperatuurireguleerimise ja -signalisatsiooni seadmetes. Kuni temperatuurini T_3 , mida nimetatakse antud juhul lävitemperatuuriks, sõltub termistori vool temperatuurist vähe. Temperatuuri T_3 ületamisele reageerib lülitus järsult. Algolukord taastub, kui temperatuur langeb alla T_2 väärtuse.

Olemasolevate termistoride pinge-voolukarakteristikud ei rahulda alati projekteeritava lülituse tingimusi. Karakteristikute kuju saab muuta erineva karakteristikuga termistoride paralleelselt või järjestikku ühendamisega või lineaartakistuste juurdelülitamisega.

Joonistel 12. 7 ja 12. 8 on näidatud resulteeriva karakteristiku





 Termistori ja takisti järjestikühendus



Termistori ja takisti paralleelühendus

graafiline leidmine termistori ja lineaartakistuse järjestik- ja paralleelühenduse korral. Järjestikühenduse korral liidetakse resulteeriva graafiku saamiseks termistori ja takisti pingelangud kindlal voolul, paralleelühendusel aga voolud kindlal pingel. Kasutades mõlemaid võtteid, võime määrata ka keerukama lülituse karakteristiku.

Termistore sisaldavate vooluahelate siirdeprotsesside kirjeldamiseks tuleb kasutada dünaamilisi karakteristikuid. Nende konstrueerimine on aga mõningate vajalike tegurite määramise keerukuse tõttu küllalt tülikas. Seepärast piirdutakse tavaliselt termilise ajakonstandi käsitlusega. *Termistori ajakonstandiks* τ_T nimetatakse ajavahemikku, mille jooksul termistori üleviimisel 0° C temperatuuriga seisvast õhust 100° C temperatuuriga seisvasse õhku termistori temperatuur tõuseb 63° C-ni. τ_T avaldatakse sekundites ning see võrdub soojusmahtuvuse ja hajumisteguri jagatisega. Väga oluline on termistori ajaline stabiilsus, s. o. takistuse püsivus tööolukorras pikema aja vältel. Termistoride KMT-1 ja MMT-1 stabiilsuse kõverad on toodud joonisel 12. 9, millelt nähtub, et 100-tunnise töötamise järel takistus enam märgatavalt ei muutu. Vaadeldud termistorides on ainsaks soojenemise põhjustajaks termistoril eralduv kaovõimsus. Termistori temperatuur võib aga olla tüüritav ka spetsiaalse küttekeha abil. Taolisi termistore nimetatakse kaudse küttega termistorideks. Küttekeha võib olla asetatud termistori ümber või ka selle sisse. Küttekeha soojenemine avaldab termistorile sama mõju mis väliskeskkonna temperatuuri tõusmine. Kaudse küttega termistori pinge-voolukarakteristik sõltub küttevoolu tugevusest. Joonisel 12. 10 on antud karakteristikud mitme küttevoolu I_k väärtuse juures.

Konstruktsioonilt on termistorid väga mitmesugused (joon. 12. 11). Kasutusotstarbe järgi võib termistore liigitada järgmiselt.

1. Termistorid temperatuuri mõõtmise ja reguleerimise tarbeks. Selle grupi tüüpilisteks esindajateks on termistorid MMT-1, MMT-4, MMT-6, KMT-1, KMT-4, KMT-12 jm.

2. Termistorid elektriahelate termokompensatsiooniks. Termokompensatsioon on oluline laias temperatuurivahemikus töötavate elektrimõõteriistade töö stabiliseerimiseks. Võrreldes tavaliste manganiintakistitega on pooljuhttermokompensaatoriga varustatud takisti täpsus kümneid kordi suurem. Selle termistoride liigi esindajaiks on termistorid MMT-8, MMT-9, MMT-12, KMT-8, KMT-12 jm.



12. 9.

Termistori ajaline stabiilsus

12. 10.

 Kaudse-küttega termistori pinge-voolukarakteristikud püsival valiskeskkonna temperatuuril



 Termistoride konstruktsioone:
 1 — pooljuhtseibid, 2 — bituumen, 3 — kest, 4 — klaasisolaatorid, 5 — väljaviigud

12. 2. Termistoride põhiparameetrid

Termis- tori tüüp	Nimitakistuse diapasoon 20º C juures k <u>Q</u>	Takistuse temperatuuri- tegur 20° C juures %/deg	Ajakons- tant s	Maksi- maalne lubatav kaovõim sus 20° C juures W	Töötem- peratuur ° C
MMT-1	1220	-2.45.0	85	0.6	-60+125
MMT-4	1220	-2.45.0	115	0.7	-60+125
MMT-6	10100	üle —2,4	35	0.05	-60+120
KMT-1	221000	$-4,2\ldots -8,4$	85	1.0	-60+180
MMT-8	0,001 1,0	$-2,4\ldots -3,4$		0.6	-40+70
MMT-9	0,01 5,0	$-2,4\ldots -5,0$		0.6	-60+125
MMT-12	0,00471.0	-2,45,0			-60+120
KMT-8	0,1 10,0	-4,28,4		0.6	-40+70
KMT-12	0,1 10,0	-4,28,4			-60+120
KMT-10	1003300	-4,56		0.25	0+120
KMT-11	1003300	-4,56		0.25	$0 \dots + 120$
Т8Д	0,150	-15,8	0,52,5	0.015	
T9	0,125	-15,8	0.52,5	0,019	
ТШ-1	0,125	15,8	0,52,5	0,611	

3. Termistorid KMT-10 ja KMT-11, mida kasutatakse relee-efektil põhinevates temperatuurisignalisatsiooni seadmetes.

Tabelis 12. 2 on toodud mõningate termistoride põhiparameetrid. 4. Termistorid ülikõrgsagedusliku võimsuse mõõtmiseks Т8Д, Т8М, Т8С1М, ТШ-1 jm.

5. Termistorid pinge stabiliseerimiseks väikese võimsusega vooluahelates TII2/0,5, TII2/2 ja TII6/2.

6. Kaudse küttega termistorid TKII-20, TKII-50 ja TKII-300.

12. 3. FOTOTAKISTI

Fototakistiks nimetatakse pooljuhttakistit, mille takistus valgustamisel väheneb sisemise fotoefekti toimel.

Vool valgustatud fototakistis sõltub sellele langeva valguse intensiivsusest ja rakendatud pingest. Pimendatud olukorras voolab fototakistis jääkvool, mida nimetatakse *pimevooluks*. Valgustatud fototakisti voolu ja pimevoolu vahe on nn. *fotovool I_f*, mille suurus on üheks tähtsamaks fototakisti iseloomustussuuruseks. Peale fotovoolu suuruse iseloomustatakse fototakisteid tundlikkuse, eritundlikkuse, pinge-voolukarakteristiku, luks-amperkarakteristiku, spektraalkarakteristiku, ajakonstandi, tööpinge, valgustamata ja valgustatud fototakisti takistuste suhte ning takistuse temperatuuriteguriga.

Fototakisti *integraalseks tundlikkuseks k_f* nimetatakse fotovoolu suurust valgustamisel valgusvooga $\Phi = 1$ luumen:

$$k_f = \frac{I_f}{\Phi}$$
.

Valgusvoog Φ määratakse valemiga

 $\Phi = SL,$

kus S — valgustundliku kihi pind m²; L — valgustatus lx.

Fototakisti *integraalseks eritundlikkuseks* k_0 nimetatakse tundlikkust 1 V kohta:

$$k_0 = \frac{I_f}{\Phi U} \,.$$

Pinge-voolukarakteristik on peaaegu kõigil fototakistitel lineaarne. Joonisel 12. 12 on toodud fototakisti pinge-voolukarakteristikud, mis vastavad pimendatud olukorrale (I_p) ja valgusvoo kahele väärtusele Φ_1 ja Φ_2 $(I_1$ ja I_2).

Fototakisti luks-amperkarakteristik näitab fotovoolu sõltuvust val-





12. 12. Fototakisti pinge-voolukarakteristikud

12. 13. Fototakisti luks-amperkarakteristik

gustatusest konstantsel pingel (joon. 12. 13). Sõltuvus on enamasti mittelineaarne, sest suure valgustustiheduse korral tekib küllastus tingituna laengukandjate ea vähenemisest suure kontsentratsiooni juures.

Fototakisti *spektraalne tundlikkus* on tundlikkus kindlal lainepikkusel ning iseloomustab fototakisti omadusi sõltuvalt valguse lainepikkusest. Spektraalset tundlikkust väljendatakse harilikult *spektraalkarakteristikute* abil (joon. 12. 14).

Fototakisti inerts on määratud laengukandiate eaga pooliuhis. s. o. rekombineerumise kiirusega. Kui laengukandjate iga on pikk, toimub valgustamisel kontsentratsiooni pidev kasvamine ning fotojuhtivuse suurenemine. Et rekombineerumise kiirus kontsentratsiooni tõusuga suureneb, saabub lõpuks tasakaalu olukord rekombineerunud laengukandiate arv võrdub valguse mõjul tekkinud laengukandjate arvuga. Inerts määratakse ajaga, mis kulub valgustamise algusest kuni tasakaalu olukorra tekkimiseni. Valgustuse lõppemisel juhtivus väheneb koos laengukandjate kontsentratsiooni vähenemisega. Siit järeldub põhiline vastuolu fototakisti tundlikkuse ja inertsi vahel. Mida pikem on laengukandiate iga. seda rohkem neid võtab tasakaalu olukorras juhtivusprotsessist osa, seda suurem on tundlikkus, seda suurem on aga ka inerts. Inertsi iseloomustatakse ajakonstandiga r. Fototakisti ajakonstan*diks* τ nimetatakse ajavahemikku, mille jooksul pärast fototakisti valgustamise lõpetamist fotovool väheneb e korda.

Joonisel 12. 15 on näidatud fotovoolu siirdeprotsess impulssvalgustamisel (a) ja mitmesuguste fototakistite sageduskarakteristikud (b).

Fototakistite ajaline stabiilsus on üldiselt hea. Parameetrite muutumist võivad põhjustada vaid kõrge töötemperatuur ja liigne õhuniiskus, mida tuleb iototakistite ekspluateerimisel silmas pidada.

Kasutatava pooljuhtmaterjali järgi jagunevad meil toodetavad foto-

takistid mitmesse gruppi, milledest tähtsamad on pliisuliiid (PbS)-. kaadmiumsulfiid (CdS)- ja kaadmiumseleniid (CdSe)-fototakistid.

Pliisulfiid-fototakisti (Φ C-A0, Φ C-A1, Φ C-A4, Φ C-A6, Φ CA-Г1, Φ CA-Г2) kujutab endast klaasalusele kantud pooljuhtkihti (pliisulfiid), mis on varustatud kahel äärel asuvate väljaviikudega. Pliisulfiid-fototakistitele on iseloomulik tundlikkuse järsk suurenemine temperatuuri langemisel. Selle grupi fototakistid ei karda ülevalgustamist — isegi väga tugevate valgusvoogude toimel nende tundlikkus ei vähene.

Kaadmiumsulfiid-fototakisti meenutab oma ehituselt pliisulfiidfotatakisteid. Grupi tüüpilisteks esindajateks on fototakistid ΦC-K0, ΦC-K1, ΦC-K2, ΦC-K6, ΦCK-Γ1 ja ΦCK-Γ2.

Kaadmiumseleniid-fototakistite (näiteks Φ C-Д0, Φ C-Д1) iseärasuseks on nende suur tundlikkus, kuid ühtlasi ka suurem inerts. Konstruktsioonilt on nad sarnased pliisulfiid-fototakistitele.



Fototakistite spektraalkarakteristikud:
 1 — ΦC-K1; 2 — ΦC-Д1; 3 — ΦC-A1



12. 15. Fotovoolu siirdeprotsess impulssvalgustamisel (a) ja fototakistite sageduskarakteristikud (b)

Fototakisti	te pohipar	ameetrid						
Fototakisti tüüp	Valgus- tundlik pind cm ²	Pimetakistus 20° C juures kΩ	Eritund- likkus mA/lm . V	Maksimaal- sele spekt- raalsele tundlikku- sele vastav lainepikkus µm	Fotovoolu tempera- tuuritegur %/deg	Ajakonstant ms	Maksimaalne tööpinge V	Töötempera- tuur °C
фС <u>10</u>	0.3	40 400	0.5	21	15	< 0.04	40	$-60^{-}+60$
$\Phi C A 1$	0,3	40 400	0,5	2,1	-1.5	< 0.04	40	-60+60
ΦC-A6	1.15	50 300	0.5	2.1	-1.5	< 0.04	30	-60+60
ΦCA-Γ1	0.3	50400	0.5	2.1		< 0.04	40	-60+60
ФС-К0	0.3	>3300	1.2	0.52	0,2	$<\!40$	220	-60 + 80
ΦC-K1	0.3	>3300	1,2	0,64	-0.2	<40	220	-60+80
ФС-К6	1.15	>3300	1,2	0,64	0,2	$<\!40$	-220	-6080
ΦCK-Γ1	0,3	>3300	6	0,64	-0,2	$<\!40$	220	-60+80
ФС-Д0	0,3	>2000	13	0,75	-1,5	<50	200	
ФС-Д1	0.3	>2000	13	0,75	-1,5	$<\!50$	200	-60+40

Märkus. Alates 1964. a. toodetakse ΓΟCΙ 10675-63 alusel järgmisi fototakisteid: ΦCA-1, ΦCA-Γ1, ΦCA-Γ2, ΦCK-1, ΦCK-Γ1, ΦCД-Γ1 ja ΦCД-Γ1. Nimetatud fototakistid on oma parameetritelt lähedased tabelis toodud vanematele fototakistitüüpidele.

12. 3.



12. 16. Fototakistite tüüpilisi konstruktsioone

Iseloomulik on tundlikkuse vähenemine aja jooksul («väsimus»), mis esineb peamiselt töötamisel lubatust suurema kaovõimsusega.

Tabelis 12. 3 on toodud mõningate tüüpiliste fototakistite tehnilised andmed. Joonisel 12. 16 on näidatud mõningate fototakistite konstruktsioon ja mõõtmed.

Võrreldes fototakisteid fotodioodidega ja fototransistoridega tuleb märkida esimeste suuremat tööpinget ja fotovoolu, seega ka suuremat tüüritavat võimsust. See võimaldab fototakisteid tihti kasutada täiturmehhanismide (releede) tüürimisel otseselt, ilma vahepealse võimenduseta. Eriti suure fotovooluga on kaadmiumsulfiidfototakistid. Töökiiruselt aga jäävad fototakistid *p-n*-siirdega fotoseadistest kaugele maha, mistõttu kiiretoimelistes impulsslülitustes pole nad kasutatavad.

Eriti kohane on fototakisteid kasutada mitmesugustes tööstuse signalisatsiooniseadmetes. Hermeetilise konstruktsiooniga fototakisteid, näiteks Φ CA-Γ1, Φ CA-Γ2, Φ CK-Γ1 ja Φ CK-Γ2, võib kasutada ka vabas õhus.

417 27 Pooljuhtseadised ...

12. 4. HALLI ANDUR

Kuigi Halli efekt (vt. I ptk.) on tuntud juba kaua aega, oli kuni viimase ajani selle tehniline kasutamine piiratud, sest puudusid sobivad pooljuhtmaterjalid. Viimasel aastakümnel on aga hakatud Halli efektil põhinevaid seadiseid ulatuslikult kasutama magnetvälja tugevuse, voolu tugevuse ja võimsuse mõõtmisel, elektriliste signaalide moduleerimisel, demoduleerimisel, helisalvestusseadmetes ja matemaatilistes masinates.

Seadist, mis võmaldab saada tehniliselt kasutatava suurusega Halli elektromotoorjõudu, nimetatakse *Halli elemendiks*. Halli element koosneb kile- või plaadikujulisest Halli andurist ja magnetsüsteemist, mis tekitab Halli anduri toimimiseks vajaliku magnetvälja.

Halli andur asub tavaliselt magnetsüsteemi õhupilus; kui aga andurit kasutatakse magnetvälja tugevuse mõõtmisel, siis magnetsüsteemi vaja ei ole — väljaks on mõõdetav magnetväli.

Joonisel 12. 17 on näidatud plaadikujuline ehk kristalliline Halli andur. Elektroode 1 ja 2 kasutatakse andurist voolu läbijuhtimiseks, elektroodipaari 3—4 aga väljundpinge (või voolu) mõõtmiseks. Sisendelektroodid peavad tagama hea kontakti kogu plaad: laiuse ulatuses, sest vastasel korral jaotuks vool plaadis ebaühtlaselt. Väljundelektroodid (Halli elektroodid) aga peavad olema võimalikult väikesed.

Kileandurite eeliseks on see, et neid võib asetada väga kitsasse õhupilusse. Kileanduri paksus on määratud peamiselt alusmaterjali paksusega, sest kile paksus on tavaliselt umbes 1 μ m, aluse paksus aga moodustab 10...30 μ m. Tänu õhukesele kilele on kileandurite sisendtakistus kristalliliste omast 3...4 suurusjärku suurem. Kileanduri materjalina kasutatakse näiteks elavhõbeseleniidi ja elavhõbetelluriidi. Väga perspektiivseteks materjalideks on indiumantimoniid ja indiumarseniid.

Halli andureid iseloomustatakse järgmiste parameetritega.

1. Ülekandetegur

$$K = \frac{E_H}{U},$$

kus E_H — Halli emj. (vt. §1. 8); U — pinge anduri sisendil.

See tegur iseloomustab anduri efektiivsust laengukandjate liikuvuse, magnetvälja tugevuse ja anduri geomeetria kaudu. Viimane



12. 17. Halli andur

mõjutab ülekandetegurit tunduvalt (joon. 12. 18). Tavaliselt valitakse suhe l/b (vt. joon. 12. 17) piirides 2...3. Ülekandeteguri kasutamine on otstarbekas juhul, kui andurit toidetakse pingegeneraatorist.

2. Kui andurit toidetakse voolugeneraatorist, on E_H määramiseks sobivam kasutada valemit *Halli teguriga*:

$$E_H = R_H \frac{IB}{d},$$

kus R_H — Halli tegur (vt. valem . 1. 25);

I — vool anduris;

B — magnetvoo tihedus;

d — anduri paksus.



12. 18. Ülekandeteguri sõltuvus anduri kujust

n-pooljuhil on Halli tegur negatiivne, *p*-pooljuhil aga positiivne. Tuleb silmas pidada Halli teguri sõltuvust magnetvälja tugevusest ja temperatuurist.

3. Sisendtakistus R_{sis} (takistus kontaktide 1 ja 2 vahel) on arvutatav materjali eritakistuse ϱ ja geomeetriliste mõõtmete järgi:

$$R_{ss} = \varrho \frac{l}{bd} \, .$$

4. Väljundtakistuseks nimetatakse takistust kontaktide 3 ja 4 vahel. Väljundtakistuse suurus on arvutatav valemiga

$$R_{valj} = \varrho \, \frac{b}{ld} \, \varkappa,$$

kus κ — väljundelektroodide pikkust arvestav parandustegur (mida lühemad on kontaktid, seda suurem on κ).

Väljundtakistus on sõltuvalt anduri materjalist ja mõõtmetest 0,1...1 Ω (indiumarseniid) kuni 100...1000 Ω (germaanium).

Kui anduri väljundisse on ühendatud koormustakistus R_k , on vool I_H arvutatav valemiga:

$$I_H = \frac{U_H}{R_k} \,,$$

419 27*

kus
$$U_H = \frac{R_H}{d\left(1 + \frac{R_{valj}}{R_k}\right)} IB.$$

5. Halli anduri tundlikkuseks nimetatakse ühiktugevusega magnetväljas asuva ja ühikvooluga toidetava Halli anduri elektromotoorjõudu. Reaalse anduri tundlikkus sõltub materjalist, temperatuurist, magnetvoo tihedusest ja anduri mõõtmetest.

6. Energiakadu on Halli anduris üldiselt väike ja seepärast pakub rohkem huvi maksimaalne saadav võimsus etteantud lubatava kaovõimsuse juures. Kasulik võimsus

$$P_{koorm} = l_H^2 R_k = \frac{R_k}{(R_k + R_{valj})^2} E_H^2.$$

7. Kui Halli elektroodid on asetatud täpselt anduri ekvipotentsiaaljoonele, siis magnetvälja puudumisel on väljundpinge U'_H võrdne nulliga. Tegelikult kontaktide asetamine täpselt ekvipotentsiaaljoonele ei õnnestu, seega pinge U'_H on alati nullist erinev. Mitteekvipotentsiaalsuse teguriks nimetatakse suhet

$$k_{me} = \frac{U'_H}{U},$$

kus U - anduri sisendpinge.

Parameetri	Mõõt-	Parameetrite ar		
nimetus	ühik	Kristallilised ar	Kileandur	
		<i>n</i> -germaanium	<i>n</i> -indium- antimoniid	Elavhõbe- seleniid
Sisend- (väljund-) takistus	Ω	501000	0,1 1,0	5100
võimsus (õhus)	W/m^2	1000	1000	1000
Tundlikkus	$\mu V \cdot \frac{m}{A}$	0,62 0,75	0,62 0,75	0,12 0,25
Maksimaalne sisend- vool	A	0.015 0.050	0.31.0	0.03 0.14
Maksimaalne sisend- pinge Laengukandjate lii-	V	2,57,5	0,1 0,3	0,73,0
kuvus	Vs	0,20,3	3,0 5,0	0,1 0,2
tuuritegur	0/0/deg	0,20,5	0,5 1,5	0,050,1

12. 4. Halli andurite põhiparameetrid

Kristallilistes andurites on k_{me} tavaliselt alla 0,5%. Anduri ekvipotentsiaalsust saab parandada mitmesuguste kompenseerivate lülituste abil.

Kõige segavamaks nähtuseks anduri tasakaalustamisel on temperatuurist sõltuv ebastabiilsus, mis raskendab tõsiselt Halli andurite kasutamist suure täpsusega mõõteriistades. Temperatuuri mõju anduritele vähendatakse mitmesuguste kompensatsioonlülituste abil.

Halli andureid asetatakse kas mõõdetavasse või siis spetsiaalselt valmistatud püsi- või elektromagneti magnetvälja.

Olulisemad Halli andurite iseloomustussuurused on tabelis 12. 4.

LISAD

Lisa. 1. Füüsikalisi konstante

Valguse kiirus vaakuumis $c=2,99793\cdot 10^8 \mbox{ m/s}. \label{eq:constraint}$

Boltzmanni konstant $k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J/deg.}$

Plancki konstant $h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ Js.}$

Elektroni laeng

 $q = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C.

Elektroni mass

 $m = 9,108 \cdot 10^{-31}$ kg.

Elektriline konstant

$$\varepsilon_0 = \frac{10^7}{4\pi \cdot c^2} \approx \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} = 8,850 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

Magnetiline konstant

 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} = 1,257 \cdot 10^{-6}$ H/m.

Parameeter	Mõõt- ühik	Ge	Si	Se (heksagonaalne)	InSb	GaAs
Ruhm Mendelejevi tabelis	Barrest	IV	1V	VI		_
Järjenumber		32	14	34	_	
Aatommass		72,59	28,08	78,96		
Võrekonstant	cm	5,657 · 10-8	5,431 · 10-8	$4,34 \cdot 10^{-8}$	6,48 · 10-8	5,63 · 10-8
Aatomite arv 1 cm ³ -s	cm-3	4,42 · 1022	$4,99 \cdot 10^{22}$	$3,4 \cdot 10^{22}$	$1,4 \cdot 10^{22}$	$1,3 \cdot 10^{22}$
Tihedus +25° C juures	gcm-3	5,32	2,328	4,8	5,77	5,3
Sulamistemperatuur	°. C	937	1420	220	523	1240
Puhtpooljuhi eritakistus 300° K juures	Ωcm	47	$2 \cdot 10^{5}$		_	
Suhteline dielektriline läbitavus		16	12	6	16	11,1
Elektronide liikuvus 300° K juures	$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$	3800	1300 ·	_	80 000	5000
Aukude liikuvus 300° K juures	$\frac{cm^2}{Vs}$	1820	500	1	1250	400
Keelutsooni laius 300° K juures	eV	0,66	1.09	1.79	0.18	1.35

Lisa 2. Pooljuhtmaterjalide füüsikalis-keemilisi andmeid

Lisa 3. z-, y- ja h-parameetrite üleminekuvalemid

an-	Tuletatud süsteem						
üs- eem	z	y	h				
2		$y_{11} = \frac{z_{22}}{\Delta_z}$ $y_{12} = -\frac{z_{12}}{\Delta_z}$ $y_{21} = -\frac{z_{21}}{\Delta_z}$ $y_{22} = \frac{z_{11}}{\Delta_z}$ $\nabla_y = \frac{1}{\Delta_z}$	$h_{11} = \frac{\Delta_z}{z_{22}}$ $h_{12} = \frac{z_{12}}{z_{22}}$ $h_{21} = -\frac{z_{21}}{z_{22}}$ $h_{22} = \frac{1}{z_{22}}$ $\Delta_h = \frac{z_{11}}{z_{22}}$				
	$z_{11} = \frac{y_{22}}{\Delta_y}$		$h_{11} = \frac{1}{y_{11}}$				
	$z_{12} = -\frac{g_{12}}{\Delta_y}$	N	$h_{12} = -\frac{y_{12}}{y_{11}}$				
у	$z_{21} = -\frac{y_{21}}{\Delta_y}$	_	$h_{21} = \frac{y_{21}}{y_{11}}$				
	$z_{22} = \frac{y_{11}}{\Delta_y}$		$h_{22} = \frac{\Delta_y}{y_{11}}$				
	$\Delta_z = \frac{1}{\Delta_y}$		$\Delta_h = \frac{y_{22}}{y_{11}}$				
	$z_{11} = \frac{\Lambda_h}{h_{00}}$	$y_{11} = \frac{1}{h_{11}}$					
	$z_{12} = \frac{h_{12}}{h_{22}}$	$y_{12} = -\frac{h_{12}}{h_{11}}$					
h	$z_{21} = -\frac{h_{21}}{h_{22}}$	$y_{21} = \frac{h_{21}}{h_{11}}$					
	$z_{22} = \frac{1}{h_{22}}$	$y_{22} = \frac{\Delta_h}{h_{11}}$					
	$\Delta_z = \frac{h_{11}}{h}$	$\Delta_y = \frac{h_{22}}{h_{11}}$					

-	Uhise emitteriga lülitus	Uhise baasiga lülitus	Ühise kollektoriga lülitus
Z11	$r_e + r_b$	$r_e + r_b$	$r_b + r_k \approx r_k$
z_{12}	r _e	r _b	$r_k(1-\alpha)$
z_{21}	$r_e - \alpha r_k \approx - \alpha r_k$	$r_b + ar_k \approx ar_k$	r _k
z ₂₂	$r_e + r_k (1 - \alpha) \approx r_k (1 - \alpha)$	$r_b + r_k \approx r_k$	$r_e + r_k(1 - \alpha) \approx r_k(1 - \alpha)$
¥11 ⁻	$\begin{vmatrix} r_e + r_k (1 - \alpha) \\ r_e (r_k + r_b) + r_b r_k (1 - \alpha) \\ \approx \frac{1 - \alpha}{r_e + r_b (1 - \alpha)} \end{vmatrix}$	$\frac{r_b + r_k}{r_e(r_k + r_b) + r_b r_k (1 - a)} \approx \frac{1}{r_e + r_b (1 - a)}$	$\frac{\frac{r_e + r_k(1 - \alpha)}{r_e(r_k + r_b) + r_b r_k(1 - \alpha)} \approx}{\approx \frac{1 - \alpha}{r_e + r_b(1 - \alpha)}}$
¥12	$\frac{\frac{-r_e}{r_e(r_k+r_b)+r_br_k(1-\alpha)}}{\approx \frac{-r_e}{r_k[r_e+r_b(1-\alpha)]}} \approx$	$\frac{\frac{-r_b}{r_e(r_k + r_b) + r_b r_k(1 - \alpha)} \approx}{\approx \frac{-r_b}{r_k[r_e + r_b(1 - \alpha)]}}$	$\frac{-r_k(1-\alpha)}{r_e(r_k+r_b)+r_br_k(1-\alpha)} \approx \frac{-(1-\alpha)}{r_e+r_b(1-\alpha)}$
<i>Y</i> ₂₁	$\begin{vmatrix} & -(r_e - \alpha r_k) \\ \hline r_e(r_k + r_b) + r_b r_k(1 - \alpha) \\ &\approx \frac{\alpha}{r_e + r_b(1 - \alpha)} \end{vmatrix}$	$\frac{-(r_b + \alpha r_k)}{r_e (r_k + r_b) + r_b r_k (1 - \alpha)} \approx \frac{-\alpha}{r_e + r_b (1 - \alpha)}$	$\frac{-r_k}{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-a)} \approx \frac{-1}{r_e+r_b(1-a)}$
Y22	$\frac{\frac{r_e + r_b}{r_e(r_k + r_b) + r_b r_k(1 - a)} \approx}{\frac{r_e + r_b}{r_k [r_e + r_b(1 - a)]}} \approx$	$\frac{\frac{r_e + r_b}{r_e (r_k + r_b) + r_b r_k (1 - \alpha)} \approx}{\approx \frac{r_e + r_b}{r_k [r_e + r_b (1 - \alpha)]}}$	$\begin{vmatrix} \frac{r_b + r_k}{r_e (r_k + r_b) + r_b r_k (1 - \alpha)} \approx \\ \approx \frac{1}{r_e + r_b (1 - \alpha)} \end{vmatrix}$

Lisa 4. Seosed z-, y- ja h-parameetrite ning transistori T-kujulise aseskeemi parameetrite vahel

Lisa 4 (järg)

	Ühise emitteriga lülitus	Ühise baasiga lülitus	Ühise kollektoriga lülitus
h11	$\frac{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-\alpha)}{r_e+r_k(1-\alpha)} \approx$	$\frac{r_e(r_k+r_b)+r_br_k(1-a)}{r_b+r_k} \approx$	$\frac{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-\alpha)}{r_e+r_k(1-\alpha)} \approx$
	$\approx \frac{r_e}{1-\alpha} + r_b$	$\approx r_e + r_b (1 - \alpha)$	$\approx \frac{r_e}{1-\alpha} + r_b$
h ₁₂	$\frac{r_e}{r_e + r_k(1-\alpha)} \approx \frac{r_e}{r_k(1-\alpha)}$	$\frac{r_b}{r_b + r_k} \approx \frac{r_b}{r_k}$	$\frac{r_k(1-\alpha)}{r_e + r_k(1-\alpha)} \approx 1$
h ₂₁	$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \beta$	— a	$-\frac{1}{1-\alpha}=-(1+\beta)$
h ₂₂	$\frac{1}{r_e + r_k(1-\alpha)} \approx \frac{1}{r_k(1-\alpha)}$	$\frac{1}{r_b + r_k} \approx \frac{1}{r_k}$	$\frac{1}{r_e + r_k(1-\alpha)} \approx \frac{1}{r_k(1-\alpha)}$
g _{be}	$\frac{r_k(1-\alpha)}{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-\alpha)} \approx \frac{r_e + r_e + r_b}{r_e + r_b + r_b r_k(1-\alpha)}$	$\frac{1-\alpha}{r_b\left(1-\alpha\right)} = y_{11e}$	
g _{bk}	$\frac{r_e}{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-\alpha)} \approx \frac{r_k [r_k]}{r_k [r_k]}$	$\frac{r_e}{r_e + r_b(1-\alpha)]} = -y_{12e}$	
g _{he}	$\frac{r_b}{r_e(r_k+r_b)+r_br_k(1-\alpha)} \approx \frac{r_b}{r_k[\mu]}$	$\frac{r_b}{r_e + r_b(1-a)]} = -y_{12b}$	
S_0	$\frac{\alpha r_k}{r_e(r_k+r_b)+r_b r_k(1-\alpha)} \approx \frac{r_e}{r_e+r_b}$	$\frac{\alpha}{r_b \left(1-\alpha\right)} = y_{21e}$	

Märkus. Lisades 4, 5 ja 7 esinevate suuruste α ja β all mõistetakse madalsageduslikke suurusi α_0 ja β_0 .

CARTERING STAT. PROSP. (1.17-11-11)

	Ühise emitteriga lülitus	Ühise baasiga lülitus	Ühise kollektoriga lülitus
'n ₁₁	$\frac{h_{11b}}{1+h_{21b}-h_{12b}+\Delta_{hb}}\approx\frac{h_{11b}}{1-\alpha}$	$\frac{h_{11e}}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta_{he}} \approx \frac{h_{11e}}{1 + \beta}$	h _{11e}
h ₁₂	$\frac{\Delta_{hb} - h_{12b}}{1 + h_{21b} - h_{12b} + \Delta_{hb}} \approx \frac{\Delta_{hb} - h_{12b}}{1 - \alpha}$	$\frac{\Delta_{he} - h_{12e}}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Lambda_{he}} \approx \frac{\Delta_{he} - h_{12e}}{1 + \beta}$	$1 - h_{12e} \approx 1$
l ₂₁	$\frac{-(h_{21b}+\Delta_{hb})}{1+h_{21b}-h_{12b}+\Delta_{hb}}\approx\frac{\alpha}{1-\alpha}$	$\frac{-(h_{21e} + \Delta_{he})}{1 + h_{21e} - h_{12e} + \Delta_{he}} \approx \frac{-\beta}{1 + \beta}$	$-(1+\dot{n}_{21e}) = -(1+\beta)$
1 ₂₂	$\frac{h_{22b}}{1 + h_{21b} - h_{12b} + \Delta_{hb}} \approx \frac{h_{22b}}{1 - \alpha}$	$\frac{h_{22e}}{1+h_{21e}-h_{12e}+\Delta_{he}}\approx\frac{h_{22e}}{1+\beta}$	h _{22e}

Lisa 5. h-parameetrite üleminekuvalemid transistori erinevate lülitusviiside jaoks

Iseloo- mustus- suurused	Z-parameetrid	Y-parameetrid	H-parameetrid
K _u	$\frac{Z_{21}Z_k}{\Delta_Z + Z_{11}Z_k}$	$-\frac{Y_{21}}{Y_{22}+Y_k}$	$-\frac{H_{21}}{\Delta_H + H_{11}Y_k}$
K _e	$\frac{Z_{21}Z_k}{(Z_{11}+Z_g)(Z_{22}+Z_k)-Z_{12}Z_{21}}$	$\frac{-Y_{21}Y_g}{(Y_{11}+Y_g)(Y_{22}+Y_k)-Y_{12}Y_{21}}$	$\frac{-H_{21}}{(H_{11}+Z_g)(H_{22}+Y_k)-H_{12}H_{21_4}}$
K _i	$-\frac{Z_{21}}{Z_{22}+Z_k}$	$\frac{Y_{21}Y_k}{\Delta_Y + Y_{11}Y_k}$	$\frac{H_{21}Y_k}{H_{22} + Y_k}$
$Z_{sls};$ Y_{sis}	$Z_{sis} = Z_{11} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{22} - Z_k}$	$Y_{sis} = Y_{11} - \frac{Y_{12}Y_{21}}{Y_{22} + Y_k}$	$Z_{sls} = H_{11} - \frac{H_{12}H_{21}}{H_{22} + Y_k}$
$Z_{v \ddot{a} l j},$ $Y_{v \ddot{a} l j}$	$Z_{valj} = Z_{22} - \frac{Z_{12}Z_{21}}{Z_{11} + Z_g}$	$Y_{vall} = Y_{22} - \frac{Y_{12}Y_{21}}{Y_{11} + Y_g}$	$Y_{villj} = H_{22} - \frac{H_{12}H_{21}}{H_{11} + Z_g}$
R _{g opt} , G _{g opt}	$R_{g opt} = \sqrt{\frac{\Delta_z \tilde{z}_{11}}{z_{22}}}$	$G_{g \ opt} = \sqrt{rac{\Lambda_g \ y_{11}}{y_{22}}}$	$R_{g opt} = \sqrt{\frac{\Delta_h h_{11}}{h_{22}}}$
$\begin{array}{c} R_{k \ opt}, \\ G_{k \ opt} \end{array}$	$R_{k opt} = \sqrt{\frac{\Delta_z z_{22}}{z_{11}}}$	$G_{k \text{ opl}} = \sqrt{\frac{\Delta_y y_{22}}{y_{11}}}$	$G_{k opt} = \sqrt{\frac{\Delta_h h_{22}}{h_{11}}}$
K _{p max}	$\frac{z_{21}^2}{(\sqrt{\Delta_z} + \sqrt{z_{11}z_{22}})^2}$	$\frac{y_{21}^2}{(\sqrt{\Delta_y} - \sqrt{y_{11}y_{22}})^2}$	$\frac{h_{21}^2}{(\sqrt{\Delta_h} + \sqrt{h_{11}h_{22}})^2}$

Lisa 6. Valemid võimendusastme iseloomustussuuruste arvutamiseks Z-, Y- ja H-parameetrite järgi

And the second se

	Ühise emitteriga lülitus	Ühise baasiga lülitus	Ühise kollektoriga lülitus
K _u	$\begin{vmatrix} -(\alpha r_k - r_e) R_k \\ r_b [r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k] + r_e (r_k + R_k) \\ \approx \frac{-\alpha R_k}{r_e + r_b (1 - \alpha)} \end{vmatrix}$	$\frac{(r_b + \alpha r_k)R_k}{r_b(r_e + r_k(1 - \alpha) + R_k] + r_e(r_k + R_k)} \approx \frac{\alpha R_k}{r_e + r_b (1 - \alpha)}$	$\frac{r_k R_k}{r_b [r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k] + r_k (r_e + R_k)} \approx 1$
K _e	$\frac{-(ar_{k}-r_{e})R_{k}}{(r_{b}+R_{g})[r_{e}+r_{k}(1-a)+R_{k}]+} - aR_{k}}{-aR_{k}} \approx \frac{-aR_{k}}{r_{e}+(r_{b}+R_{g})(1-a)}$	$\frac{\frac{(r_b + ar_k)R_k}{r_b \left[r_e + r_k \left(1 - a\right) + R_k + R_g\right] + (r_e + aR_k)}}{\frac{R_g}{R_g \left(r_k + R_k\right)}} \approx \frac{aR_k}{r_e + R_g + r_b \left(1 - a\right)}$	$\frac{r_k R_k}{(r_b + R_g) [r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k] + \frac{r_k R_k}{(r_e + R_k)} \approx 1$
K _i	$\frac{\alpha r_k - r_e}{r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k} \approx \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \beta$	$\frac{-(r_b + ar_k)}{r_b + r_k + R_k} \approx -a$	$\frac{-r_k}{r_e + r_k(1-a) + R_k} \approx \frac{-1}{1-a} = -(1+\beta)$
R _{sis}	$r_b + \frac{r_e (r_k + R_k)}{r_e + r_k (1 - \alpha) + R_k} \approx .$ $\approx r_b + \frac{r_e}{1 - \alpha} = r_b + r_e (1 + \beta)$	$r_{c} + r_{b} \frac{r_{k} (1 - a) + R_{k}}{r_{b} + r_{k} + R_{k}} \approx$ $\approx r_{c} + r_{b} (1 - a)$	$r_{b} + \frac{r_{k}(r_{e} + R_{k})}{r_{e} + r_{k}(1 - a) + R_{k}} \approx \frac{R_{k}}{1 - a} = R_{k}(1 + \beta)$
R _{välj}	$\begin{vmatrix} r_k (1-\alpha) + r_e & \frac{r_b + \alpha r_k + R_g}{r_e + r_b + R_g} \approx \\ \approx r_k (1-\alpha) + r_e & \frac{\alpha r_k + R_g}{r_e + r_b + R_g} \end{vmatrix}$	$ \begin{vmatrix} r_k - r_b & \frac{ar_k - r_e - R_g}{r_e + r_b + R_g} \approx \\ \approx r_k & \frac{r_e + r_b (1 - a) + R_g}{r_e + r_b + R_g} \end{vmatrix} $	$\begin{vmatrix} r_{e} + r_{k} (1 - \alpha) & \frac{r_{b} + R_{g}}{r_{b} + r_{k} + R_{g}} \approx \\ \approx r_{e} + (r_{b} + R_{g}) (1 - \alpha) \end{vmatrix}$

Lisa 7. Valemid võimendusastme iseloomustussuuruste arvutamiseks transistori T-kujulise aseskeemi parameetrite järgi

Lisa 8. Pooljuhtseadiste markeerimine

Enne 1965. a. väljatöötatud pooljuhtseadiste markeering koosneb kahest või kolmest elemendist (ΓΟCT 5461-59).

Esimene element — täht, mis näitab pooljuhtseadise liiki: Д — diood, П — pindtransistor.

Teine element — arv, mis näitab seadise kasutusala.

Dioodid

Germaanium-punktdioodid							1100
Räni-punktdioodid							101 200
Räni-pinddioodid							201 300
Germaanium-pinddioodid							$301 \dots 400$
Ülikõrgsagedus-segustusdet	ekto	orid					$401 \dots 500$
Kordistusdioodid							501 600
Videodetektorid							601 700
Parameetrilised germaaniu	ımd	iood	id				701 749
Parameetrilised ränidioodid							750800
Tugidioodid (stabilitronid)					•.		801 900
Varikapid (mahtuvusdiood	id)						901 950
Tunneldioodid							951 1000
Alaldussambad							10011100

Transistorid

Väikese võimsusega madalsagedus-

germaaniumtransistorid	1100
Väikese võimsusega madalsagedus-ränitransistorid	$101 \dots 200$
Võimsad madalsagedus-germaaniumtransistorid	$201 \dots 300$
Võimsad madalsagedus-ränitransistorid	301 400
Väikese võimsusega kõrgsagedus-	
germaaniumtransistorid	401500
Väikese võimsusega kõrgsagedus-ränitransistorid .	501 600
Võimsad kõrgsagedus-germaaniumtransistorid	601 700
Võimsad kõrgsagedus-ränitransistorid	701 800

Kolmas element — täht, mis näitab seadise klassifikatsioonigruppi. Pooljuhtseadise tüübil, millel pole erinevaid klassifikatsioonigruppe, kolmas tähiseelement puudub.

Näiteid:

Д9В — germaanium-punktdiood, grupp B,

Д202 — räni-pinddiood,

П809 — tugidiood.

Π13 — väikese võimsusega madalsagedus-germaaniumtransistor,

Π403A - väikese võimsusega kõrgsagedus-germaaniumtransistor, grupp A.

Alates 1965. a. kehtib uus, täiuslikum pooljuhtseadiste markeerimise süsteem (FOCT 10862-64). Vastavalt sellele koosneb uute pooljuhtseadiste markeering viiest (stabilitronide puhul neljast) elemendist.

Esimene element — täht, mis näitab seadise lähtematerjali:

- Γ germaanium,
- K räni,
 - A galliumarseniid.

Teine element — täht, mis tähistab seadise liiki:

- T transistorid,
- Д dioodid.
- A ülikõrgsagedusdioodid, И tunneldioodid,
- H -- mittetüüritavad mitmekihilised lülitusseadised,
- B varikapid,
- Φ fotoseadised.
- Ц alaldussambad ja -blokid,
- C stabilitronid.

Kolmas element — number 1...9, mis tähistab seadiste klassi või otstarvet; neljas element — arv 01...99, mis tähistab väljatöötluse numbrit.

Transistorid¹

Väikese võimsusega ($P_{k \ lub} \leq 0,3$ W).		
madalsageduslikud ($\int_{\alpha} \leqslant 3 \text{ MHz}$)		101199
kesksageduslikud (3 MHz $< f_{\alpha} \leq$ 30 MHz)		201299
kõrgsageduslikud $(f_{lpha}>30{ m MHz})$		301 399
Keskmise võimsusega (0,3 W $<$ $P_{k\;lab}$ \leqslant 1,5 W),		
madalsageduslikud $(f_{\alpha} \leq 3 \text{ MHz})$		401 499
kesksageduslikud (3 MHz $< f_{\alpha} \leq 30$ MHz) .		501 599
kõrgsageduslikud (f $_{lpha}>$ 30 MHz)		601 699
Suure võimsusega ($P_{k \ lab} > 1,5 \ W$),		
madalsageduslikud $(f_a \leq 3 \text{ MHz})$		701799
kesksageduslikud (3 MHz $< f_{\alpha} \leq 30$ MHz).		801 899
kõrgsageduslikud ($f_{lpha}>$ 30 MHz)		901 999
Dioodid		
Alaldusdioodid.		
väikese võimsusega ($I_{lub} \leqslant 0,3$ A)		101 199
keskmise võimsusega $(0.3 \text{ A} < L < 10 \text{ A})$		901 900

	interest interest	~ ("lut	, ~ .	0,0		•				101 199
	keskmise võimsuse	ga (0	,3 A	< 1	lub	≤ 10	(A 0			201299
	suure võimsusega	(I_{lub})	- 10	A)						301 399
	Universaalsed dioodi	d.								401 499
	Impulssdioodid				÷ .					501599
likõr	gsagedusdiood	i d								
	Segustusdioodid .									101 199
	Videodetektorid					•				201299
	Modulaatordioodid .	1:1		-						301399
	L'ilituadia di d	did								401 499
	Kandiatua lia la l									501599
	Kordistusaloodid .		•	·	•					601 699

¹ Transistoride maksimaalne lubatav kaovõimsus on antud juhu jaoks, kui radiaatorit ei kasutata.

ĭ

Tunneldioodid Võimendusdioodid . . . 101 ... 199 Generaalordioodid 201 ... 239 Lülitusdioodid . 301 ... 399 Mittetüüritavad ja tüüritavad mitmekihilised lülitusseadised Väikese võimsusega $(I_{Inb} \leq 0,3 \text{ A})$ 101...199 Keskmise võimsusega $(0,3 \text{ A} < I_{lub} \leq 10 \text{ A})$. . 201. . 299 Suure võimsusega $(I_{lub} > 10 \text{ A})$ 301 . . . 399 Varikapid 101...199 Fotoseadised Fotodioodid 101...199 Fototransistorid 201...299 Alaldussambad ja -blokid Alaldussambad, keskmise võimsusega $(I_{lnb}>0,3\,\mathrm{A})$ 201 . . . 299 Alaldusblokid, väikese võimsusega $(I_{lnb} \leqslant 0,3 \text{ A})$ 301...399 keskmise võimsusega (0,3 A $< I_{lub} \leq 10$ A) . . . 401...499 suure võimsusega $(I_{lub} > 10 \text{ A})$ 501...599 Viies element — täht A... Я, mis näitab antud tüübi klassifikatsioonigruppi. Näiteid: KT5405 - keskmise võimsusega kesksageduslik ränitransistor, väljatöötluse number 40, grupp 5; КД215A — keskmise võimsusega räni-alaldusdiood, väljatöötluse number 15, grupp A. Stabilitronide markeering koosneb neljast elemendist. Esimene ja teine element on sama tähendusega, mis eespool. Kolmas element — arv, mis näitab seadise võimsust ja nimi-stabiliseerimispinget¹. Väikese võimsusega stabilitronid ($P_{k \mid ub} \leq 0,3 \text{ W}$) stabiliseerimispingega 0.1...9,9 V 101...199 . . . 10...99 V 210...299 . . .

¹ Stabilitronidel stabiliseerimispingega 100...199 V näidatakse nimi-stabiliseerimispinge kahe viimase numbriga.

. .

300 . . . 399

433

100...199 V . . .

28 Pooljuhtseadised . . .
Keskmise võimsusega stabilitronid $(0,3 \text{ W} < P_{k \text{ tub}} \leq 5 \text{ W})$ stabiliseerimispingega

0,19,9 V							401 499
1099 V .							510599
100199 V							600 699

Suure võimsusega stabilitronid ($P_{k \ lab} > 5 \ W$) stabiliseerimispingega

0,19,9 V							701 799
1099 V .							810 899
100199 V							900999

Neljas element — täht A...Я, mis tähistab väljatöötluse järjekorda. Näiteid:

KC168A — väikese võimsusega ränistabilitron nimi-stabiliseerimispin-gega 6,8 V, väljatöötlus A;
 KC600B — keskmise võimsusega ränistabilitron nimi-stabiliseerimispin-gega 100 V, väljatöötlus B.

Lisa 9. **Pooljuhtseadiste tingmärgid** (ΓΟCT 7624-62)

Pooliuhtdiood . . .

 Uhe siirdega transistor (kahe baasiga pooljuhtdiood)

 p-n-p-tüüpi punkt- ja pindtransistor

 n-p-n-tüüpi punkt- ja pindtransistor

 p-n-p-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-p-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-tüüpi pooljuhttetrood

 p-n-tüüpi transistor väljaviiguga *i*-kihist

. . . .

Tunneldiood . .

Tugidiood (stabilitron) .

Mahtuvusdiood (varikap) . . .





28*



KASUTATUD KIRJANDUS

Полупроводники в науке и технике. Сборник статей. Под ред. А. Ф. Иоффе. Изд-во АН СССР. Т. 1 1957, Т. 2 1958.

М. С. Соминский. Полупроводники. Физматгиз, 1961.

Р. Смит. Полупроводники. Изд-во иностр. литературы, 1962.

Полупроводники. Под ред. Н. Б. Хеннея. Изд-во иностранной литературы, 1962. Полупроводники и их применение в электротехнике. АН Латв. ССР. Труды института энергетики и электротехники, вып. XI. Изд-во АН Латв. ССР, Рига, 1961.

Я. А. Федотов. Основы физики полупроводниковых приборов. «Советское радно», 1963.

И. П. Степаненко. Основы теории траизисторов и траизисторных схем. Госэнергоиздат, 1963.

Дж. Н. Шайв. Физические свойства и конструкции полупроводниковых приборов. Госэнергоиздат, 1963.

Лоуи др. Основы полупроводниковой электроники. «Советское радио», 1958. Х. Франк, В. Шнейдар. Полупроводниковые приборы. Гос. изд-во техн. литературы, Прага, 1960.

Р. Д. Миддлбрук. Введение в теорию транзисторов. Атомиздат, 1960. Расчет и проектирование полупроводниковых приборов. Оборонгиз, 1963.

А. В. Красилов, А. Ф. Трутко. Методы расчета транзисторов. «Энергия», 1964.

А. А. Маслов. Электронные полупроводниковые приборы. Госэнергоиздат, 1960.

Я. А. Қацман. Полупроводниковые плоскостные маломощные триоды. Госэнергонздат, 1960.

Н. С. Спиридонов, В. И. Вертоградов. Дрейфовые транзисторы. «Советское радно», 1964.

С. Н. И вановидр. Физические основы работы полупроводниковых днодов. «Советское радно», 1965.

О применении емкости *p-n* перехода полупроводниковых приборов в радиотехнических схемах. Оборонгиз, 1962.

В. И. Самойленко. Особенности работы полупроводниковых диодов и триодов при больших напряжениях. Оборонгиз, 1959.

Г. А. Зеликман и др. Полупроводниковые кремниевые диоды и триоды. «Энергия», 1964.

Ю. Н. Тихонов. Технология изготовления германиевых и кремниевых диодов и трнодов. «Энергия», 1964.

К. А. Шульгин. Эквивалентные схемы и системы параметров полупроводниковых триодов. Госэнергоиздат, 1958. Н. С. Яковчук, В. Е. Челноков, М. П. Гейфман, Плоскостные транзисторы. Судпромгиз, 1961.

А. А. Колосов, Ю. И. Горбунов, Ю. Е. Наумов. Полупроводниковые тведрые схемы. «Советское радно», 1965.

Расчет транзисторных схем. Под. ред. Р. Ф. Ши. «Энергия», 1964.

С. М. Герасимов, И. Н. Мигулин, В. Н. Яковлев. Основы теории и расчета транзисторных схем. «Советское радио», 1963.

Я. Будинский. Усилители низкой частоты на транзисторах. Связьиздат, 1963.

Л. Я. Нагорный. Анализ и расчет усилительных схем. Гос. изд-во техн. литературы, Киев, 1963.

Теория и расчет основных радиотехнических схем на транзисторах. Связьиздат, 1963.

С. Шварц. Полупроводниковые схемы. Изд-во иностр. лит., 1962.

С. Я. Шац. Транзисторы в импульсной технике. Судпромгиз, 1963.

А. М. Тишенко и др. Расчет и проектирование импульсных устройств на транзисторах. «Советское радно», 1964.

Ю. И. Конев. Полупроводниковые триоды в автоматике. «Советское радно», 1960.

В. В. Штагер. Полупроводниковые приборы в импульсных и коммутационных схемах. Госэнергоиздат, 1963.

Б. Н. Кононов. Симметричные триггеры на плоскостных полупроводниковых триодах. Госэнергоиздат, 1960. И. Ф. Николаевский. Эксплуатационные параметры и особенности

применения транзисторов. Связьиздат, 1963.

В. В. Кобзев, В. Н. Шишмаков. Каскады радиоприемников на транзисторах. Госэнергоиздат, 1960.

Я. К. Трохименко. Радиоприемные устройства на транзисторах «Техника», 1964.

Р. А. Липман. Полупроводниковые реле. Госэнергоиздат, 1963.

О. А. Коссов. Усилители мощности на транзисторах в режиме переключений. «Энергия», 1964.

В. И. Анисимов, А. П. Голубев. Транзисторные модуляторы. «Энергия». 1964.

С. Д. Додик. Полупроводниковые стабилизаторы постоянного напряжения и тока. «Советское радио», 1962.

Транзисторы и полупроводниковые диоды. Под ред. И. Ф. Николаевского. Связьиздат, 1963.

Полупроводниковые приборы и их применение. Сборник под ред. Я. А. Федотова, вып. 1...12. «Советское радио», 1956...1964. В. В. Пасынков, Г. А. Савельев, Л. К. Чиркин. Нелинейные полу-

проводниковые сопротивления. Судпромгиз, 1962.

М. М. Некрасов. Микроминиатюризация и микроэлектроника на нелинейных сопротивлениях. «Советское радно», 1965.

И. Р. Дебро. Полупроводниковые термо- и фотосопротивления. ЦБТИ Тамбовского Совнархоза, 1961.

Н. И. Овчаренко. Гальваномагнитные явления в полупроводниках и их техническое использование. «Высшая школа», 1961.

В. Савенко. Применение эффекта Холла в технике связи. Связьиздат, 1963. K. Otto, H. Müller. Flächentransistoren. Fachbuchverlag, Leipzig, 1960.

H.-J. Fischer. Transistortechnik für den Funkamateur. Verlag Sport und Technik, 1962.

K.-H. Rumpf, M. Pulvers. Transistor-Elektronik. Verlag Technik, Berlin, 1964.

R. Paul. Transistoren. Verlag Technik, Berlin, 1964.

G. Mets. Juhtivuse teooria. Pooljuhid ja nende rakendusi. Tallinna Polütehniline Instituut, 1964.

KASUTATUD TÄHISEID

- A transistori staatiline vooluvõimendustegur ühise baasiga lülituses
- A₁ sama, transistori inversioonlülituse puhul
- A_N sama, transistori normaallülituse puhul
- B transistori staatiline vooluvõimendustegur ühise emitteriga lülituses .
- B₁ sama, transistori inversioonlülituse puhul
- B_N sama, transistori normaallülituse puhul
- b elektronide ja aukude liikuvuste suhe
- C mahtuvus
- $C_d p$ -n-siirde difusioonmahtuvus
- $C_t p$ -n-siirde tõkkekihi mahtuvus
- C_{e} emittersiirde mahtuvus

C_{ed}, C_{et} — emittersiirde difusioonmahtuvus ja tõkkekihi mahtuvus

 C_k — kollektorsiirde mahtuvus

 C_{kd}, C_{kt} — kollektorsiirde difusioonmahtuvus ja tõkkekihi mahtuvus

 $C_{k\bar{o}}$ — transistori väliste konstruktsioonielementide soojusmahtuvus

- C_{sk} transistori sisemiste konstruktsioonielementide soojusmahtuvus
- c valguse kiirus
- D_n elektronide difusioonitegur
- D_p aukude difusioonitegur
- E elektrivälja tugevus
- E_B baasi eelpinge
- E_G signaaliallika alalis-emj.

 E_H — Halli emj.

 E_{κ} — kollektori toitepinge

E_{btm} — baasi mahutakistuse termilise müra emj. keskmine efektiivväärtus

 E_g — signaaliallika vahelduv-emj.

E_{gtm} — signaaliallika sisetakistuse termilise müra emj.

F — mürategur

f - sagedus

 f_S — transistori tõusu piirsagedus

 f_T — transistori piirsagedus, mille juures $|\beta| = 1$

- f_{gen} maksimaalne genereerimissagedus, mille juures $K_p = 1$
- f_k võimendusastme kõrgem piirsagedus
- f_m võimendusastme madalam piirsagedus
- f_{max} elektronlülituse või .-seadme maksimaalne töösagedus
- $f(W), f(\phi)$ Fermi-Diraci funktsioon

 f_{α} — transistori α -piirsagedus

- f_{β} transistori β -piirsagedus
- g, G aktiivjuhtivus
- G_g signaaliallika aktiivne sisejuhtivus
- G_k aktiivne koormusjuhtivus
- H magnetvälja tugevus
- $H_{11}, H_{12}, H_{21}, H_{22}$ neliklemmi (komplekssed) H-parameetrid
- h₁₁, h₁₂, h₂₁, h₂₂ neliklemmi (madalsageduslikud) h-parameetrid
- h Plancki konstant
- I_{nd}, I_{pd} elektronide ja aukude difusioonvoolud
- *I_{nt}, <i>I_{pt}* elektronide ja aukude triivvoolud
- Io dioodi vastuvool
- $I_s p$ -n-siirde küllastusvool
- I_{lab} maksimaalne lubatav vool
- *I_{imp lub}* maksimaalne lubatav impulssvool
- I_B , I_E , I_K baasi-, emitteri- ja kollektorivoolu alaliskomponendid
- I_{En}, I_{Ep} emitteri alalisvoolu elektron- ja aukvoolu komponendid
- IFO emittersiirde vastuvool

I_{Ka} — transistori algvool

- *I_{Kn}*, *I_{Kp}* kollektori alalisvoolu elektron- ja aukvoolu komponendid
- I_{KS} , I_{BS} kollektori- ja baasivool küllastus- ja aktiivrežiimi piiril

IK0 - kollektorsiirde vastuvool

- IKO transistori läbivvool
- $I_{K0}^{(l)}$ kollektorsiirde vastuvoolu lekkekomponent
- $I_{K0}^{(t)}$ kollektorsiirde vastuvoolu termiline komponent

- I_b, I_e, I_k baasi-, emitteri- ja kolvahelduvkomponendi lektorivoolu efektiivväärtus
- Iehm , Ikhm emitter- ja kollektorsiirde haavelmüravoolud
- Ien, Iep emitteri vahelduvvoolu elektron- ja aukvoolu komponendid I_{epm}, I_{kpm} — emitteri ja kollektori
- pooljuhtmüravoolud
- I ihm emitterivoolu jagunemisest tingitud haavelmüravool
- i B, iF, iK- mitteharmoonilise baasi-, emitteri- ja kollektorivoolu hetkväärtus
- ib, ie, ik harmoonilise baasi-, emitteri- ja kollektorivoolu hetkväärtus i — voolutihedus
- j imaginaarühik (j = V 1)
- K_I transistorlüliti vooluvõimendustegur
- Kp transistorlüliti võimsusvõimendustegur

Ke - võimendusastme pingevõimendustegur signaaliallika emj. suhtes

- K_i võimendusastme vooluvõimendustegur
- K_p võimendusastme võimsusvõimendustegur
- K_{st} pingestabilisaatori stabiliseerimistegur
- K_u võimendusastme pingevõimendustegur
- k Boltzmanni konstant
- k_f fotoseadise integraalne tundlikkus
- L induktiivsus
- L_n, L_p elektronide ja aukude keskmine difusioonipikkus
- $l_s p$ -n-siirde laius
- M põrkeionisatsiooni tegur
- M_k lineaarmoonutuste tegur kõrgetel sagedustel
- M_m lineaarmoonutuste tegur madalatel sagedustel
- m elektroni mass
- N signaali ja müra suhe
- N_a aktseptorlisandi kontsentratsioon
- N_d doonorlisandi kontsentratsioon
- n elektronide kontsentratsioon n_i — elektronide kontsentratsioon puhtpooljuhis

- P võimsus
- Pm müravõimsus
- P_k kaovõimsus
- P_{k lub} maksimaalne lubatav kaovõimsus
- Pkoorm koormuses eralduv võim-SUS
- P_s signaalivõimsus
- p aukude kontsentratsioon
- p_i aukude kontsentratsioon puhtpooljuhis
- Q laeng
- Q_1 lisalaeng
- Q_s piirlaeng
- q elektroni laeng
- R_H Halli tegur
- R_{σ} signaaliallika sisetakistus
- R_k koormustakistus; kollektortakistus
- R. transistori küllastustakistus
- R_{sis} sisendtakistus
- R_{väli} väljundtakistus
- r kaugus; raadius
- r_b baasi takistus
- r'_b , r'_e , r'_k vastavalt baasi, emitteri ja kollektori mahutakistus
- r''_{h} baasi difusioontakistus
- r_{ed} emittersiirde diferentsiaalne takistus
- r_e ekvivalentne emittersiirde takistus
- r_k kollektorsiirde diferentsiaalne takistus
- r_d dioodi diferentsiaalne takistus
- S pindala, ristlõike pindala S_0 transistori tõus madalatel sagedustel
- S_i, S_u, S_B ebastabiilsustegurid
- s küllastustegur
- T absoluutne temperatuur ⁰K
- T võnkumiste periood
- t aeg
- t_D vähemus-laengukandjate keskmine difusioonikestus läbi baasi
- t_{ρ} ekstraktsioonikestus
- tri impulsi esifrondi kestus
- t_{f2} impulsi tagafrondi kestus
- t; impulsi kestus

- U_{B0} lõikepinge, s. o. emittersiirde pinge, mille juures $I_F = 0$
- U_{BES}, U_{KES} baasi ja emitteri ning kollektori ja emitteri vaheline pinge küllastus- ja aktiivrežiimi piiril
- U_{EB}, U_{eb} emittersiirde alalis- ja vahelduvpinge komponendid
- U_{KB}, U_{kb} kollektorsiirde alalis- ja vahelduvpinge komponendid

U_M - p-n-siirde laviinläbilöögi pinge

- U_{α} ühise emitteriga lülituse laviinläbilöögi pinge, s.o. pinge, mille juures resulteeriv vooluvõimendustegur $MA_N = 1$
- υ kiirus W energia
- w baasi paksus; mähise keerdude arv
- W_k, W_p kineetiline ja potentsiaalne energia
- ∆W keelutsooni laius
- ΔW_a , ΔW_d aktseptor- ja doonorlisandi ioniseerimisenergia
- Y_g signaaliallika kompleksne sisejuhtivus
- Y_k kompleksne koormusjuhtivus
- $Y_{11}, Y_{12}, Y_{21}, Y_{22}$ neliklemmi (komplekssed) Y-parameetrid
- $y_{11}, y_{12}, y_{21}, y_{22} -$ neliklemmi (madalsageduslikud) y-parameetrid
- Z_g signaaliallika kompleksne sisetakistus
- Z_k kompleksne koormustakistus
- $Z_{11}, Z_{12}, Z_{21}, Z_{22}$ neliklemmi (komplekssed) Z-parameetrid
- z₁₁, z₁₂, z₂₁, z₂₂ neliklemmi (madal-sageduslikud) z-parameetrid
- α transistori diferentsiaalne vooluvõimendustegur ühise baasiga lülituses vahelduvvoolule lühistatud väljundi puhul

 $\alpha_0 - \alpha$ madalsageduslik väärtus

 α_I — transistori inversioonlülituse α

- α_N transistori normaallülituse α
- β transistori diferentsiaalne vooluvõimendustegur ühise emitteriga lülituses vahelduvvoolule lühistatud väljundi puhul

 $\beta_0 - \beta$ madalsageduslik väärtus

- y injektsioonitegur, emitteri efektiivsus
- y täitetegur
- δ injektsioonitase
- ε suhteline dielektriline läbitavus
- ε₀ -- elektriline konstant
- η kasutegur
- ⊕ temperatuur °C
- ×0 × madalsageduslik väärtus
- λ lainepikkus
- µ suhteline magnetiline läbitavus
- µ0 magnetiline konstant
- 12ek transistori pingetagasisidestustegur
- μ_n, μ_p elektronide ja aukude liikuvus
- v kollektori efektiivsus
- o aine eritakistus
- Q_i puhtpooljuhi eritakistus
- $Q_n, Q_p n$ ja p-pooljuhi eritakistus
- σ aine erijuhtivus
- τ ajakonstant
- τ_{ef} vähemus-laengukandjate efektiivne iga, mis on määratud üheaegselt nii ruum- kui pindrekombinatsiooniga
- τ_n, τ_p elektronide ja aukude keskr mine iga vastavalt n- ja p-pooljuhis
- τ_s vähemus-laengukandjate keskmine iga, mis on määratud pindrekombinatsiooniga
- τ_s vähemus-laengukandjate iga küllastunud transistori baasis
- $\tau_{\alpha}, \tau_{\beta}$ vooluvõimendustegurite α ja β ajakonstandid
- Φ magnetvoog; valgusvoog
- φ potentsiaal, faasinurk
- φ_F Fermi potentsiaal
- φ_T temperatuuripotentsiaal
- $\Delta \varphi_0$ kontaktpotentsiaal
- ω nurksagedus

AINEREGISTER

aktiivrežiim 176 aktseptor 29 aktseptornivoo 29 alkatron 336 antitõkkekiht 69 auk 27 aukjuhtivus 29 aukpooljuht 29 a-piirsagedus 243

baas 61, 129, 131 baasi difusioontakistus 154 baasi mahutakistus 153 baasipaksuse modulatsioon 150 baasitakistuse modulatsioon 84 baasi ülekandetegur 143 blokeergeneraator 384 β-piirsagedus 244

dielektrik 24 diferentsiaalne takistus 80 difusioonipikkus 46 difusioonivõrrand 140 difusioonmahtuvus 71 difusioonmahtuvus 71 difusioontransistor 133 difundeeritud diood 77 difundeeritud transistor 324, 326 dinistor 346 dioodi algvool 89 dislokatsioon 26 doonor 29 doonornivoo 29

Early efekt 150 Early tegur 152 ebastabiilsustegurid 231 Ebers-Molli valemid 164 efektiivne baasipaksus 135 efektiivne mass 32 Einsteini valem 42 eksklusioon 48 ekstraktsioon 47 ekstraktsioonikestus 284 ekstsiton 51 elektrokeemiline transistor 312 elektron-auk-paar 27 elektronjuhtivus 29 elektronkate 16 elektronpooljuht 29 emitter 47, 129, 131 emitteri efektiivsus 142 emitterjärgija 215, 228 emittersidestusega triger 371 emittersiirde mahtuvus 148

emittersiirde takistus 148 emittersiire 132 · enamus-laengukandja 31 energianivoo 18 energiaolek 18 energiatsoon 20 epitaksiaaldiood 77 epitaksiaalkile 329 epitaksiaal-mesadiood 77 epitaksiaal-mesatransistor 329 epitaksiaal-planaardiood 78 epitaksiaal-planaartransistor 332 Fermi-Diraci funktsioon 32 Fermi nivoo 33 foonon 38 footon 38 fotodiood 123 fotojuhtivus 51 fototakisti 413 fototransistor 341 fotovool 123, 413 Giacoletto aseskeem 250 haavelmüra 259 Halli andur 418 Halli efekt 51 Halli tegur 52 homogeenmüra 257 homogeenne pooljuht 54 homöopolaarne side 25 H-parameetrid 197, 202 hübriidparameetrid 197 impulssdiood 116 injektsioon 47 injektsioonitase 84 injektsioonitegur 47, 143 integraalne tundlikkus 124, 413 inversioonkiht 69 inversioonlülitus 148 ioonside 24 *i*-pooljuht 30 isoleeraine 24 isoleeritud paisuga kanaltransistor 337 juht 24 juhtivusparameetrid 197 juhtivustsoon 21 juhtivustüüp 30 järjestik-pingetagasisidestus 218, 222 järjestik-voolutagasisidestus 218, 219 järsk p-n-siire 59 kahe baasiga diood 344

kahekordne difundeerimine 324

kahekordselt difundeeritud transistor 326 kanal 332, 334 kanaltransistor 332 kasvatatud transistor 132, 317 kaudse küttega termistor 411 keelutsoon 21 keskmine difusioonikestus 149, 238 kiletransistor 337 kilevaristor 405 kollektor 47, 129, 131 kollektori efektiivsus 144 kollektorsiirde mahtuvus 151 kollektorsiirde takistus 150 kollektorsiirde vastuvool 137, 181 kollektorsiire 132 kompensatsioon-pingestabilisaator 397 komplementaartransistor 226 kontaktpotentsiaal 59 kovalentne side 25 kristalliline aine 15 kristallivõre 15 kristallivõre rakk 15 kvant 18 kvantarvud 19 küllastusrežiim 176, 184 küllastustakistus 188 küllastustegur 185, 280 küllastusvool 63 laengukandja 30 laengukandja iga 46 laengukandjate kontsentratsioon 32 laengumeetod 278 laviinläbilöök 67, 87, 107 laviintransistor 191 lekkevool 83 liikuvus 31, 38, 41 liittransistor 226, 294 lisalaeng 280 lisandjuhtivus 30 loogiline element 389 lubatud energianivoo 18 lõikepinge 179 läbilöögirežiim 176, 188 läte 334 lävitundlikkus 124 maksimaalne genereerimissagedus 246 mandunud pooljuht 34 mesadiood 77 mesastruktuur 77, 328 mesatransistor 328 mikrosulandatud diood 117 mikrosulandatud transistor 323 mittehomogeenne pooljuht 54 mittesümmeetriline p-n-siire 61 monokristall 16

MOP-transistor 338 multivibraator 376 mürategur 119, 257, 260 müratemperatuur 119 neliklemm 194 neljakihilised lülitusseadised 345 neutraliseerimisahel 254 normaallülitus 147 n-pooljuht 29 omajuhtivus 30, 41 oomiline kontakt 70 osaliselt täidetud tsoon 20 pais 334 paralleel-pingetagasisidestus 218, 221 paralleel-voolutagasisidestus 218, 224 parameetriline diood 121 parameetriline pingestabilisaator 397 Pauli keeluprintsiip 19 peakvantarv 18 pidurdatud multivibraator 381 piirlaeng 279 pimevool 123, 413 pindbarjäärtransistor 321 pinddiood 76 pindenergianivoo 69 pindrekombinatsioon 45 pindtetrood 318 pindtransistor 131 pingemuundur 393 pingetagasisidestustegur 152 planaardiood 77 planaartransistor 330 p-n-i-p-tüüpi transistor 325 p-n-siirde laius 59 p-n-siire 58 p-n-siiretega kanaltransistor 333 polükristalliline aine 16 pooljuht 24 pooljuhtdiood 74 pooljuhtmüra 259 potentsiaalitõke 59 p-pooljuht 29 puhtpooljuht 30 punktdiood 75 punkttransistor 129 põrkeionisatsioon 67 pärivool 67 püünis 45 püünisnivoo 45 II-kujuline aseskeem 201, 246 RC-generaator 363 RC-sidestuses võimendusaste 351 rekombinatsioon 27

rekombinatsioonvool 82

rekombineerumistsenter 45

monovibraator 381

relaksatsioonikestus 42 ruumlaeng 55, 58 ruumrekombinatsioon 45 ränistabilitron 107

Schmitti triger 371 segustusdiood 119 sekundaarne läbilöök 191 seleenventiil 74 signaali ja müra suhe 258 soojustakistus 307 spektraalkarakteristik 414 spektraalne tundlikkus 125, 414 spinn 19 spiraaldislokatsioon 26 stabilitron 107 S-transistor 344 suiuv p-n-siire 59 sulandatud-difundeeritud transistor 327 sulandatud diood 77 sulandatud transistor 132, 319 sulgerežiim 176, 178 suue 334 sümmeetriline p-n-siire 61 sümmeetriline triger 365

Zeneri läbilöök 67 Z-parameetrid 196, 197

takistusparameetrid 196 temperatuuripotentsiaal 33 termiline läbilöök 67, 89 termiline müra 257 termistor 406 termistorahela relee-efekt 408 termogeneratsioonvool 82 termotakisti 406 tesnetron 335 T-kujuline aseskeem 155 trafosidestuses võimendusaste 357 transistor 129 transistori algvool 179 transistori jääkparameetrid 297 transistori jääkpinged 185 transistori läbivvool 147 transistori mürategur 260 transistori siirdekarakteristik 239

transistori vooluvõimendustegurid 145. 146 transistorlüliti 266 triger 365 triivtransistor 133 · triivvool 31 tugidiood 107 tunneldiood 111 tunnelläbilöök 67, 87, 108 tōkkekihi mahtuvus 72 tõus 201 tõusu piirsagedus 245 täidetud tsoon 21 täielik sulgerežiim 179 türistor 349 tüüritav varistor 405 unipolaartransistor 333 univibraator 381 vaba tsoon 21 vaegkiht 58 valentstsoon 21 valge müra 257 varikap 121 varistor 403 vaskoksiidventiil 10, 74 vastastaktlülitus 361 vastuvool 67 videodetektor 120 võimendusastme iseloomustussuurused 209 võimendusastme neutraliseerimine 254 võimsusvõimendusaste 359 vähemus-laengukandja 31

väljaefekt 68 väljatransistor 333

äärdislokatsioon 26

ühe siirdega transistor 344 ühise baasiga lülitus 155, 168, 214 ühise emitteriga lülitus 155, 170, 211 ühise kollektoriga lülitus 155, 215

Y-parameetrid 197, 200

Харри Йоосепович Тани, Энн Эвалдович Велмре. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ. На эстонском языке. Издательство «Валгус». Таллин, Пярнуское шоссе, 10.

1'

Toimetaja L. Abo. Kunstiline toimetaja R. Tungla. Tehniline toimetaja O. Mullari. Korrektorid A. Toomaspoeg ja H. Kessel. Laduda antud 31. V 1966, Trükkida antud 31. III 1967. Paber 60 \times 90/16. Trükipaber nr. 2 — Kohila Paberivabrik. Trükipoognaid 27,75. Arvestuspoognaid 25,05. Trükiarv 4000. MB-01760. Tell. nr. 7150. Trükikoda «Kommunist», Tallinn, Pikk tn. 2. Hind 1 rbl. 68 kop.

	the second se	Contraction of the second s	and the second
Lk.	Rida	On trükitud	Peab olema
4	11. alt	IX peatüki	XI peatüki
6	16. ülalt	Ühise	Transistori •
61	9. ülalt	N _A	Na
61	11. ülalt	N _D	N_d
71	14. ülalt	<i>p</i> _n	<i>P</i> _{<i>n</i>0}
94, 95	6. ja 7. ülalt	<i>I</i> ₀ •	I_s
115	7. ülalt	E	U
122	8. ülalt	$C = C_0 + \Delta C$	$C = C_0 \pm \Delta C$
122	12. ülalt	$\frac{C_0}{\Delta C}$	$\frac{\Delta C}{C_0}$
125	Tabelis 4-5	ФDK-1	ФДК-1
137	16. alt	$p_{b0} \ll n_{k0}$	$p_{b0} \gg n_{k0}$
144	1. ülalt	$\varkappa_0 = \varkappa \mid_{\omega} = 0$	$\varkappa_0 = \varkappa \mid_{\omega} = 0$
152	1. ja 17. ülalt	N _D	N _d
200	12. ülalt	z _{2b} .	z_{21b}
227	3. ülalt	I_{E2}	I_{E1}
259	19. ülalt	E_{tb}^2	E_{btm}^2
271	8. alt	U _{Be vaj}	U _{BE vaj}
300	2. ja 3. alt	mV/deg	$\mu V/deg$
323	5. alt	$N_d > N$	$N_d > N_a$
332	1. ja 2. ülalt	baasikihiga tekib tänu baasikihi	emitterikihiga tekib tänu emitterikihi
358 .	1. ülalt	R	R _k
378	8. ülalt	$R_k \ll R_b$	$R_k \ll R$
404	2. alt	ta	ka
425	8. ülalt	∇_{y}	Δ_y

TRÜKIVIGU