

ZINIŲ PASAULYJE

A. Poliakovas

**Įminta
puslaidininčio
mislė**

KNYGA VIII—XI KLASĖS MOKINIŲ
UZKLASINIAM SKAITYMI



KAUNAS SVIESA 1986

22.379
Г0-94

А. М. Поляков

РАЗГАДАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Книга для внеклассного чтения, VIII—X классы
Москва, «Просвещение», 1981

Vertė ZITA ŠLIAVAITE

Р $\frac{480202000-004}{M853(10)-86}$ 71-86

© Издательство «Просвещение», 1981 г.

© Vertimas į lietuvių kalbą, leidykla „Sviesa“, 1986

I SKYRIUS

APIE KIETŪJŲ KŪNŲ ZONINĘ TEORIJĄ

Kai tyrinėtojai pirmą kartą susidūrė su puslaidininkiais, visi kietieji kūnai buvo dalijami į dvi dideles, iš esmės besiskiriančias grupes — laidininkus (kuriems priklausė visi metalai) ir izoliatorius (arba dielektrikus). Naujųjų medžiagų nebuvo galima priskirti nė vienai tų grupių: jos prafeisdavo elektros srovę blogiau už metafinius laidininkus, be to, jų laidumas buvo pastebimas ne visais atvejais. Tačiau šių naujųjų medžiagų laidumas nulėmė jų pavadinimą — *puslaidininkiai* (blogi laidininkai).

Vėliau buvo išaiškinta, kad puslaidininkių laidumas skiriasi nuo metalų laidumo tiek prigimtimi, tiek ir išorinių poveikių pobūdžiu. Pavyzdžiui, metalinių laidininkų ir puslaidininkių laidumo priklausomybė nuo temperatūros yra visiškai priešinga: didėjant temperatūrai, metalų laidumas tolydžiai mažėja, o puslaidininkių — labai staigiai didėja. Priemaišos taip pat skirtingai veikia metalinius laidininkus bei puslaidininkius: paprastai jos pablogina metalų laidumo savybes, o netgi nedidelis jų kiekis puslaidininkiuose padidina pastarųjų laidumą dešimtis ir šimtus tūkstančių kartų. Pagaliau į laidininką nukreiptas šviesos pluoštas arba kokių nors dalelių srautas praktiškai nekeičia jo laidumo; tuo tarpu spindulių paveikto arba dalelėmis apšaudyto puslaidininkio laidumas smarkiai didėja.

Įdomu tai, kad šios puslaidininkių savybės būdingos ir dielektrikams. Todėl būtų tiksliau puslaidininkius vadinti pusizoliatoriais arba pusdielektrikais.

Norint suprasti puslaidininkių ypatybes įvairiomis sąlygomis, paaiškinti jų savybes, įžvelgti naujus efektus, reikia detalai išnagrinėti šių medžiagų sandaros ypatumus. Todėl pasakojimą pradėsime nuo medžiagos atomų sandaros.

§ 1. ATOMŲ SANDARA. VANDENILIO ATOMAS

Iš fizikos kurso žinote, kad kiekvienos medžiagos atomą sudaro branduolys ir aplink jį skriejantys elektronai. Tokį atomo modelį pasiūlė žymus anglų fizikas E. R e z e r f o r d a s. Remdamasis šiuo modeliu, vienas kvantinės mechanikos pradininkų danų fizikas N. B o r a s 1913 metais pirmasis teisingai apskaičiavo vandenilio atomo spektrą. Jo skaičiavimai gana tiksliai sutapo su bandymų duomenimis. Boro pasiūlyta vandenilio atomo teorija labai prisidėjo prie kvantinės mechanikos plėtotės, nors vėliau ir buvo gerokai pakeista.

Vandenilio atomas. Boro postulatai. Pagal Rezerfordo ir Boro modelį vandenilio atomas sudarytas iš teigiamai elektringo branduolio ir apie jį skriejančio vieno elektrono. Apytiksliai galima laikyti, kad elektronas juda apskritimu, kurio centre yra nejudantis branduolys. Klasikinė elektrodinamika teigia, kad bet kuris su pagreičiu judantis elektringas kūnas (vadinasi, ir elektronas) turi skleisti elektromagnetines bangas. Nagrinėjamame atomo modelyje elektronas juda didžiuliu centriniu pagreičiu, todėl jis turėtų be paliovos skleisti šviesą. Dėl to jo energija turėtų mažėti, o pats elektronas — vis labiau ir labiau artėti prie branduolio, kol pagaliau susijungtų su branduoliu („nukristų“ ant jo). Tačiau nieko panašaus nevyksta, nesužadinti atomai neskleidžia šviesos. Šiam faktui paaiškinti Boras pasiūlė du pagrindinius postulatus.

Pagal pirmąjį Boro postulatą elektronas gali būti tik tokiose orbitose, kuriose elektrono judesio kiekio momentas (t. y. elektrono judesio kiekio mv ir orbitos spindulio r sandauga) yra kartotinis dydžiui $\frac{h}{2\pi}$ (čia h — Planko konstanta)¹. Kol elektronas yra vienoje tokių orbitų, energija nespinduliuojama. Kiekvieną leistiną elektrono orbitą atitinka tam tikra energija, arba tam tikra *atomo energetinė būsenė*, vadinama *stacionariąja*. Stacionariosios būsenos atomas nespinduliuoja šviesos. Pirmąjį Boro postulatą galima užrašyti matematiškai:

$$mvr = n \frac{h}{2\pi};$$

čia $n = 1, 2, 3, \dots$ — tam tikras sveikasis skaičius, vadinamas *pagrindiniu kvantiniu skaičiumi*.

Antrasis Boro postulatą tvirtina, kad atomas absorbuoja arba spinduliuoja šviesą, tik peršokdamas iš vienos stacionariosios būsenos į kitą. Be to, energija absorbuojama arba spinduliuojama tam tikromis porcijomis, kvantais, kurių vertė $h\nu$ lygi skirtumui energijų, atitinkančių pradinę bei galinę atomo stacionariąją būseną:

$$h\nu = W_m - W_n;$$

čia W_m — pradinės atomo būsenos energija, W_n — galinės jo būsenos energija, ν — atomo išspinduliuotos arba absorbuotos šviesos dažnis. Kai $W_m > W_n$, atomas spinduliuoja energiją, o kai $W_m < W_n$, — absorbuoja ją.

Vėliau šviesos kvantai buvo pavadinti *fotonais*.

Vadinasi, pagal Boro teoriją atomo elektrono trajektorija negali keistis tolydžiai, atomas gali tik „peršokti“ iš vienos stacio-

¹ Planko konstanta yra universalioji fizikinė konstanta, lygi energijos ir laiko, mechanikoje vadinamo *veikimu*, sandaugai. Kadangi dydis h yra tarsi elementarusis veikimo kiekis, Planko konstanta vadinama *veikimo kvantu* (porcija). Veikimo kvanto sąvokos įtraukimas į fiziką davė akstiną sukurti svarbiausią XX amžiaus fizikos teoriją — kvantinę teoriją. Veikimo kvantas labai mažas: $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J·s.

nariosios orbitos į kitą. Peršokdamas iš toliau nuo branduolio esančiosios stacionariosios orbitos į artimesniąją, elektronas spinduliuoja šviesą.

Orbitų spinduliai ir atomų energijos lygmenys. Leistinių elektrono orbitų spindulius galima rasti, remiantis Kulono dėsniumi, klasikinės mechanikos sąryšiais ir pirmuoju Boro postulatu. Jų vertės nusako toks reiškinys:

$$r = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2}.$$

Pačią artimiausią branduoliui leistinę orbitą atitinka $n=1$. Žinodami bandymų būdu gautas dydžių m , e ir h vertes, randame orbitos spindulio vertę:

$$r_1 = 0,53 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Sis dydis laikomas vandenilio atomo spinduliu. Bet kurios kitos orbitos, kurią atitinka kvantinis skaičius n , spindulys

$$r_n = n^2 r_1.$$

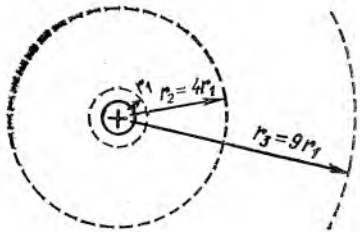
Taigi tolygiai išsidėsčiusių elektrono orbitų spinduliai didėja proporcingai skaičiaus n kvadratui (1 pav.).

Kai elektronas yra n -tojoje orbitoje, pilnutinės atomo energijos vertė išreiškiama formule:

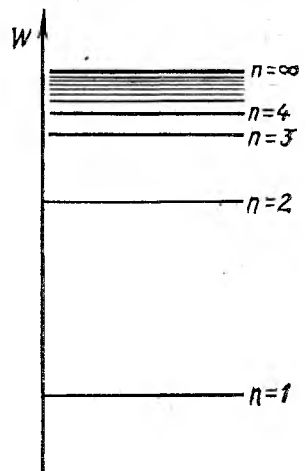
$$W_n = - \frac{2\pi^2 m e^4}{n^2 h^2}.$$

Sios energijos vertės vadinamos atomo *energijos lygmenimis*. Vertikalioje ašyje atidėjus galimas atomo energijos vertes, gaunamas vadinamasis leistinių atomo būsenų *energijos spektras* (2 pav.).

Atstumai tarp gretimų energijos lygmenų staigiai mažėja. Tai nesunku paaiškinti: didėjant atomo energijai (nes atomas absorbuoja energiją iš išorės), elektronas peršoka į vis tolimesnes orbitas, kur jo ir branduolio sąveika yra silpnesnė. Dėl to, elektronui peršokant iš vienos tolimos orbitos į kitą, energija labai mažai pakinta.



1 pav.



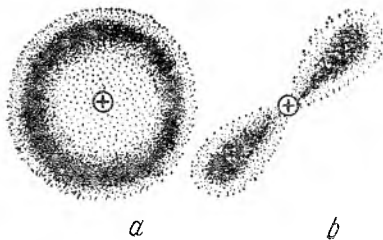
2 pav.

Energijos lygmenys tada išsidėsto taip arti vienas kito, kad spektras praktiškai pasidaro ištisinis. Viršutinė šio spektro sritis baigiasi atomo jonizacijos lygmeniu ($n=\infty$), kuriame elektronas visiškai atsiskiria nuo branduolio (elektronas pasidaro laisvas).

Minuso ženklas atomo pilnutinės energijos išraiškoje rodo, kad atomo energija tuo mažesnė, kuo arčiau branduolio yra elektronas. Elektronui nutolinti nuo branduolio reikia išsekvoti tam tikrą energijos kiekį, t. y. suteikti atomui energijos iš išorės. Atomo energija laikoma lygia nuliui, kai $n=\infty$, t. y. kai atomas yra jonizuotas. Būtent todėl vertės $n \neq \infty$ atitinka neigiamos energijos vertės. Lygmenį, kurio $n=1$, atitinka mažiausia atomo energija ir mažiausias leistinės elektrono orbitos spindulys. Šis lygmuo vadinamas *pagrindiniu* arba *nesužadintuoju*. Lygmenys, kurių $n=2, 3, 4, \dots$ vadinami *sužadintaisiais lygmenimis*.

Kvantiniai skaičiai. Boro teorijoje daroma prielaida, kad elektronų orbitos yra apskritiminės. Šios teorijos rezultatai buvo pakankamai geri, tik nagrinėjant patį paprasčiausią atomą — vandenilio atomą. Tačiau kai, remiantis ja, buvo siekiama apskaičiuoti helio atomo spinduliavimą, nebuvo gauta teisingų kiekybinių rezultatų. Tam tikras žingsnis pirmyn buvo paletinis atomo modelis, pagal kurį elektronai, kaip ir Saulės sistemos planetos, juda elipsinėmis orbitomis, kurių viename židinyje yra branduolys. Tačiau ir šis modelis greitai išsisėmė, nes, juo remiantis, nebuvo galima atsakyti į daugelį klausimų.

Mat iš principo neįmanoma nustatyti elektrono judėjimo atome pobūdžio. Makropasaulyje nėra tokio judėjimo analogų. Mes negalime ne tik pasekti elektrono judėjimo trajektorijos, bet ir nustatyti jo padėties bet kuriuo momentu. Elektrono judėjimo atome trajektorijos, arba orbitos, sąvoka neturi fizikinės prasmės. Negalima nustatyti, kada elektronas pasirodys įvairiuose erdvės taškuose, jis yra tarsi „išplitęs“ tam tikroje srityje, paprastai vadinamoje *elektronų debesimi*. Pavyzdžiui, nesužadinto vandenilio atomo elektronų debesis yra nevienodo tankio ir rutulio formos. Didžiausia tikimybė yra rasti elektroną arti sferos, kurios spindulys r_1 atitinka pirmosios Boro orbitos spindulį. Toliau atomo elektrono orbita laikysime geometrinę vietą taškų, kuriuose yra didžiausia tikimybė rasti elektroną arba, kitaip tariant, erdvės sritį, kurioje elektronų debesis tankis didžiausias.



a

b

3 pav.

Elektronų debesis bus visada sferiškas tik nesužadintos būsenos vandenilio atomo, t. y. kai pagrindinis kvantinis skaičius $n=1$ (3 pav., a). Kai $n=2$, elektronų debesis, be sferinės formos, kurios matmenys dabar būtų keturis kartus didesni, gali įgyti ir savotiško svarmens formą (3 pav., b). Pagrindinės elektrono lokalizaci-

jos srities (elektronų debesio) nesferiškumą apibūdina antrasis kvantinis skaičius l , vadinamas *orbitiniu kvantiniu skaičiumi*. Kiekvieną pagrindinio kvantinio skaičiaus n vertę atitinka teigiamosios sveikosios kvantinio skaičiaus l vertės nuo nulio iki $(n-1)$:

$$l=0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

Pavyzdžiui, kai $n=1$, l turi vienintelę vertę, lygią nuliui. Kai $n=3$, l gali įgyti vertes 0, 1, 2. Kai $n=1$, galima tik sferinė orbita, todėl ir $l=0$. Kai $n=2$, galima tiek sferinė, tiek svarmens formos orbita, todėl ir l gali būti lygus arba nuliui, arba vienetui.

Kai $n=3$, tai $l=0, 1, 2$. Elektronų debesis, atitinkantis vertę $l=2$, jau yra gana sudėtingas. Tačiau mums svarbu ne jo forma, o tai, kokia atomo energija atitinka tą debesį.

Vandenilio atomo energija priklauso tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n vertės ir nepriklauso nuo orbitinio skaičiaus l vertės. Kitaip tariant, kai $n=3$, atomas turi tam tikrą energiją W_3 . Ji nepriklauso nuo to, kurioje iš galimų, tą n vertę ir įvairias galimas l vertes atitinkančių orbitų yra elektronas. Vadinasi, grįždamas iš sužadintojo lygmens į pagrindinį lygmenį, atomas spinduliuos fotonus, kurių energija nepriklauso nuo l vertės.

Nagrinėjant erdvinį atomo modelį, reikia nepamiršti, kad elektronų debesis yra labai griežtai orientuoti. Elektronų debesis padėti erdvėje tam tikru būdu parinktos krypties atžvilgiu nusako *magnetinis kvantinis skaičius* m , kuris gali įgyti sveikąsias vertes nuo $-l$ iki $+l$, taip pat ir nulį. Tam tikros formos (duota l vertė) elektronų debesis erdvėje gali būti orientuotas įvairiais būdais. Kai $l=1$, skirtingų orientacijos būdų gali būti trys, atitinkantys magnetinio kvantinio skaičiaus m vertes $-1, 0$ ir $+1$. Kai $l=2$, elektronų debesis skirtingų orientacijos būdų yra 5 ir jie atitinka vertes $m=-2, -1, 0, +1, +2$. Savaimė aišku, jeigu laisvojo vandenilio atomo elektronų debesis forma neturi įtakos atomo energijai, tai šio debesis orientacija erdvėje juo labiau neturės jai įtakos.

Galiausiai, detaliau išnagrinėjus eksperimentinius duomenis, paaiškėjo, kad orbitose patys elektronai gali būti dvejopos būsenos, kurią nulemia vadinamojo *elektrono sukinio* kryptis.

Kas gi yra tas elektrono sukiny?

1925 m. anglų fizikai Dž. Ūlenbekas ir S. Gaudsmitas pasiūlė hipotezę kai kurių elementų optinių spektrų linijų smulkiajai sandarai aiškinti. Pagal ją kiekvienas elektronas sukasi apie savo ašį panašiai kaip vilkelis arba verpstė. Šitai sukdamasis elektronas įgyja tam tikrą impulso momentą, kuris ir vadinamas sukiniu¹. Kadangi elektronas gali suktis pagal laikrodžio rodyklę ir prieš ją, tai ir sukiny (kitai tariant, impulso momento vektorius) gali būti dviejų krypčių. $\frac{h}{2\pi}$ vienetais suki-

¹ Sukiny anksčiau buvo vadinamas spinu. Išvertus iš anglų kalbos *spinas* reiškia sukimasis, verpstė (*Vert. past.*).

nys lygus $\frac{1}{2}$, o dėl skirtingų krypčių turi ženklą „+“ arba „-“. Taigi elektrono orientacija orbitoje apibūdinama *sukinio kvantiniu skaičiumi* σ , kuris yra lygus $\pm \frac{1}{2}$. Reikia pasakyti, kad sukinio, kaip ir elektrono orbitos, orientacija neturi įtakos laisvojo vandenilio atomo energijai.

Vėlesni tyrimai ir apskaičiavimai parodė, kad elektrono sukinio negalima aiškinti kaip paprasčiausio sukimosi apie ašį. Eksperimentiniams duomenims paaiškinti buvo apskaičiuotas elektrono sukimosi kampinis greitis. Paaikėjo, kad elektrono pusiaujo (laikant, kad elektronas yra rutulio formos) taškų linijinis greitis turėtų būti didesnis už šviesos greitį. Tačiau to negali būti. Sukinys yra tam tikra neatskiriama elektrono savybė, tokia, pavyzdžiui, kaip jo masė bei krūvis.

Kvantiniai skaičiai — elektrono adresas atome. Taigi išsiaiškino, kad aprašyti elektrono judėjimą atome, arba, kaip sako fizikai, apibūdinti elektrono būseną atome galima keturių kvantinių skaičių: n , l , m ir σ , rinkiniu.

Apskritai pagrindinis kvantinis skaičius n apsprendžia elektrono orbitos matmenis. Juo didesnis n , juo didesnę erdvę apima atitinkamas elektronų debesis. Pasirinkdami n vertes, tuo pačiu nustatome atomo elektronų sluoksnio numerį. Pats n gali būti bet kuris sveikas skaičius nuo 1 iki ∞ :

$$n=1, 2, 3, \dots$$

Orbitinis kvantinis skaičius l nulemia elektronų debesies formą. Iš tą pačią n vertę atitinkančių orbitų visumos orbitinis skaičius l atrenka vienodos formos orbitas. Kiekvieną l vertę atitinka savas posluoksnis. Posluoksnių yra n , nes l gali įgyti vertes nuo 0 iki $(n-1)$:

$$l=0, 1, 2, \dots, (n-1).$$

Magnetinis kvantinis skaičius m nulemia orbitos erdvinę orientaciją vienodos formos, t. y. tam pačiam posluoksniui priklausančių orbitų grupėje. Kiekviename posluoksnyje yra $(2l+1)$ įvairiai orientuotų orbitų, nes m gali įgyti vertes nuo 0 iki $\pm l$:

$$m=-l, -(l-1), \dots, -1, 0, +1, \dots, +(l-1), +l.$$

Pagaliau sukinio kvantinis skaičius σ nusako tam tikroje orbitoje esančio elektrono sukinio orientaciją. Jis visada turi dvi vertes:

$$\sigma = \pm \frac{1}{2}.$$

Nagrinddami vandenilio atomą ir operuodami sąvokomis „sluoksnis“, „posluoksnis“, „orbita“, kalbėjome ne tiek apie to atomo sandarą, kiek apie jo vienintelio elektrono galimybes. Van-

denilio atomo elektronas vieno apvalkalo ribose gali pereiti iš vieno sluoksnio į kitą, iš vienos orbitos į kitą.

Elektronų pasiskirstymo daugiaelektroniuose atomuose ir jų šuolių galimybių vaizdas yra daug sudėtingesnis.

§ 2. DAUGIAELEKTRONIAI ATOMAI

Paulio draudimo principas. Nagrinėjant daugiaelektronių atomų sandarą, labai svarbus yra draudimo principas, kurį 1925 m. suformulavo įžymus šveicarų fizikas V. Paulis. Anot jo, atome gali būti ne daugiau kaip vienas keturių kvantinių skaičių rinkinio (n, l, m, σ) nulemtos būsenos elektronas. Kitaip tariant, kiekvienoje atomo stacionarioje orbitoje tuo pačiu metu gali būti tik vienas arba du elektronai, o pastaruoju atveju elektronų sukiniai turi būti priešingų kryptių, t. y. vieno elektrono $\sigma = +\frac{1}{2}$, o antro $\sigma = -\frac{1}{2}$.

Atsižvelgiant į Paulio draudimo principą ir žinant įvairiais kvantiniais skaičiais apibūdinamų stacionariųjų orbitų skaičių, galima tiksliai nustatyti, koks elektronų kiekis gali būti kiekviename atomo sluoksnyje ir posluoksnyje (žr. 1 lentelę).

1 lentelė

Kvantiniai skaičiai				Posluoksnio lygmens žymėjimas	Orbitų skaičius posluoksnyje	Elektronų skaičius lygmenyje	Bendras elektronų skaičius sluoksnyje
n	l	m	σ				
1	0	0	$\mp \frac{1}{2}$	1s	1	2	2
2	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	2s	1	2	8
	1	-1, 0, +1	$\pm \frac{1}{2}$	2p	3	6	
3	0	0	$\pm \frac{1}{2}$	3s	1	2	18
	1	-1, 0, +1	$\pm \frac{1}{2}$	3p	3	6	
	2	-2, -1, 0, +1, +2	$\pm \frac{1}{2}$	3d	5	10	

Kaip elektronai pasiskirsto sluoksniuose. Pirmasis sluoksnis, kurio pagrindinis kvantinis skaičius $n=1$, nesidalija į posluoks-

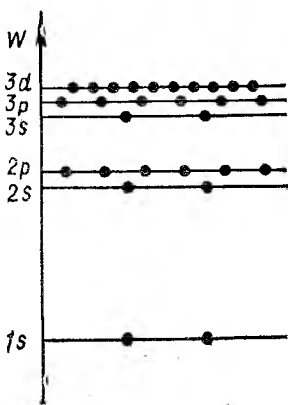
nius, nes jį atitinka tik viena l vertė, lygi nuliui. Kadangi ir $m=0$, galima daryti išvadą, kad pirmasis sluoksnius sudarytas tik iš vienos orbitos, kurioje pagal Paulio principą gali būti tik du elektronai.

Antrajame sluoksnyje ($n=2$) yra du posluoksniai, nes l gali būti lygus 0 arba 1. Atomo fizikoje posluoksnių apibūdinimui vietoj skaitinių l verčių įprasta vartoti raidinius žymėjimus. Pavyzdžiui, nepriklausomai nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n vertės visi posluoksniai, kuriuos apibūdina vertė $l=1$, žymimi raide s , posluoksniai, kurių vertė $l=1$, — raide p , kai $l=2$, žymimi raide d ir t. t. Dėl to sakoma, kad antrasis sluoksnius sudarytas iš s ir p posluoksnių. Tada s posluoksnių ($l=0$) sudaro viena apskritiminė orbita, kurioje gali būti tik du elektronai, o p posluoksnių — trys orbitos (m gali būti lygus $-1, 0, +1$), ir jame gali būti šeši elektronai. Iš viso antrajame sluoksnyje gali būti 8 elektronai.

Analogiškai galima apskaičiuoti, kiek elektronų yra bet kuriame sluoksnyje ir posluoksnyje. Pavyzdžiui, $3d$ posluoksnyje ($n=3, l=2$) gali būti 10 elektronų: po du elektronus kiekvienoje iš penkių orbitų, kurias apibūdina skirtingos kvantinio skaičiaus m vertės. Didžiausias elektronų skaičius bet kuriame posluoksnyje yra $2(2l+1)$. Spektroskopijoje kiekvienam sluoksniui paprastai taikomas raidinis žymėjimas — terminas: pirmasis sluoksnius žymimas raide K , antrasis — L , trečiasis — M ir t. t.

Vienintelis vandenilio atomo elektronas yra atomo branduolio centrinės simetrijos lauke, jo energiją nusako tik pagrindinio kvantinio skaičiaus n vertė, ir ji nepriklauso nuo kitų kvantinių skaičių verčių. Daugiaelektronių atomų kiekvienas elektronas yra lauke, kurį sukuria tiek branduolys, tiek ir kiti elektronai. Todėl daugiaelektronių atomų kiekvieno elektrono energija priklauso ne tik nuo pagrindinio kvantinio skaičiaus n , bet ir nuo orbitinio skaičiaus l . Be to, jai neturi įtakos m ir σ vertės.

Dėl tokios daugiaelektronių atomų specifikos jų energijos spektras skiriasi nuo vandenilio atomo spektro. 4 paveiksle pavaizduota daugiaelektronių atomo spektro dalis (trijų pirmųjų atomo sluoksnių energijos lygmenys). Skrituliukai lygmenyse rodo didžiausią elektronų skaičių atitinkamame posluoksnyje.



4 pav.

Žinoma, kad bet kuri sistema „stengiasi“ atsidurti mažiausios energijos būsenoje. Šia prasme nėra išimtis ir atomas. Išsidėstydami atomo sluoksniuose, elektronai stengiasi užimti pačius žemiausius lygmenis ir, jeigu jiems negaliojotų Paulio draudimo principas, jie visi išsidėstytų pirmajame lygmenyje. Vienintelis vandenilio atomo elektronas

juda pačia žemiausia orbita, priklausančia lygmeniui 1s. Helio atome tą pačią orbitą užima ir antrasis elektronas, taigi atomo sandaros pirmasis sluoksnis yra užpildytas. Pabrėžiame, kad helis — inertinės dujos. Jų didelį stabilumą nulemia būtent ta aplinkybė, kad išorinis sluoksnis yra užpildytas.

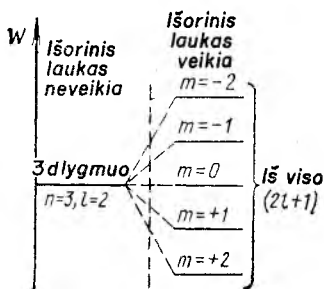
Ličio atome yra iš viso trys elektronai. Du išsidėsto pirmajame sluoksnyje, trečiasis — antrajame, kurio $n=2$ (Paulio principas draudžia jam būti pirmajame sluoksnyje). Litis yra šarminis metalas, kurio valentingumas lygus 1. Tai reiškia, kad jo antrajame sluoksnyje esantis elektronas yra silpnai susijęs su likusiu atomu ir lengvai nuo jo atsiskiria. Tai parodo ir ličio jonizacijos potencialo vertė, kuri lygi tik 5,37 V, tuo tarpu kai helio jonizacijos potencialo vertė yra 24,45 V.

Didėjant elektronų skaičiui atome, užpildomi aukštesnieji posluksniai ir sluoksniai. Pavyzdžiui, jau 5 elektronus turinčio boro atome pradedamas užpildyti $2p$ posluoksnis, kuris visiškai užpildomas neono atome; šių inertinių dujų antrasis sluoksnis yra visiškai užpildytas, dėl to neonas labai stabilus. Natrio atomo vienuoliktasis elektronas pradeda užpildyti trečiąjį sluoksnį ($3s$ posluoksnį) ir t. t.

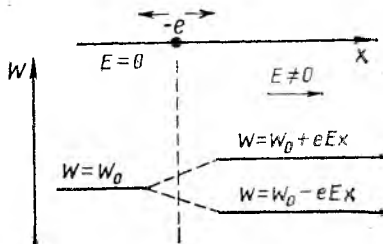
§ 3. ENERGIJOS LYGMENŲ IŠSIGIMIMAS LAISVUOSIUOSE ATOMUOSE. IŠSIGIMIMO IŠNYKIMAS DĖL IŠORINIO POVEIKIO

Išsigimusios būsenos. Jau sakėme, kad daugiaelektronių atomų elektronų energiją apibūdina tik kvantinių skaičių n ir l vertės. Ji nepriklauso nuo skaičių m ir σ verčių. Tai akivaizdžiai matyti ir iš 4 paveiksle pavaizduoto energijos spektro. Iš tikrųjų, pavyzdžiui, nors visus šešis $3p$ posluoksniu elektronus apibūdina skirtingos m ir σ vertės, bet jie turi tokią pat energiją. Būsenos, kurias apibūdina skirtingi kvantinių skaičių rinkiniai, bet kurios turi tą pačią energiją, vadinamos *išsigimusiomis*. Tuo pačiu ir tų būsenų lygmenys vadinami išsigimusiaisiais. Tačiau tik laisvų atomų lygmenys būna išsigimę. Į pakankamai stiprų magnetinį arba elektrinį lauką patekusių atomų lygmenų išsigimimas iš dalies arba visiškai išnyksta. Paaiškinsime, kaip tatau atsitinka, nagrinėdami pavyzdį.

Išorinis laukas panaikina išsigimimą. Įvairios skaičiaus m vertės atspindi vienodų elektrono orbitų skirtingą orientaciją erdvėje. Kai nėra išorinio lauko, nevienoda orbitų orientacija iš tikrųjų neturi įtakos elektronų energijai. Tačiau, kai atomas atsiduria išoriniame lauke, šis skirtingai veikia elektronus, esančius orbitose, įvairiai orientuotose lauko krypties atžvilgiu. Dėl to vienodos formos, bet skirtingos orientacijos orbitose esančių elektronų energijos pokyčių tiek moduliais, tiek ženklais pasidaro nevienodi: vienų elektronų energija šiek tiek padidėja, kitų —



5 pav.



6 pav.

sumažėja. Tuo metu keičiasi ir spektro lygmenų, apibūdinančių įvairių elektronų energiją, padėtis. Be to, vietoj vieno energijos lygmens, kuriam priklausė visi vienodose orbitose esantys elektronai, spektre atsiranda keletas polygmenių, kurių yra tiek, kiek įvairiai orientuotų vienodų orbitų, t. y. galimų kvantinio skaičiaus m verčių. 5 paveiksle parodyta, kaip išorinis elektrinis laukas veikia lygmenį $3d$, kurio $n=3$ ir $l=2$. Matome, kad lygmuo suskyla į polygmenius, o šie pasislenka.

Toks procesas, kai energetiniu požiūriu anksčiau nesiskyrę išsigimę lygmenys atskiriami, vadinamas *išsigimimo išnykimu*. Pailiustruokime išsigimimo išnykimą dar vienu pavyzdžiu.

Išnagrinėkime elektroną, kurio energija W_0 ir kuris yra vienamატėje erdvėje, apibūdintoje koordinate x (6 pav.). Kai nėra išorinio lauko, tokio elektrono būseną apibūdina vienas energijos lygmuo W_0 nepriklausomai nuo elektrono judėjimo krypties. Kitaip tariant, kai nėra išorinio lauko, turime dvikartį energijos lygmens W_0 išsigimimą. Išoriniame elektriniame lauke, nukreiptame, pavyzdžiui, išilgai x ašies, elektrono energija priklauso nuo judėjimo krypties. x ašies kryptimi judantį elektroną išorinis laukas stabdo, ir jo energija pasidaro lygi $W_0 - eEx$ (čia x — nueitas kelias).

Priešinga kryptimi judančio elektrono energija lygi $W_0 + eEx$. Panašiai ir energijos spektre, atsiradus dviem elektrono būsenoms, išsigimęs lygmuo W_0 suskyla į du neišsigimusius: $W_0 - eEx$ ir $W_0 + eEx$, t. y., veikiant išoriniam elektriniam laukui, išsigimimas išnyksta. Jis gali išnykti ir tada, kai išsigimusią sistemą veikia išorinis magnetinis laukas.

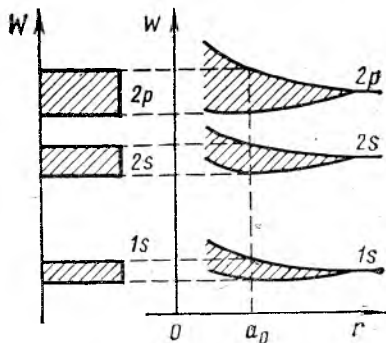
§ 4. ENERGIJOS JUOSTŲ SUSIDARYMAS KRISTALUOSE

Energijos lygmenų suskilimas kristale. Mintyse atlikime tokį bandymą. Tam tikros medžiagos N atomų išdėstyme erdvėje pakankamai dideliu atstumu vieną nuo kito taip, kad jų išsidėstymas atkartotų šios medžiagos kristalo sandarą. Kol atstumai

tarp atomų dideli, jų sąveikos galima nepaisyti ir laikyti atomus laisvais. Kiekviename jų yra išsigimusių lygmenų, kurių išsigimimo laipsnis lygus atitinkamame posluoksnyje esančių įvairiai orientuotų vienodų orbitų skaičiui. Pradėjime artinti vieną prie kito atomus, nekeisdami jų pradinio tarpusavio išsidėstymo. Artinami atomai pradeda veikti greta esančius, panašiai kaip juos veiktų išorinis elektrinis laukas. Juo arčiau vienas prie kito yra atomai, juo stipriau jie sąveikauja. Dėl to išnyksta laisvųjų atomų energijos lygmenų išsigimimas: kiekvienas išsigimęs lygmuo suskyla į $(2l+1)$ neišsigimusių polygmenių. Apskritai visų kristalo atomų (išskyrus tuos, kurie sudaro išorinę kristalo ribą) sąlygos yra vienodos. Todėl atrodytų, kad viso kristalo energijos spektre turi būti vienodas kiekvieno atomo suskilusių neišsigimusių polygmenių rinkinys: po vieną $1s$ polygmenį, po tris $2p$ polygmenius, po penkis $3d$ polygmenius ir t. t. Kiekviename polygmenyje gali būti išsidėstę 2 elektronai, kurių sukinių priešingi. Nors lygmenys taip iš tikrųjų skyla, tačiau iš vienodų atomo lygmenų susidariusių atitinkamų polygmenių energija skiriasi: vieni jų kristalo energijos spektre išsidėsto aukščiau už atskirų atomų pradinį lygmenį, kiti — šiek tiek žemiau. Šį skirtumą galima paaikškinti kaip Paulio principo, taikomo visam kristalui, kaip vieningam sambūriui, pasireiškimą. Pagal šį principą kristale negali būti dviejų vienodos energijos neišsigimusių polygmenių. Todėl, susidarant kristalui, kiekvienas energijos lygmuo suskyla į energijos juostą, sudarytą iš $N(2l+1)$ neišsigimusių skirtingos energijos polygmenių. Pavyzdžiui, $1s$ lygmuo skyla į $1s$ juostą, sudarytą iš N polygmenių, kuriuose gali išsidėstyti $2N$ elektronų; $2p$ lygmuo išplinta į $2p$ juostą, kuri sudaryta iš $3N$ polygmenių ir kurioje telpa $6N$ elektronų, ir t. t.

7 paveiksle schemiškai parodyta, kaip iš atskirų atomų diskretinių energijos lygmenų susidaro kristalo energijos juostos. Juo mažesnis atstumas r , juo stipriau atomai veikia vienas kitą ir juo didesnis yra lygmenų „išplitimas“. Kristalo energijos spektrą apibūdina lygmenų išplitimas, atitinkantis tam kristalui būdingą atstumą tarp atomų a_0 .

Lygmenų išplitimo laipsnis priklauso nuo jų išsidėstymo atome gylio. Vidiniai elektronai stipriai susiję su branduoliu ir gerai ekranuoti nuo išorinio poveikio vidinių elektronų sluoksnio, todėl juos atitinkantys lygmenys mažai išplitę. Išorinių sluoksnių elektronų labiausiai veikia kristalinės gardelės laukas, todėl juos atitinkantys lygmenys labiausiai išplinta. Reikia pasakyti, kad lygmenys išplinta į juostas nepriklausomai nuo to, ar atitinkamuose atomo lygme-



7 pav.

nyse yra elektronų, ar jų nėra. Pastaruoju atveju lygmenų išplitimas atspindi energijų, kurias gali įgyti elektronas kristale, diapazono išplitimą.

Leistinės ir draustinės energijos juostos. Iš to, kas buvo išdėstyta anksčiau, matyti, kad kiekvieną leistinį atomo energijos lygmenį kristale atitinka visa leistinių energijos verčių juosta — *leistinė energijos juosta*. Leistinės energijos juostos kaitaliojasi su *draustinėmis energijos juostomis*. Gryno kristalo elektronai negali turėti energijos, esančios draustinės energijos juostos diapazone. Juo aukščiau energijos skalėje yra leistinis atomo lygmuo, juo labiau išplitusi atitinkama juosta. Didėjant energijai, draustinės energijos juosta darosi vis siauresnė.

Atstumas tarp leistinės energijos juostos polygmenių labai mažas. Realiuose kristaluose, kurių matmenys nuo 1 cm^3 iki 100 cm^3 , atstumas tarp polygmenių yra nuo 10^{-22} iki 10^{-24} eV eilės. Šis energijų skirtumas yra toks mažas, kad paprastai juostos laikomos nenutrūkstamomis. Visoje kristalų fizikoje principinis vaidmuo tenka polygmenių diskretiškumui ir tai aplinkybei, kad juostoje yra tik baigtinis polygmenių skaičius, nes pagal tai, kaip elektronai užpildo juostas, visi kietieji kūnai skirstomi į laidininkus, puslaidininkius ir dielektrikus.

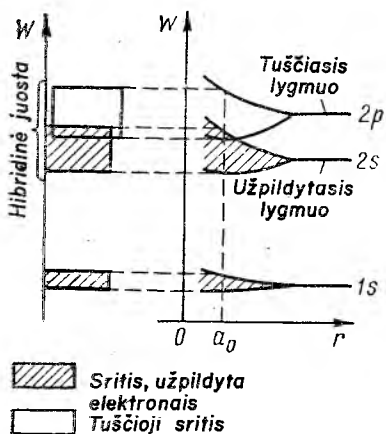
§ 5. KAIP ELEKTRONAI UŽPILDO ENERGIJOS JUOSTAS

Užpildytieji lygmenys sudaro užpildytas juostas, tušti lygmenys — tuščias juostas. Kadangi kietųjų kūnų energijos juostos susidaro iš atskirų atomų lygmenų, visiškai aišku, kad ir tai, kaip jas užpildo elektronai, pirmiausia priklauso nuo elektronų skaičiaus atitinkamuose atomų lygmenyse.

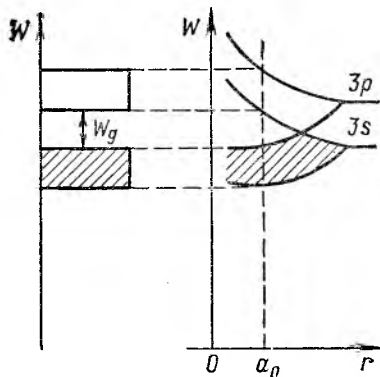
Paimkime, pavyzdžiui, ličio kristalą. Laisvieji ličio atomai turi po tris elektronus. Du jų visiškai užpildo $1s$ sluoksnį. Trečiasis elektronas priklauso $2s$ posluoksniui ir užpildo tik pusę jo. Tokiu pat būdu, susidarant kristalui, $1s$ juosta užpildoma visa, o $2s$ juostos — tik pusė; nesužadinto ličio kristalo $2p$, $3s$, $3p$ ir t. t. juostos yra tuščios, nes tušti buvo lygmenys, iš kurių susidarė šios juostos.

Toks pat vaizdas yra ir kitų šarminių metalų atveju. Pavyzdžiui, susidarant natrio kristalui, $1s$, $2s$ ir $2p$ juostos yra visiškai užpildytos, nes elektronai yra užpildę natrio atomų atitinkamus lygmenis ($1s$ lygmenyje — du elektronai, $2s$ lygmenyje — du elektronai, o $2p$ lygmenyje — šeši elektronai). Vienuoliktasis natrio atomo elektronas užpildo tik pusę $3s$ lygmens, todėl ir elektronai užpildo tik pusę $3s$ juostos.

Susidarant kristalams iš atomų, kurių lygmenys yra užpildyti, atsiradusios juostos taip pat pasirodo esančios visiškai užpildytos. Pavyzdžiui, jeigu iš neono atomų sudarytume kristalą, jo energijos spektre $1s$, $2s$, $2p$ juostos būtų visos užpildytos (kiekviename neono atome yra po 10 elektronų, kurie ir užpildo ati-



8 pav.



9 pav.

tinkamus energijos lygmenis). Likusios aukštesnės juostos ($3s$, $3p$ ir kt. juostos) būtų tuščios.

Energijos juostų sanklota kristale. Kai kuriais atvejais daug sudėtingiau būna atsakyti į klausimą, kaip elektronai užpildo energijos juostas. Tai galima pasakyti apie šarminių žemės elementų kristalus bei deimanto tipo gardelę turinčius kristalus. Įdomiausi jų yra tipiškų puslaidininkių — silicio ir germanio — kristalai.

Iš pirmo žvilgsnio atrodo, kad šarminių žemės elementų kristalų energijos spektre turėtų būti tik užpildytos ir tuščios juostos. Iš tikrųjų, pavyzdžiui, keturis elektronus turinčio berilio atomus apibūdina du užpildyti $1s$ ir $2s$ lygmenys. Magnio atomai, kuriuose yra 12 elektronų, taip pat turi užpildytus $1s$, $2s$, $2p$ ir $3s$ lygmenis. Tačiau pasirodo, kad šarminių žemės elementų kristalų viršutinės energijos juostos, kurias sudaro užpildyti atomų lygmenys, iš tikrųjų yra užpildytos tik iš dalies. Paaikškinti tai galima tokiu būdu. Susidarant šių elementų kristalams, viršutinius lygmenis atitinkančios energijos juostos išplinta taip smarkiai, kad persikloja. Dėl to susidaro *hibridinės juostos*, kuriose yra ir užpildytų, ir tuščių lygmenų. Pavyzdžiui, berilio kristale hibridinę juostą sudaro užpildytieji $2s$ lygmenys ir tuštieji $2p$ lygmenys (8 pav.), o magnio kristale — užpildytieji $2s$ lygmenys ir tuštieji $3p$ lygmenys. Sanklotos reiškinio dėka šarminių žemės elementų kristalų energijos juostos ir yra tik iš dalies užpildytos.

Visiškai priešingas yra deimanto tipo gardelę turinčių puslaidininkių kristalų sanklotos rezultatas. Pavyzdžiui, silicio atomo $3p$ lygmenyje ($3p$ posluoksnyje) yra tik du elektronai, o gali būti šeši. Visiškai gali būti, kad, susidarant silicio kristalui, viršutinė energijos juosta ($3p$ juosta) pasirodys užpildyta tik iš dalies, o žemesnė juosta ($3s$ juosta) bus užpildyta visa (ji susidarys iš visiškai užpildyto $3s$ lygmens). Tačiau iš tikrųjų, susidarant sili-

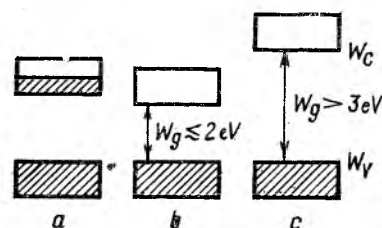
cio kristalui, dėl sanklotos efekto ne tik susidaro hibridinė juosta, sudaryta iš $3s$ ir $3p$ polygmenių, bet ji dar suskyla į du pojuosčius, atskirtus vienas nuo kito draustinių energijų tarpu W_g (9 pav.). Iš viso hibridinėje juostoje $3s+3p$ turi būti po 8 laisvas elektronų vietas kiekvienam atomui (2 vietos nuo $3s$ posluoksniu ir 6 vietos nuo $3p$ posluoksniu). Suskilus hibridinei juostai, kiekviename pojuostyje atsiranda po 4 vietas kiekvienam atomui. Siekdami užimti žemesnius energijos lygmenis, silicio atomų trečiųjų sluoksnių elektronai (o jų iš viso keturi — du $3s$ posluoksnyje ir du $3p$ posluoksnyje) kaip tik ir užima žemesnį pojuostį. Viršutinis pojuostis lieka tuščias.

§ 6. KIETŪJŲ KŪNŲ SUSKIRSTYMAS Į LAIDININKUS, PUSLAIDININKIUS IR DIELEKTRIKUS

Kietųjų kūnų fizikinės savybės, visų pirma jų elektrinės savybės, priklauso ne nuo to, kaip susidarė juostos, o nuo to, kaip jos užpildytos. Šiuo požiūriu visus kristalinius kūnus galima suskirstyti į dvi skirtingas grupes.

Laidininkai. Pirmąją grupę sudaro kūnai, kurių energijos spektre viršum visiškai užpildytų juostų yra tik iš dalies užpildyta juosta (10 pav., *a*). Žinome, kad iš dalies užpildytą juostą turi šarminiai metalai, kurių viršutinė juosta sudaryta iš neužpildytų atomo lygmenų, taip pat šarminių žemės elementų kristalai, kurių viršutinė juosta dėl užpildytų ir tuščių juostų sanklotos yra hibridinė. Visi pirmai grupei priklausantys kūnai yra **laidininkai**.

Puslaidininkiai ir dielektrikai. Antrajai grupei priklauso kūnai, kuriuose virš užpildytų juostų išsidėsto visiškai tuščios juostos (10 pav., *b*, *c*). Į tą grupę įeina ir deimanto struktūrą turintys kristalai: silicis, germanis, pilkasis alavas, deimantas ir t. t. Prie šios grupės priskiriama daugelis cheminių junginių — metalų oksidai, karbidai, metalų nitridai, korundas (Al_2O_3) ir kt. Antroji kietųjų kūnų grupė apima puslaidininkius ir dielektrikus. Šios grupės kristalų aukščiausioji juosta vadinama *valentine juosta*, o virš jos esanti tuščioji juosta — *laidumo juosta*. Aukščiausias valentinės juostos lygmuo vadinamas valentinės juostos viršumi ir žymimas W_v (indeksas *v* kilęs iš anglų k. žodžio valency — valentingumas). Žemiausias laidumo juostos lygmuo vadinamas laidumo juostos dugnu ir žymimas W_c (indeksas *c* kilęs iš anglų k. žodžio conductivity — laidumas).



10 pav.

Esminio skirtumo tarp puslaidininkių ir dielektrikų nėra. Jų

skirstymas antrosios grupės ribose yra sąlygiškas; jį nulemia draustinės energijos juostos W_g , skiriančios visiškai užpildytą juostą nuo tuščiosios, plotis. Kūnai, kurių draustinės juostos plotis $W_g \leq 2$ eV, priklauso puslaidininkių pogrupiui. Tipiški jų atstovai yra germanis ($W_g \approx 0,7$ eV), silicis ($W_g \approx 1,2$ eV), galio arsenidas GaAs ($W_g \approx 1,5$ eV), indžio stibidas InSb ($W_g \approx 0,2$ eV).

Kūnai, kurių $W_g > 3$ eV, yra dielektrikai. Plačiai žinomi dielektrikai — korundas ($W_g \approx 7$ eV), deimantas ($W_g \approx 5$ eV), boro nitridas ($W_g \approx 4,5$ eV) ir kt.

Kietųjų kūnų dalijimo antrosios grupės ribose į puslaidininkius ir dielektrikus sąlygiškumas pasireiškia tuo, kad daugelis įprastinių dielektrikų dabar pradedami naudoti technikoje kaip puslaidininkiai. Pavyzdžiui, jau šiandien puslaidininkiniuose įrenginiuose taikomas silicio karbidas, kurio draustinės juostos plotis apytiksliai lygus 3 eV. Pastaruoju metu planuojama panaudoti puslaidininkių technikoje netgi tokį klasikinį dielektrikų grupės atstovą kaip deimantas.

Juostų užpildymas ir kristalų laidumas. Panagrinėkime kristalo, kurio viršutinė juosta iš dalies užpildyta, savybes absoliutinio temperatūroje ($T=0$). Šiomis sąlygomis, kai neveikia išorinis elektrinis laukas, visi elektronai užima žemiausius lygmenis juostoje, išsidėstydami poromis pagal Paulio principą.

Sukurkime dabar kristale išorinį elektrinį lauką, kurio stiprumas E . Kiekvieną elektroną šis laukas veiks jėga $F = -eE$. Elektronas įgis pagreitį, vadinasi, padidės jo energija. Dėl to elektronas turės pereiti į aukštesnius lygmenis. Kadangi iš dalies užpildytoje juostoje yra daug laisvų energijos lygmenų, tai tokie šuoliai visiškai galimi. Bet energinis atstumas tarp lygmenų labai mažas, todėl net labai silpni elektriniai laukai privers elektronus persokti į aukštesnius lygmenis. Kietuosiuose kūnuose, kurių juosta iš dalies užpildyta, išorinis elektrinis laukas priverčia elektronus greičiau judėti savo jėgos veikimo kryptimi, o tai reiškia, kad atsirado elektros srovė. Būtent tokius kūnus vadiname laidininkais.

Kūnai, turintys tik užpildytas arba tuščias juostas, skirtingai nuo laidininkų, yra nelaidūs elektros srovei. Išorinis laukas tokiuose kietuosiuose kūnuose negali sukurti kryptingo elektronų judėjimo, nes lauko veikimo įtakoje įgijęs papildomos energijos elektronas turėtų persokti į aukštesnį lygmenį, tačiau valentinės juostos visi lygmenys užimti. Tuo tarpu nors ir daug laisvų vietų tuščioje laidumo juostoje, bet nėra elektronų, o praktiškai taikomi elektriniai laukai nesugeba suteikti elektronams tokios energijos, kad šie persoktų iš valentinės juostos į laidumo juostą (čia nenagrinėjami elektriniai laukai, pramušantys dielektriką). Dėl šių priežasčių išorinis laukas negali sukelti elektros srovės net puslaidininkiuose. Štai kodėl puslaidininkio elektrinis laidumas absoliutinio nulio temperatūroje niekuo nesiskiria nuo dielektriko.

II SKYRIUS

KIETŪJŲ KŪNŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

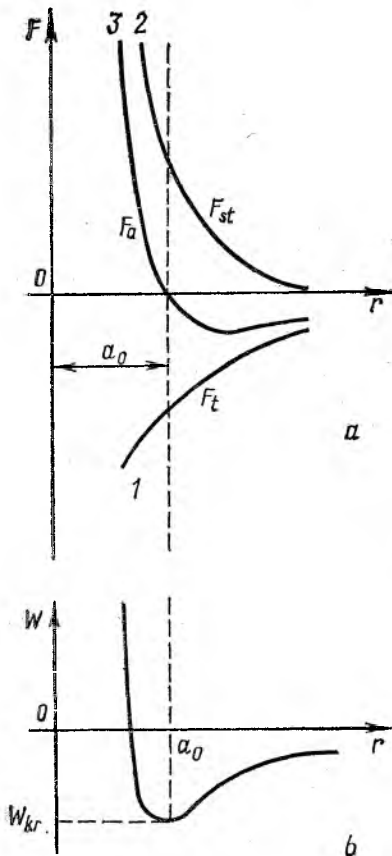
§ 7. RYŠIO JĖGOS KRISTALINĖJE GARDELĖJE

Kristalas — pastoviosios pusiausvyros būsenos atomų sistema. Kodėl iš atskirų atomų susidaro tiksli kristalinė gardelė? Kodėl, susidarant kristalui, atomai negali neribotai artėti vienas prie kito? Kas nulemia kristalo tvirtumą?

Norėdami atsakyti į šiuos klausimus, turime įsivaizduoti, kad tarp atomų veikia traukos jėgos F_t ir stūmos jėgos F_s . Formuliuojantis kristalinei struktūrai, jos pasidaro pusiausvyros. Nežiūrint

šių jėgų prigimtį, jų priklausomybės nuo atstumo tarp atomų pobūdis būna vienodas (11 pav., a). Kai $r > a_0$, vyrauja traukos jėgos; kai $r < a_0$, didesnės yra stūmos jėgos. Tam tikrame atstume $r = a_0$, visiškai apibrėžtame konkrečiam kristalui, stūmos ir traukos jėgos atsveria viena kitą, ir atstojamoji jėga F_a (ją vaizduoja 3 kreivė) pasidaro lygi nuliui. Tada dalelių sąveikos energija yra pati mažiausia ir lygi W_{kr} (11 pav., b). Kai $r = a_0$, sąveikos energija yra mažiausia, ir nesusąžinti iš išorės atomai negali išeiti iš tos padėties: tiek tolstančių tiek ir artėjančių atomų sąveikos energija didėja. Vadinasi, kai $r = a_0$, nagrinėjamoji atomų sistema yra pastoviosios pusiausvyros būsenoje. Tai kristalo — kietojo kūno, turinčio griežtai apibrėžtą vidinę struktūrą, — būseną.

Stūmos ir traukos jėga. Kaip matyti iš 11 paveiksle pavaizduotos 2 kreivės, stūmos jėgos staugiai didėja, mažėjant atstumui r tarp atomų. Šioms jėgoms nugalėti reikia išiekvoti labai daug energijos. Pavyzdžiui, protonui artėjant prie vandenilio atomo,



11 pav.

atstumas $r=2a$ sumažėja iki $r=\frac{a}{2}$ (čia a — pirmosios Boro orbi-

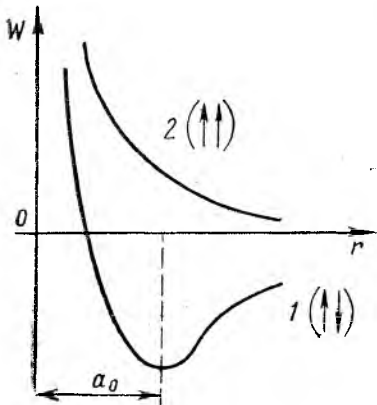
tos spindulys), o stūmos energija padidėja 300 kartų. Lengvieji atomai, kurių branduolius silpnai ekranuoja elektronų sluoksniai, stumia vienas kitą pirmiausia dėl branduolių sąveikos. Tuo tarpu artinami daugiaelektroniai atomai stumia vienas kitą dėl vidinių užpildytų elektronų sluoksnių sąveikos. Atomai stumia vienas kitą ne tik dėl to, kad elektronų sluoksniai turi vienodą krūvio ženklą, bet ir todėl, kad, artinant atomus, naujai pasiskirsto elektronų sluoksniai. Kai atstumas labai mažas, elektronų sluoksniai turi persikloti ir privalo atsirasti bendros abiems atomams orbitos. Tačiau visos vietos pirmosiose užpildytose orbitose užimtos ir pagal Paulio principą jose negali atsirasti perteklinių elektronų, todėl tam tikra elektronų dalis turi persōkti į aukštesnius sluoksnius. Dėl to padidėja pilnutinė sistemos energija, taigi pradeda veikti stūmos jėgos.

Kaip matyti, visų atomų stūmos jėgų prigimtis tam tikru mastu yra vienoda ir nepriklauso nuo išorinių neužpildytų sluoksnių sandaros. Tuo tarpu tarp atomų veikiančių traukos jėgų prigimtis yra kur kas įvairesnė ir ją kaip tik nulemia išorinių elektronų sluoksnių sandara bei užpildymo laipsnis. Pagal traukos jėgų prigimtį buvo pavadintos ir apskritai visos ryšio jėgos. Nagrinėjant kristalų sandarą, pastebima, kad svarbiausi joje yra joniniai, kovalentiniai ir metališkieji ryšiai, žinomi iš mokyklinio chemijos kurso. Čia panagrinėsime tik kovalentinį ryšį, apibūdinantį pagrindines puslaidininkinių kristalų savybes.

Kovalentinis ryšys vaidina svarbiausią vaidmenį, susidarant molekulėms arba kristalams iš vienujų arba vienalyčių atomų. Be abejo, sąveikaujant vienodiems atomams, nėra perduodami elektronai ir neatsiranda jonų. Tačiau elektronų persiskirstymo procesas ir čia labai svarbus. Tik šiuo atveju, vykstant persiskirstymui, ne kuris nors elektronas pereina iš vieno atomo į kitą, o kai kurie elektronai pasidaro b e n d r i — priklauso iš karto keliems atomams.

Išnagrinėkime, kaip susidaro kovalentinis ryšys vandenilio molekulėje H_2 . Kol abu vandenilio atomai yra pakankamai nutolę vienas nuo kito, kiekvienas jų „valdo“ savo elektroną, ir tikimybė šio atomo ribose rasti „svetimą“ elektroną yra labai maža. Pavyzdžiui, kai atstumas tarp atomų $r=5$ nm, kiekvienas elektronas gali pasirodyti gretimame atome vieną kartą per 10^{12} metų. Atomams artėjant vienas prie kito, „svetimo“ elektrono pasirodymo tikimybė greitai didėja. Kai $r=0,2$ nm, šuolio dažnis siekia 10^{14} s⁻¹. Atomams priartėjus dar labiau, pasikeitimo elektronais dažnis tampa toks didelis, kad „savas“ ir „svetimas“ elektronas vienodai dažnai pasirodo prie abiejų branduolių. Tuomet sakoma, kad elektronai yra bendri keliems atomams. Toks ryšys, kai atomai „valdo“ iš karto du elektronus, vadinamas *kovalentiniu*.

Aišku, kad kovalentinio ryšio susidarymas turi būti naudingas ir energijos požiūriu. 12 paveiksle pavaizduota 1 kreivė rodo,



12 pav.

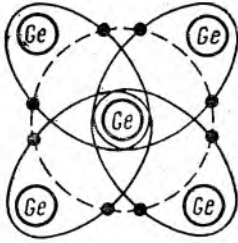
kaip kinta dviejų artinamų vandenilio atomų pilnutinė energija (nulinio lygmeniu pasirinkta dviejų, be galo nutolusių, nesąveikaujančių vienas su kitu vandenilio atomų pilnutinė energija). Matome, kad artinamų atomų pilnutinė energija mažėja ir pasiekia minimumą, kai $r = a_0$, atitinkantį atstumą tarp vandenilio molekulės atomų.

Ne bet kurie vandenilio atomai gali sudaryti molekulę. Iš to, kas buvo pasakyta, aišku, kad vandenilio molekulė gali susidaryti tik tada, kai besijungiančių atomų elektronai turi priešingų

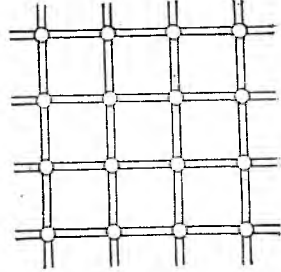
krypčių sukinius. Tik skirtingai orientuotus sukinius turintys elektronai gali išsidėstyti vienoje elektronų orbitoje, kuri yra bendra sujungtiems atomams. Jeigu artėjančių vandenilio atomų elektronai turi vienodai nukreiptus sakinius, t. y. yra tos pačios būsenos, kurią apibūdina vienodas visų keturių kvantinių skaičių rinkinys (n, l, m ir σ), tai pagal Paulio principą jie negali išsidėstyti toje pačioje orbitoje. Tokie atomai artėdami ne trauks, o stums vienas kitą, o jų pilnutinė energija, mažėjant r , ne mažės, bet didės (12 paveiksle pavaizduota 2 kreivė). Aišku, kad šiuo atveju molekulė nesusidarys.

Svarbiausia kovalentinių ryšių ypatybė yra jų *sotis*. Ši savybė taip pat susijusi su Paulio *principo* pasireiškimu. Jos esmė tokia, kad, susidarant kovalentiniam ryšiui, negali dalyvauti trečiasis elektronas. Sudarę vieną kovalentinį ryšį, elektronai jau negali sudaryti kito ryšio ir tuo pačiu „neleidžia“ kitiems elektronams prasiskverbti į sudarytą jungtinę orbitą. Pavyzdžiui, būtent todėl vandenilio molekulė sudaryta iš dviejų atomų, ir negali susidaryti molekulė H_3 .

Puslaidininkiai — tipiški kovalentinių kristalų atstovai. Būdingiausi kovalentinių ryšių bruožai atsiskleidžia deimanto struktūrą turinčiuose kristaluose. Tipiški šios grupės atstovai yra puslaidininkinių kristalai. Iš jų labiausiai žinomi yra silicis ir germanis. Šių elementų atomų išoriniame sluoksnyje yra po keturis valentinius elektronus, kurių kiekvienas sudaro po vieną kovalentinį ryšį su keturiais gretimais atomais (13 pav.). Sudarydamas kovalentinį ryšį su greta esančiu, atomas atiduoda „bendram naudojimui“ vieną savo valentinį elektroną ir lygiai taip pat įsigyja kaimyno elektroną. Taigi kiekvienas kristalą sudarantis atomas tartum baigia komplektuoti savo išorinį sluoksnį, kad šis būtų visiškai užpildytas (kad jame būtų po 8 elektronus), ir sudaro pastovią struktūrą, panašią į inertinių dujų atomų struktūrą (13 paveiksle šie 8 elektronai sąlygiškai išdėstyti apskritiminėje



13 pav.



14 pav.

orbitoje, pažymėtoje punktyrine linija). Kadangi elektronai niekuo nesiskiria vienas nuo kito ir atomai gali pasikeisti elektronais, visi valentiniai elektronai vienodai priklauso visiems kristalo atomams. Puslaidininkio kristalas yra tarsi viena didžiulė molekulė, kurios atomai susieti kovalentiniais ryšiais. Paveiksluose tokie kristalai sąlygiškai vaizduojami kaip plokščios figūros (14 pav.), kuriose kiekviena dviguba linija tarp atomų reiškia dviejų elektronų sudarytą kovalentinį ryšį.

§ 8. METALŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

Metалų elektrinio laidumo reiškinį išsamiausiai ir tiksliausiai apibūdina kietųjų kūnų kvantinė teorija. Tačiau, aiškindamiesi bendriausius klausimus, galime apsiriboti klasikine elektronine teorija. Remiantis šia teorija, kristale esančių elektronų visumą apytiksliai galima laikyti idealiomis dujomis, o pačių elektronų judėjimą nagrinėti pagal klasikinės mechanikos dėsnius. Šiuo atveju į elektronų tarpusavio sąveiką visiškai nekreipiama dėmesio, o elektronų ir kristalinės gardelės jonų sąveika laikoma paprastais tampriais susidūrimais.

Metaluose yra labai daug laisvųjų elektronų, judančių erdvėje tarp kristalo mazgų. 1 cm^3 yra apie 10^{23} atomų. Vadinasi, kai metalo valentingumas Z , laisvųjų, arba vadinamųjų laidumo, elektronų koncentracija n lygi $10^{23} Z \text{ cm}^{-3}$. Visiems jiems būdingas nenutrūkstamas betvarkis šiluminis judėjimas. Elektronai juda kristalo erdvėje didžiuoju greičiu, kurio vidurkis apytiksliai lygus 10^8 cm/s . Šiluminis judėjimas yra chaotiškas, todėl viena kuria nors kryptimi visada juda vidutiniškai tiek pat elektronų, kiek ir priešinga kryptimi. Todėl, kai neveikia išorinis elektrinis laukas, pro bet kurį kristalo pjūvį elektronai perneša krūvį, lygų nuliui. Veikiant elektriniam laukui, kiekvienas elektronas įgyja papildomą greitį, ir visa elektronų grupė metale pradeda judėti kryptimi, priešinga lauko stiprumui. Kryptingas elektronų judėjimas ir parodo, kad laidininku pradėjo tekėti srovė.

Elektrinis laukas, kurio stiprumas E , veikia kiekvieną elektroną jėga $F=eE$. Tos jėgos veikiamas elektronas įgyja pagreitį:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m};$$

čia e — elektrono krūvis, m — jo masė.

Pagal klasikinės mechanikos dėsnius elektronų greitis laisvojoje erdveje didėtų neribotai; tą patį pastebėtume, ir kai elektronai judėtų griežtai periodiniame lauke (pavyzdžiui, idealiam kristale, kurio mazguose yra nejudantys atomai).

Iš tikrųjų gardelės potencialiniame lauke periodiškumas pažeistas, todėl elektronų kryptingas poslinkis kristale yra labai nežymus. Šie pažeidimai visų pirma susiję su kristalinės gardelės mazguose esančių atomų (metaluose — jonizuotų atomų) šiluminiais virpesiais (tų virpesių amplitudė būna juo didesnė, juo aukštesnė kristalo temperatūra). Be to, kristale visada yra įvairių defektų: atomų priemaišų, tuščių vietų mazguose, tarp mazgų esančių atomų, dislokacijų. Įtakos turi taip pat ir kristalų blokų ribos, įtrūkimai, tuštumos ir t. t.

Tokiomis sąlygomis elektronai nuolat susiduria su defektais ir eikvoja elektriniame lauke įgytą energiją. Todėl iš tikrųjų išorinio lauko jėgos veikiamų elektronų greitis didėja tik tarp dviejų susidūrimų. Šio tarpo vidutinis ilgis vadinamas *elektrono laisvojo kelio ilgiu* ir žymimas raide λ .

Taigi, judėdamas su pagreičiu visame laisvajame kelyje, elektronas įgyja papildomą kryptingo judėjimo greitį

$$\Delta v = a\tau;$$

čia τ — elektrono judėjimo laisvuju keliu laikas arba vidutinė trukmė tarp dviejų sekančių elektrono susidūrimų su defektais. Žinant laisvojo kelio ilgį λ , galima apskaičiuoti elektrono judėjimo laisvuju keliu laiką τ pagal formulę

$$\tau = \frac{\lambda}{v_0 + \Delta v};$$

čia v_0 — elektrono betvarkio šiluminio judėjimo greitis. Elektrono laisvojo kelio ilgis λ paprastai būna labai mažas, ne didesnis kaip 10^{-5} cm. Todėl mažas τ , mažas ir papildomas greitis Δv . Kadangi $\Delta v \ll v_0$, tai

$$\tau \approx \frac{\lambda}{v_0}.$$

Laikydami, kad, susidūręs su defektu, elektronas iš esmės visiškai netenka kryptingo judėjimo greičio, vidutinį kryptingo judėjimo greitį, vadinamąjį *dreifą greitį*, galime išreikšti taip:

$$\bar{v} = \frac{\Delta v}{2} = \frac{eE}{2m} \cdot \tau = \frac{e\lambda}{2mv_0} E = uE.$$

Proporcingumo tarp vidutinio dreifo greičio \bar{v} ir lauko stiprumo E koeficientas

$$u = \frac{e}{2m} \frac{\lambda}{v_0}$$

vadinamas *elektronų judrumu*.

Šio dydžio pavadinimas visiškai atspindi jo fizikinę prasmę: judrumas — tai dreifo greitis, kurį įgyja elektronai vienetinio stiprumo lauke. Atsižvelgę į tai, kad elektronai, kuriems būdingas betvarkis šiluminis judėjimas, lekia ne pastoviu greičiu v_0 , o įvairiais greičiais, gauname dvigubai didesnę elektronų judrumo vertę:

$$u = \frac{e}{m} \frac{\lambda}{v_0}$$

Atitinkamai tikslesnė yra tokia dreifo greičio išraiška:

$$\bar{v} = \frac{e\lambda}{mv_0} E.$$

Raskime dabar metaluose tekančios srovės tankio išraišką. Kadangi išorinio elektrinio lauko veikiami elektronai įgyja papildomą dreifo greitį \bar{v} , tai per laiko vienetą bet kuria lauko stiprumui statmena plokštuma pralėks visi elektronai, nutolę nuo jos ne didesniu kaip \bar{v} atstumu. Plokštuma, kurios plotas S , per tą laiką pralėks visi elektronai, esantys gretasienyje, kurio ilgis \bar{v} (15 pav.). Kai laisvųjų elektronų koncentracija metalė lygi n , jų skaičius tame gretasienyje lygus $n\bar{v}S$. Srovės tankis apibrėžiamas kaip krūvis, kurį perneša šie elektronai per ploto vienetą, ir išreiškiamas taip:

$$j = \frac{en\bar{v}S}{S} = \frac{ne^2\lambda}{mv_0} E.$$

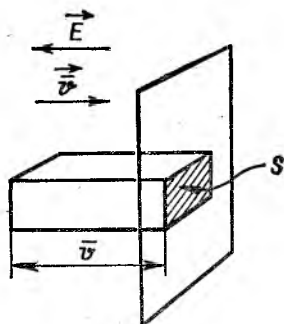
Srovės tankio ir tą srovę sukėlusio lauko stiprumo santykis vadinamas *specifiniu elektriniu laidumu* (žymimas raide σ). Aki-vaizdu, kad

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{ne^2\lambda}{mv_0} = neu.$$

Dydis u , atvirkščias specifiniam elektriniam laidumui, vadinamas *specifine elektrine varža*:

$$u = \frac{1}{\sigma}.$$

Tenka įsidėmėti, kad elektros srovės atsiradimas laidininke glaudžiai susijęs su elektronų dreifo atsiradimu. Dreifo greitis pasirodo esąs labai mažas — realiuose elektriniuose laukuose jo vertė nebūna didesnė už pėsčiojo greitį. O srovė laidais perduodama akimirksniu ir visose uždaro



15 pav.

grandinės dalyse atsiranda beveik tuo pačiu metu. Taip yra dėl to, kad pats elektrinis laukas sklinda milžinišku greičiu. Įjungus įtampos šaltinį, elektrinis laukas pasiekia tolimiausius nagrinėjamos grandinės taškus šviesos greičiu ir priverčia dreifuoti iš karto visus elektronus.

§ 9. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRINIS LAIDUMAS

Puslaidininkiuose, kaip ir metaluose, elektros srovė atsiranda dėl krūvininkų dreifavimo. Laisvųjų elektronų buvimą metalo kristale nulemia pati metalinio ryšio prigimtis, tuo tarpu krūvininkų pasirodymą puslaidininkiuose lemia daugybė veiksnių. Svarbiausi yra puslaidininkio grynumas ir temperatūra.

Puslaidininkiai skirstomi į *grynuosius* ir *priemaišinius*, arba *legiruotuosius*. Priemaišiniai puslaidininkiai savo ruožtu skirstomi pagal priemaišų rūšį į *donorinius*, arba elektroninius, ir *akceptorinius*, arba skylinius. Atskirai panagrinėkime kiekvieną puslaidininkių grupę.

Grynieji puslaidininkiai

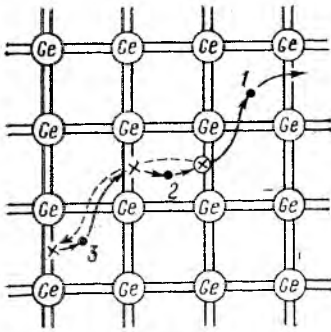
Grynaisiais vadinami labai mažai priemaišų turintys puslaidininkiai. Šiuo atveju viso kristalo savybes nulemia vien tikslai puslaidininkinio elemento savųjų atomų savybės.

Elektroninis laidumas. Absoliutiniam nuliui artimoje temperatūroje visi kristalo atomai susiję kovalentiniais ryšiais, kuriems susidarant dalyvauja visi valentiniai elektronai. Kaip jau buvo minėta anksčiau, visi valentiniai elektronai vienodai priklauso visiems kristalo atomams ir gali pereiti iš vieno atomo į kitą, tačiau tokiam kristalui elektrinis laidumas nebūdingas. Bet kurį elektrono šuolį iš vieno atomo į kitą lydi priešingas šuolis; tiesioginis ir priešingas šuoliai vyksta vienu metu, ir išorinis elektrinis laukas negali priversti krūvių kryptingai judėti. Superžemų temperatūrų sąlygomis puslaidininkiuose laisvųjų elektronų nebūna.

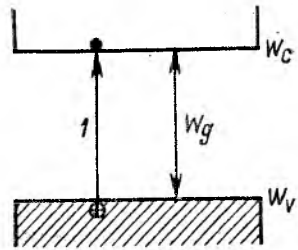
Pagal zonavą teoriją tai reiškia, kad valentinė juosta yra visa užpildyta, o laidumo juosta — visiškai tuščia.

Kylant temperatūrai, dėl kristalinės gardelės šiluminių virpesių elektronai įgyja papildomos energijos. Tam tikromis sąlygomis elektrono energija pasidaro didesnė už kovalentinio ryšio energiją, ir jis, nutraukęs šį ryšį, pereina į kristalo tarpmazgio erdvę — pasidaro „laisvas“. Toks elektronas gali laisvai judėti kristalo tarpmazgio erdvėje nepriklausomai nuo kitų elektronų judėjimo (1 elektronas 16 paveiksle).

Energijos lygmenų diagramoje elektrono „išlaisvinimas“ atitinka jo šuolį iš valentinės juostos į laidumo juostą (17 pav.). Energija, kurios reikia kovalentiniam ryšiui kristale nutraukti,



16 pav.



17 pav.

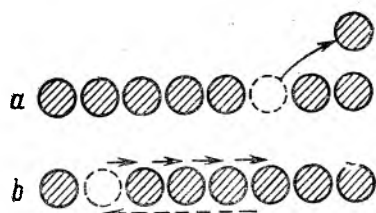
kaip tik lygi draustinės juostos pločiui W_g , t. y. energijai, reikalingai valentiniam elektronui, kad šis taptų laidumo elektronu. Aišku, kad juo siauresnė kristalo draustinė juosta, juo žemesnėje temperatūroje atsiras laisvųjų elektronų. Kitaip tariant, toje pačioje temperatūroje kristalai, kurių draustinė juosta siauresnė, bus didesnio laidumo, nes laidumo juostoje esančių elektronų koncentracija n bus didesnė. Šie duomenys, kai temperatūra lygi kambario temperatūrai, pateikti 2 lentelėje.

Pavyzdžiui, iki 600 K įkaitintame deimante laisvųjų elektronų koncentracija padidėja tiek, kad pasidaro lygi kambario temperatūros germanyje esančių laidumo elektronų koncentracijai. Tai dar kartą patvirtina, jog kietųjų kūnų skirstymas į dielektrikus ir puslaidininkius yra sąlygiškas.

Skylinis laidumas. Didelio laisvųjų elektronų skaičiaus atsiradimas, kylant temperatūrai, yra tik viena grynojo puslaidininkio laidumo priežastis. Kita priežastis — kristalo valentinių ryšių struktūros pasikeitimas dėl valentinių elektronų šuolių į tarpmazgius. Kiekvienas elektronas, iššokęs į tarpmazgį ir tapęs laidumo elektronu, palieka kristalo valentinių ryšių sistemoje laisvą vietą — „skylę“ (16 paveikslo skylė pavaizduota šviesiu skrituliuku; „x“ ženklu pažymėtas ryšio trūkis, išlėkus elektronui). Į tą laisvą vietą gali peršokti valentinis elektronas iš bet kurio gretimo atomo. Į šio elektrono vietą savo ruožtu gali pereiti kito atomo elektronas ir t. t. Tokie elektronų šuoliai į likusias laisvas vietas jau nesusiję su būtiniais priešpriešiniiais šuoliais (tokiais kaip pilnoje kristalo valentinių ryšių sistemoje), todėl atsiranda galimybė kryptingai pernešti krūvį kristalu. Kai neveikia išorinis laukas,

2 lentelė

Medžiaga	W_g , eV	n , cm^{-3}
Indžio stibidas	0,2	10^{16}
Germanis	0,7	10^{13}
Deimantas	5,0	10^2



18 pav.

grandinėje elektronai slenka vienas paskui kitą tartum iš eilės — kiekvienas elektronas pereina į jo pirmtako paliktą vietą. Tokio nuoseklaus proceso rezultata galėtume pavaizduoti kaip pačios laisvos vietos slinkimą priešinga kryptimi.

Vaizdumo dėlei išnagrinėkime šaškių grandinėle, kurioje yra viena laisva vieta (18 pav., *a*). Į nuoseklų keturių šaškių slinkimą iš kairės į dešinę (18 pav., *b*) galima žiūrėti kaip į pačios laisvos vietos slinkimą per keturias vietas priešinga kryptimi. Panašūs reiškiniai vyksta ir puslaidininkyje. Elektronų 2 ir 3 nuoseklus šuolis (16 pav.) į vietą, kurią paliko elektronas 1, tolygus pačios laisvos vietos šuoliui priešinga kryptimi, pavaizduotam brūkšnine linija.

Puslaidininkių fizikoje tokios vakansijos vadinamos skylėmis. Kiekviena skylė turi teigiamą krūvį $+e$, kurio skaitinė vertė lygi elektrono krūviui. Todėl vietoj elektronų grandinėlės nuoseklių šuolių (kiekvieno elektrono šuolio į gretimą atomą) galima nagrinėti vienos skylės keletą šuolių. Tai labai supaprastina apskaičiavimus.

Pagal zonavą teoriją taip pat nesunku paaiškinti grynojo puslaidininkio skylinį laidumą. Elektronams patekus į laidumo juostą (žr. 17 pav.), anksčiau visiškai užpildytoje valentinėje juostoje atsiranda laisvos vietos — skylės. Todėl valentinėje juostoje pasilikę elektronai gali peršokti į aukštesnius laisvus energijos lygmenis. Vadinasi, jie gali įgyti pagreitį (veikiami išorinio elektrinio lauko) ir kryptingai pernešti krūvį — sukurti elektros srovę.

Skylių skaičius lygus laisvųjų elektronų skaičiui. Nagrinėjame dviejų rūšių krūvininkus grynajame puslaidininkyje: elektronus (neigiamus krūvininkus) ir skyles (teigiamus krūvininkus). Skylių visada yra tiek pat, kiek elektronų: kai laidumo juostoje atsiranda elektronas, valentinėje juostoje tuo pat metu atsiranda skylė. Todėl skylių ir elektronų įtaka grynąjį puslaidininkių laidumui yra vienoda. Skirtumas tik tas, kad elektroninį laidumą nulemia laisvųjų elektronų judėjimas kristalo tarpmazgyje (t. y. į laidumo juostą patekusių elektronų judėjimas), o skylinis laidumas susijęs su elektronų šuoliais iš vieno atomo į kitą kristalo kovalentinių ryšių sistemoje (t. y. su valentinėje juostoje likusių elektronų šuoliais).

Atsižvelgiant į tai, kad grynajame puslaidininkyje yra dviejų rūšių krūvininkai, grynojo puslaidininkio specifinio elektrinio laidumo išraiškoje rašomi du dėmenys:

$$\sigma = en_i u_n + ep_i u_p;$$

čia n_i — elektronų koncentracija grynajame puslaidininkyje, p_i — skylių koncentracija grynajame puslaidininkyje, u_n ir u_p — atitinkamai elektronų ir skylių judrumas¹.

Nors iš pirmo žvilgsnio atrodo, kad elektronai ir skylės yra lygiareikšmiai, o jų koncentracijos — lygios ($n_i = p_i$), tačiau elektroninis laidumas paprastai turi didesnės įtakos grynojo puslaidininkio laidumui negu skylinis. Mat elektronai judresni už skyles. Pavyzdžiui, germanyje elektronų judrumas beveik dvigubai didesnis negu skylių, o indžio stibide InSb elektronų ir skylių judrumo santykis siekia 80.

Užbėgdami šiek tiek į priekį, pažymėsime, kad puslaidininkio laidumas gali padidėti, ne tik padidinus jo temperatūrą, bet ir dėl kitų išorinių poveikių, pavyzdžiui, kai jis yra veikiamas šviesos arba apšaudomas greitaisiais elektronais. Svarbu tik, kad išorinis poveikis priverstų elektronus peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą arba, kaip sakoma, kad būtų sudarytos sąlygos laisvųjų krūvininkų generavimui puslaidininkyje.

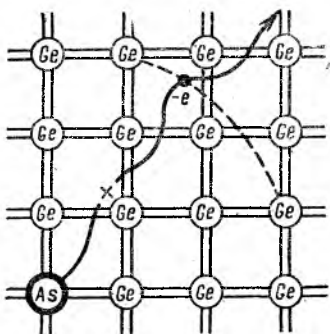
Toks savasis laidumas, kai priešingo ženklų krūvininkų koncentracijos yra visiškai lygios ($n_i = p_i$) būdingas tik supergryniams idealiems puslaidininkių kristalams. Iš tikrųjų visada susiduriame su kristalais, šiek tiek užterštais įvairiomis priemaišomis. Tačiau būtent priemaišiniai puslaidininkiai ir yra svarbiausi puslaidininkių technikoje.

Priemaišiniai puslaidininkiai

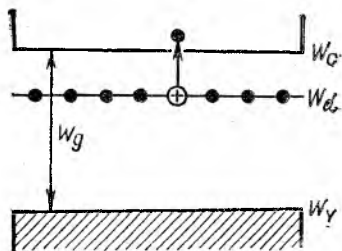
Donorinės priemaišos. Grynajame puslaidininkyje esantys priemaišiniai atomai šiek tiek pakeičia kristalo energijos spektrą. Grynojo puslaidininkio valentiniai elektronai gali turėti energiją tik leistinių juostų srityje (valentinės arba laidumo juostos ribose), tuo tarpu draustinių energijų juostoje jiems „būti“ draudžiama, o tam tikrų priemaišų atomų elektronai gali turėti energijos ir draustinės juostos ribose. Taigi tarp valentinės juostos viršaus W_v ir laidumo juostos dugno W_c draustinėje energijos spektro srityje atsiranda papildomi *leistiniai priemaišiniai lygmenys*.

Pirmiausia išnagrinėkime priemaišinių lygmenų atsiradimą, imdami pavyzdžiu *donorinį puslaidininkį*. Tokį puslaidininkį gau-

¹ Pusalaidininkių technikoje įvairiems žymėjimams vartojamos lotynų abėcėlės raidės. Raide n žymimi patys elektronai, jų koncentracija ir įvairios elektroninės charakteristikos (negativ — neigiamas), raide p — analogiškos skylių charakteristikos (positiv — teigiamas), o indeksas i rodo, kad atitinkamas dydis priskiriamas grynajam puslaidininkui (intrinsic — būdingas kam nors, savas).



19 pav.



20 pav.

name, pavyzdžiui, į keturvalenčio germanio kristalą įterpę priemaišų — penkiavalenčio arseno atomų (19 pav.). Keturi iš penkių valentinių arseno atomo elektronų sudaro kovalentinius ryšius su keturiais artimiausiais gretimais germanio atomais ir tokiu būdu sudaro kristalinę gardelę. Šių elektronų sąlygos panašios į pagrindinės medžiagos — germanio — atomų valentinių elektronų sąlygas, todėl jie turi iš esmės tokias pačias energijos vertes, kaip ir germanio atomų elektronai, ir išsidėsto energijos spektro valentinės juostos ribose. Taigi šie arseno atomų elektronai nepakeičia germanio energijos spektro. Penktasis elektronas nesudaro kovalentinio ryšio. Jis priklauso arseno atomui, todėl ir toliau juda jonizuoto atomo lauke. Tačiau šio elektrono ir jono sąveika yra labai silpna, panašiai kaip ir sąveika tarp dviejų dielektrike esančių elektros krūvių. Germanio dielektrinė skvarba $\epsilon=16$, vadinasi, arseno jono ir penktojo valentinio elektrono sąveikos jėga susilpnėja 16 kartų, o jų ryšio energija sumažėja beveik 250 kartų. Dėl to penktojo elektrono orbitos spindulys padidėja 16 kartų, taigi atitrūkti nuo atomo ir virsti laidumo elektronu jam pakanka tik 0,01 eV energijos.

Pagal zoninę teoriją tai reiškia, kad kristalo energijos spektre atsiranda papildomas leistinės energijos lygmuo, atitinkantis arseno penktojo valentinio elektrono energiją. Jis yra netoli laidumo juostos dugno (20 pav.) atstumu $W_d \approx 0,01 \text{ eV}^1$.

Zemoje, artimoje absoliutiniam nuliui temperatūroje visi priemaišinių arseno atomų penktieji elektronai lieka susiję su savo atomų jonais, kitaip tariant, yra savo donoriniame lygmenyje. Tuomet laidumo juosta yra tuščia. Taigi, kai $T=0$, donorinis puslaidininkis, kaip ir grynas, niekuo nesiskiria nuo tipinio dielektriko. Tačiau temperatūrai tik šiek tiek pakilus, kai gardelės šiluminių virpesių energija pasidaro lygi ryšio energijai $W_d \approx 0,01 \text{ eV}$, penktieji elektronai atitrūksta nuo arseno atomų ir

¹ Indeksas *d* kilęs iš lotynų kalbos žodžio *donare* — aukoti, dovanoti. Atitinkamai ir pačios priemaišos, ir energijos lygmenys, atsiradę, įterpus šių priemaišų, vadinami *donoriniais*.

peršoka į laidumo juostą. Donorinis puslaidininkis pasidaro laidas elektros srovei, nes kristalinės gardelės tarpmazgiuose atsiranda laisvųjų elektronų.

Atkreipiami dėmesį į tai, kad teigiamieji krūviai, kurie lieka, elektronams palikus donorinius lygmenis, iš principo skiriasi nuo skylių grynajame puslaidininkyje. Išlėkę priemaišų atomų elektronai nesudarė kristalo kovalentinių ryšių ir nepriklausė valentinei juostai, todėl likę teigiamieji krūviai yra donorinių priemaišų (nagrinėjamoju atveju arseno) teigiamai elektringi jonai, užfiksuoti kristalinėje gardelėje ir neturintys įtakos kristalo elektринiam laidumui.

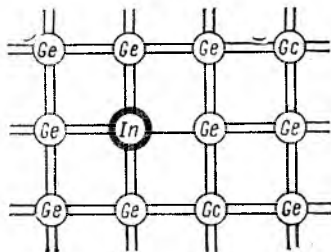
Kristaluose, turinčiuose donorinių priemaišų, elektroninis laidumas yra pagrindinis; todėl puslaidininkiai su donorinėmis priemaišomis dar vadinami *elektroniniais puslaidininkiais* arba *n* puslaidininkiais.

Kai temperatūra pakankamai žema, donoriniuose puslaidininkiuose vyrauja elektroninis laidumas. Kai temperatūra aukštesnė, pavyzdžiui, lygi kambario temperatūrai, laidumo juostoje, be elektronų, patekusių iš donorinio lygmens, atsiranda elektronų, kurie, nutrūkus valentiniam ryšiams, peršoka iš valentinės juostos. Kaip žinome, dėl šių šuolių valentinėje juostoje atsiranda skylės ir susidaro skylinis laidumas. Tačiau elektroninis laidumas daug kartų didesnis už skylinį laidumą.

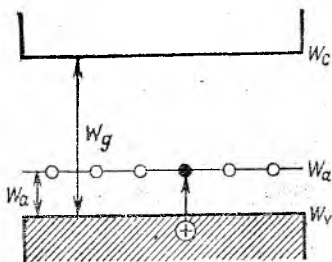
Pavyzdžiui, dešimčiai milijonų germanio kristalo atomų tenka tik vienas arseno atomas, tuo tarpu kambario temperatūros laidumo elektronų koncentracija yra beveik 2000 kartų didesnė už skylių koncentraciją.

Krūvininkai, kurių koncentracija nagrinėjamame puslaidininkyje dominuoja, vadinami *pagrindiniais krūvininkais*; priešingo ženklo krūvininkai vadinami *nepagrindiniais*. Aišku, kad donoriniame puslaidininkyje pagrindiniai krūvininkai yra elektronai, o nepagrindiniai — skylės.

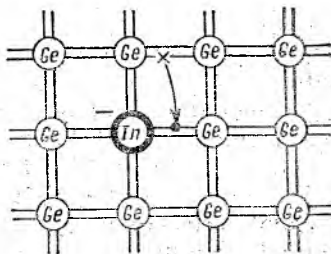
Akceptoriniai puslaidininkiai. Išnagrinėsime atvejį, kai germanio kristale vietoj penkiavalenčio arseno atomo yra priemaišinis trivalentis indžio atomas (21 pav.). Kad galėtų sudaryti kovalentinius ryšius su keturiais artimiausiais kaimynais, indžio atomui trūksta vieno elektrono, t. y. germanio kristalinėje gardelėje vienas dvigubas ryšys yra nepilnas. Iš principo pilnavertis kovalentinis ryšys su ketvirtuoju kaimynu gali susidaryti, kito germanio atomo elektronui perėjus į indžio atomą, bet toks elektronas privalo turėti papildomos energijos. Todėl, kai temperatūra artima $T=0$, elektronui nėra iš kur paimiti tos papildomos energijos, ir germanio valentiniai elektronai, būdami valentinėje juostoje, lieka prie savų atomų, o priemaišiniai indžio atomai taip ir lieka neutralūs,



21 pav.



22 pav.



23 pav.

be ketvirtųjų ryšių. Tačiau jau ta aplinkybė, jog kristale yra indžio atomų, iš principo leidžia elektronams, gavusiems papildomos energijos W_a , peršokti į aukštesnius energijos lygmenis, kurie atsiranda dėl papildomų indžio atomų ryšių (22 pav.). Aišku, kad nagrinėjamas puslaidininkis, kai $T=0$, yra nelaidus elektrai, nes jame nėra laisvųjų krūvininkų (nei elektronų laidumo juostoje, nei skylių valentinėje juostoje).

Pakilus temperatūrai, elektronai dėl gardelės šiluminių virpesių įgyja papildomos energijos W_a (nagrinėjamu atveju $W_a \approx 0,01$ eV) ir gali peršokti iš germanio atomų į indžio atomus. Tokio elektrono vietoje lieka laisva vieta — skylė. Aišku, galimas ir priešingas šuolis, t. y. elektronas gali grįžti į germanio atomą. Tačiau, jeigu tuo metu, kol elektronas bus indžio atome, jo paliktą vietą bus užėmęs kitas valentinis elektronas, pirmasis elektronas taip ir liks indžio atome, kuris tuomet virs neigiamai elektringu jonu, susijusiu su kristaline gardele ir dėl to negalintis judėti. Išėjus elektronui, valentinių ryšių sistemoje atsiradusi laisva vieta (23 pav.) virs laisvąja skylė. Valentinėje juostoje atsiradus skylėms (žr. 22 pav.), kristale susidaro skylinis laidumas. Dėl tokio laidumo ir patys puslaidininkiai buvo pavadinti *skyliniais puslaidininkiais* arba *p* puslaidininkiais. Priemaišos, įterpiamos į puslaidininkius, kad iš valentinės juostos būtų paimti elektronai, buvo pavadintos *akceptoriais*¹. Dėl to šių priemaišų energijos lygmenys vadinami *akceptoriniais lygmenimis*, o puslaidininkiai, kuriuose yra tokių priemaišų, — *akceptoriniais puslaidininkiais*.

§ 10. KRŪVININKŲ KONCENTRACIJOS PUSLAIDININKIUOSE PRIKLAUSOMYBĖ NUO TEMPERATūros

Nagrinėdami įvairaus laidumo puslaidininkių ypatybes, nuolat pabrėždavome, kad laidumo savybių pasireiškimas priklauso nuo temperatūros. Tik gerokai aukštesnės už absoliutinį nulį tem-

¹ Iš anglų kalbos žodžio acceptor — priėmėjas.

peratūros puslaidininkiai gali praleisti elektros srovę, nes atsiranda laisvųjų krūvininkų.

Dabar išnagrinėsime, kuo skiriasi temperatūros didėjimo poveikis savųjų ir priemaišinių puslaidininkių elektrinėms savybėms.

Grynąjų puslaidininkių laidumo priklausomybė nuo temperatūros. Gryniesiems puslaidininkiams visų pirma būdinga tai, kad abiejų ženklų krūvininkai — ir elektronai, ir skylės — atsiranda vienu metu ir jų yra tiek pat. Kai gardelės šiluminių virpesių energijos pakanka, kad elektronai galėtų peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą, toliau kylant temperatūrai, labai greitai didėja laisvųjų krūvininkų koncentracija. Pavyzdžiui, padidinus grynojo germanio temperatūrą nuo 100 iki 600 K, krūvininkų koncentracija padidėja 10^{17} kartų. Grafiškai vaizduojant šią priklausomybę, paprastai imamas pusiau logaritminis mastelis. Abscisių ašyje atidedamas dydis $\frac{1}{T}$, atvirkščias temperatūrai, o ordinačių ašyje — koncentracijos logaritmo vertė $\lg n_i$ (24 pav.). Tokiu masteliu pavaizduota priklausomybė $n_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$ yra tiesė, kertanti abscisių ašį tam tikrame taške $\frac{1}{T}$. Kylant temperatūrai, krūvininkų koncentracija didėja dėl to, kad į laidumo juostą elektronai peršoka iš vis gilesnių ir gilesnių valentinės juostos lygmenų.

Pratęšę tiesę $n_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$ iki susikirtimo su ordinačių ašimi (tai atitiktų vertę $T = \infty$), gautume vertę $\lg n_{i0}$ (čia n_{i0} — nagrinėjamo puslaidininkio valentinių elektronų koncentracija). Eksperimentiškai gauti tokios būsenos nepavyksta, nes, dar nespėjus visiems kovalentinius ryšius sudarantiems elektronams patekti į laidumo juostą, suyra kristalinė gardelė, ir puslaidininkis išsilydo.

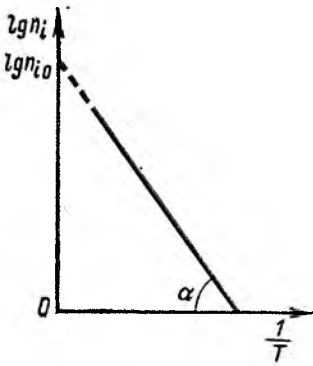
Kadangi bet kokios temperatūros gryname puslaidininkyje elektronų ir skylių koncentracija yra vienoda, tai priklausomybė $\lg p_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$ bus išreikšta lygiai tokia pat kreive, kaip pavaizduota 24 paveiksle.

Kadangi koncentracijos lygios ($n_i = p_i$), galima užrašyti:

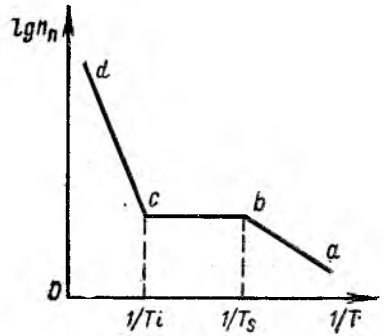
$$n_i p_i = n_i^2 .$$

Bet kiekvieno grynojo puslaidininkio krūvininkų koncentracija priklauso tik nuo temperatūros, todėl aišku, kad bet kokioje fiksuotoje temperatūroje sandauga $n_i p_i$ lieka pastovi (*veikiančiųjų masių dėsnis*):

$$n_i p_i = n_i^2 = \text{const.}$$



24 pav.



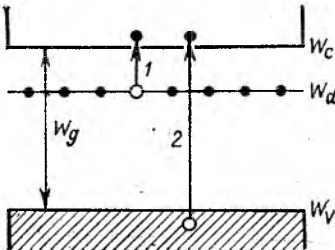
25 pav.

Kai temperatūra lygi 300 K (paprastai ši temperatūra laikoma lygia kambario temperatūrai), silicio vertė n_i^2 lygi $4,2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-6}$, o germanio — $6,25 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-6}$. Įdomu ir tai, kad veikiančiųjų masių dėsnis galioja ir priemaišiniams puslaidininkiams.

Priemaišiniai puslaidininkiai. Kadangi laisvųjų krūvininkų koncentracijos donoriniuose ir akceptoriniuose puslaidininkiuose temperatūrinė priklausomybė yra visiškai vienoda, tai išnagrinėkime tik n puslaidininkį.

Priemaišinių puslaidininkių tipinė priklausomybės $\lg n_n = f\left(\frac{1}{T}\right)$

- kreivė pavaizduota 25 paveiksle. Labai žemų, artimų absoliutiui nulii temperatūrų srityje tiek donorinio, tiek ir grynojo puslaidininkio laidumo juostoje laisvųjų krūvininkų nėra. Tačiau, kylant temperatūrai, donorinio puslaidininkio laidumo juostoje elektronai pasirodo gerokai anksčiau negu grynojo puslaidininkio. Tai suprantama. Juk penktajam valentiniam elektronui atitrūkti nuo donorinio atomo, t.y. peršokti iš donorinio lygmens W_d į laidumo juostą, reikia beveik 100 kartų mažiau energijos negu jos reiktų elektronui, kad galėtų iš valentinės juostos patekti į laidumo juostą. Prisiminkime, kad, pavyzdžiui, silicio $W_d \approx 0,01 \text{ eV}$, o $W_g \approx 1,2 \text{ eV}$. Todėl laidumo juostoje pirmiausia pasirodo elektronai, peršokę iš donorinio lygmens. Šie šuoliai 26 paveiksle pažymėti skaitmeniu 1. Žinoma, šie elektronai niekuo nesiskiria nuo elektronų, peršokusių į laidumo juostą iš valentinės juostos, tačiau kartais jie vadinami priemaišiniais elektronais, pabrėžiant jų prigimtį.



26 pav.

Kylant temperatūrai, palyginti greitai didėja į laidumo juostą peršokusių priemaišinių elektronų skai-

čius, o donoriniame lygmenyje likusių elektronų skaičius mažėja,— priemaišinis lygmuo n u s k u r s t a. Pasiekus tam tikrą temperatūrą T_s (*nuskurdinimo temperatūrą*), visi elektronai iš donorinio lygmens peršoka į laidumo juostą. Šiuo atveju laidumo elektronų koncentracija praktiškai lygi donorinių priemaišų koncentracijai N_d puslaidininkyje:

$$n_n \approx N_d.$$

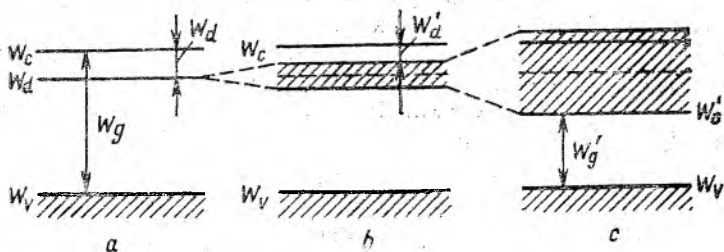
Daugelio puslaidininkių priemaišiniai lygmenys nuskursta pakankamai žemų temperatūrų srityje. Pavyzdžiui, germanio, kuriame esančių priemaišinių arseno atomų koncentracija $N_d \approx \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, donorinio lygmens nuskurdinimo temperatūra siekia apie 30 K. Aišku, kad nuskurdinimo procesas priklauso nuo priemaišinių centrų aktyvacijos energijos vertės W_d ir nuo jų koncentracijos N_d , todėl ir nuskurdinimo temperatūra T_s yra tuo aukštesnė, kuo didesnė aktyvacijos energija bei priemaišų koncentracija.

Kai $T > T_s$, laisvųjų elektronų skaičius palyginti plačiame temperatūrų intervale nesikeičia (ruožas *bc* 25 paveiksle). Mat priemaišiniai lygmenys jau visiškai nuskurdę, o valentiniams elektronams sužadinti gardelės šiluminių virpesių energijos nepakanka. Siame temperatūrų intervale laisvųjų krūvininkų koncentraciją galima nustatyti iš sąryšio $n_n \approx N_d$.

Pakankamai aukštų temperatūrų srityje elektronai vis intensyviau peršoka iš valentinės juostos į laidumo juostą (šie šuoliai 26 paveiksle pažymėti skaitmeniu 2). Tam tikroje temperatūroje T_i tokių šuolių skaičius yra toks didelis, kad savųjų elektronų, t. y. iš valentinės juostos peršokusių elektronų, koncentracija pasidaro lygi priemaišinių elektronų koncentracijai. Temperatūra T_i vadinama *savojo laidumo atskūrimo temperatūra*. Toliau kylant temperatūrai, savųjų krūvininkų koncentracija didėja taip greitai (ruožas *cd* 25 paveiksle), kad priemaišinių elektronų jau galima nepaisyti ir laikyti, jog $n_n \approx n_i$. Šioje temperatūrų srityje priemaišinio donorinio puslaidininkio tiek laidumo pobūdis (dabar jis yra mišrus — ir elektroninis, ir skylinis, nes iš valentinės juostos išėjus elektronui, tuo pat metu susidaro skylė), tiek laisvųjų krūvininkų koncentracija praktiškai niekuo nesiskiria nuo grynojo, nepriemaišinio puslaidininkio.

Daugelio priemaišinių puslaidininkių savojo laidumo atskūrimo temperatūra žymiai didesnė už kambario temperatūrą. Pavyzdžiui, n germanio, kuriame priemaišų koncentracija $N_d \approx \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, temperatūra T_i apytiksliai lygi 450 K. T_i vertė priklauso nuo priemaišų koncentracijos N_d ir puslaidininkio draustinės juostos pločio W_g : kuo didesnė priemaišų koncentracija ir kuo platesnė draustinė juosta, tuo aukštesnė ta temperatūra.

Išsigimę puslaidininkiai. Ypač įdomūs puslaidininkiai, kuriuose priemaišų koncentracija labai didelė $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Tokie puslaidininkiai vadinami *išsigimusiais puslaidininkiais* arba



27 pav.

pusmetaliais. Išsigimę puslaidininkiai užima labai svarbią vietą puslaidininkių technikoje.

Kaip jau buvo minėta, į grynąjį puslaidininkį įterpus donori- nių priemaišų, puslaidininkio energijos spektre (tiksliau jo draus- tinėje juostoje) atsiranda tam tikras diskretinis donorinis lyg- muo, nutolęs nuo laidumo juostos dugno palyginti nedideliu ener- giniu atstumu W_d (27 pav., a). Šis lygmuo yra pakankamai siauras, ir kai priemaišų koncentracija nedidelė (kol priemaišų atomai yra taip nutolę vienas nuo kito, kad galima nepaisyti jų tarpusavio sąveikos), jį galima pavaizduoti kaip liniją. Didėjant koncentracijai, priemaišiniai atomai artėja vienas prie kito ir jų penktųjų valentinių elektronų, kurie nesudaro gardelės, orbitos pradeda dengti viena kitą. Dabar šie elektronai gali nekliudomai pereiti iš vieno priemaišinio atomo į kitą. Kitaip tariant, penktieji valentiniai elektronai jau nebeprisiklauso atskiriems konkrečioms priemaišiniams atomams, o pasidaro bendri. Vadinasi, jie gali judėti po visą kristalą nuo vieno priemaišinio atomo prie kito.

Zoninės teorijos požiūriu, padidėjus priemaišų koncentracijai ir priemaišiniams atomams pradėjus veikti vienas kitą, išnyksta tų atomų išsigimimas, priemaišinis donorinis lygmuo suskyla į polygmenius ir susidaro priemaišinė juosta (27 pav., b). Iš es- mės priemaišinių atomų sistemoje energijos juosta susidaro iš atskiro išsigimusio lygmens taip pat, kaip ir juostos iš izoliuotų atomų energijos lygmenų, kai atomai suartėja, sudarydami kris- talą (žr. 7 pav.).

Kuo didesnė priemaišų koncentracija, tuo arčiau vienas prie kito išsidėsto priemaišiniai atomai, vis stipriau veiksmai vienas kitą, ir tuo labiau išplinta priemaišinis lygmuo. Galiausiai prie- maišinė juosta tiek praplatėja, kad persikloja su laidumo juosta (27 pav., c). Dėl to susidaro savotiška hibridinė juosta, tik iš dalies užpildyta elektronais. Dabar niekas nekliudo priemaišiniams elektronams, kurie anksčiau buvo priemaišinėje juostoje, persokti į laidumo juostą. Joje yra aukščiau išsidėsčiusių laisvų lygmenų. Tai sudaro sąlygas priemaišiniams elektronams įgyti papildomos energijos, vadinasi, judėti greitėjančiai išoriniame elektriniame lauke. O tai, kaip jau žinome, rodo, kad kristalas pasidarė laidus elektros srovei.

Pabrėžiame, kad išsigimusio puslaidininkio laidumo savybės susijusios tik su didele donorinių priemaišų koncentracija, dėl kurios priemaišinė juosta persikloja su laidumo juosta, ir visiškai nepriklauso nuo kristalo temperatūros. Net ir absoliutinio nulio temperatūros ($T=0$) išsigimusiuose puslaidininkiuose gali būti didelė laidumo elektronų koncentracija. Dėl to šie puslaidininkiai kartais ir vadinami pusmetaliais. Tokia išsigimusių puslaidininkių laidumo elektronų koncentracijos nepriklausomybė nuo temperatūros išlieka net iki temperatūros T_i . Kai temperatūra daug aukštesnė, vyrauja elektronų šuoliai iš valentinės juostos į laidumo juostą, sukeliantys puslaidininkyje savąjį laidumą.

Didėjant priemaišų koncentracijai, priemaišiniai lygmenys išplinta į juostą ir dėl to iš pradžių sumažėja priemaišinių elektronų aktyvacijos energija: dydis W'_d (žr. 27 pav., *b*) mažesnis už W_d (žr. 27 pav., *a*). Todėl priemaišiniai laidumo elektronai atsiranda daug žemesnėse temperatūrose. Kai priemaišų koncentracija yra tokia didelė, kad priemaišinė juosta persikloja su laidumo juosta, susiaurėja draustinė juosta: W'_g (žr. 27 pav., *c*) mažesnis už W_g (žr. 27 pav., *a*). Pavyzdžiui, kai priemaišų koncentracija yra 10^{19} cm^{-3} eilės, germanio draustinės juostos plotis sumažėja nuo 0,7 eV iki 0,5 eV.

p puslaidininkių priklausomybę $\lg p_p = f\left(\frac{1}{T}\right)$ apibūdina grafiškas, kuris niekuo nesiskiria nuo pavaizduotojo 25 paveiksle. Ruožai *ab* ir *bc* šiuo atveju atitinka skylinį priemaišinį laidumą, o ruožas *cd* — savąjį laidumą. Kylant temperatūrai ruože *ab*, skylių koncentracija didėja, nes akceptorinės priemaišos atomai pagriebia elektronus iš valentinės juostos, ir atsiranda laisvųjų skylių, galinčių pernešti krūvį. Kai akceptorinį lygmenį užpildo elektronai, t. y. kai visi priemaišiniai atomai sukomplektuoja savo ryšius kristalinėje gardelėje, susidaro soties režimas. Jam būdinga tai, kad priemaišinių skylių koncentracija nepriklauso nuo temperatūros (ruožas *bc*). Aukštesnėse temperatūrose (ruožas *cd*) savųjų krūvininkų koncentracija staigiai didėja, nes elektronai iš valentinės juostos peršoka į laidumo juostą.

Reikia pasakyti, kad praktiškai bet kokios temperatūros sąlygomis visuose priemaišiniuose puslaidininkiuose, be pagrindinių krūvininkų, visada būna ir nepagrindinių krūvininkų. Žemų temperatūrų srityje nepagrindinių krūvininkų, be abejojimo, yra mažai. Pagrindinių ir nepagrindinių krūvininkų koncentracijas sieja veikiančiųjų masių dėsnis, pagal kurį kiekvieno puslaidininkio pagrindinių ir nepagrindinių krūvininkų koncentracijų sandauga lygi tos pačios temperatūros atitinkamo grynojo puslaidininkio savųjų krūvininkų koncentracijos kvadratui: $n_n p_n = n_i^2$, $p_p n_p = n_i^2$; čia n_n ir p_n — atitinkamai elektronų ir skylių koncentracija elektroniniame puslaidininkyje, o p_p ir n_p — skylių ir elektronų koncentracija skyliniame puslaidininkyje. Pagal veikiančiųjų masių dėsnį, į puslaidininkį įterpus kokių nors aktyvių priemaišų, padidėja pagrindinių krūvininkų koncentracija ir tuo pačiu suma-

žėja nepagrindinių krūvininkų koncentracija. Taigi šių krūvininkų koncentracijų sandauga nepasikeičia. Pavyzdžiui, jeigu į grynąjį germanį, kambario temperatūros sąlygomis turintį $n_i \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ savųjų krūvininkų, būtų įterpta tiek donorinių priemaišų, kad laisvųjų elektronų skaičius padidėtų 1000 kartų ir pagrindinių krūvininkų koncentracija pasidarytų lygi $n_n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, tai šiuo atveju nepagrindinių krūvininkų (skylių) skaičius sumažėtų 1000 kartų ir jų koncentracija būtų lygi $p_n \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Taigi nepagrindinių krūvininkų koncentracija būtų milijoną kartų mažesnė už pagrindinių krūvininkų koncentraciją. Kodėl taip sumažėja nepagrindinių krūvininkų koncentracija, galima paaiškinti tokiu būdu.

Kai atsiranda daug laidumo elektronų, apatiniai laidumo juostos energijos lygmenys yra užimti. Todėl iš valentinės juostos elektronai gali peršokti tik į aukštesnius, dar neužpildytus laidumo juostos lygmenis. Siems šuoliams reikia didesnės energijos negu tuo atveju, kai laidumo juosta laisva. Dėl to mažėja tikimybė, kad elektronai peršoks iš valentinės juostos į laidumo juostą. Vadinasi, mažėja ir valentinėje juostoje atsirandančių skylių skaičius.

§ 11. PUSLAIDININKIŲ ELEKTRINIO LAIDUMO PRIKLAUSOMYBĖ NUO TEMPERATŪROS

Kaip žinia, specifinis laidumas išreiškiamas formule:

$$\sigma = enu;$$

čia n — tam tikro kūno laidumo savybes nulemiančių krūvininkų koncentracija, o u — šių krūvininkų judrumas. Krūvininkais gali būti ir elektronai, ir skylės. Įdomu pažymėti, kad daugelyje metalų laisvieji krūvininkai yra elektronai, tačiau kai kuriuose metaluose laisvųjų krūvininkų vaidmenį atlieka skylės. Tipiški skylinio laidumo metalų pavyzdžiai yra cinkas, berilis ir kai kurie kiti.

Norint išsiaiškinti laidumo priklausomybę nuo temperatūros, reikia žinoti laisvųjų krūvininkų koncentracijos ir judrumo temperatūrinę priklausomybę. Laisvųjų krūvininkų koncentracija metaluose nepriklauso nuo temperatūros. Todėl metalų laidumo pakitimą priklausomai nuo temperatūros apibūdina krūvininkų judrumo temperatūrinė priklausomybė. Tuo tarpu puslaidininkuose, priešingai, krūvininkų koncentracija labai priklauso nuo temperatūros, o judrumo temperatūrinio kitimo praktiškai nepastebime. Tačiau tų temperatūrų srityse, kur krūvininkų koncentracija pastovi (nuskurdintoje srityje ir priemaišų soties srityje), laidumo temperatūrinės priklausomybės eiga visiškai sąlygoja krūvininkų judrumo temperatūrinis kitimas.

Paties judrumo vertę nulemia krūvininkų sklaidos, kurias sukelia įvairūs kristalinės gardelės defektai, t. y. krūvininkų kryp-

tingo judėjimo greičio kitimas dėl jų sąveikos su įvairiais defektais. Didžiausią poveikį greičio kitimui turi krūvininkų sąveika su įvairių priemaišų jonizuotais atomais ir kristalo gardelės šiluminiai virpesiai. Įvairių temperatūrų srityse šių sąveikų sąlygojama sklaida pasireiškia nevienodai.

Žemų temperatūrų srityje, kai atomų šiluminiai virpesiai yra tokie silpni, kad jų galima nepaisyti, svarbiausią reikšmę turi jonizuotų priemaišų sukelta sklaida. Tuo tarpu aukštų temperatūrų srityje, kai dėl šiluminių virpesių gardelės atomai pasislenka iš pastoviosios pusiausvyros padėties kristale, vyrauja šiluminė sklaida.

Jonizuotų priemaišų sukelta sklaida. Priemaišinių atomų koncentracija priemaišiniuose puslaidininkuose daug kartų didesnė už priemaišų koncentraciją metaluose. Net pakankamai žemoje temperatūroje daugumas priemaišinių atomų yra jonizuoti. Tai visiškai natūralu, nes puslaidininkių laidumas pirmiausia susijęs su priemaišų jonizacija. Priemaišų jonai labiau už neutralius atomus išsklaido krūvininkus. Mat neutralus atomas išsklaido krūvininką, tik tiesiogiai susidūręs su juo; tuo tarpu, kad jonizuotas atomas išsklaidytų krūvininką, pastarajam pakanka patekti į jono sukurto elektrinio lauko sritį (28 pav.). Kai elektronas lekia pro teigiamojo jono sukurto elektrinio lauko sritį, jo trajektorija pasikeičia, kaip parodyta paveiksle; tuo metu jo kryptingo judėjimo greitis v_E , kurį elektronas įgijo, išorinio lauko veikiamas, sumažėja iki v'_E . Kai elektronas pralekia pro joną pakankamai arti, jau išsklaidyto elektrono judėjimo kryptis gali būti visiškai priešinga išorinio elektrinio lauko veikimo kryptčiai.

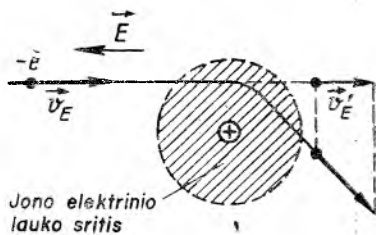
Nagrinėdamas elektringųjų dalelių sklaidą, kurią sukelia elektringieji centrai, įžymusis anglų fizikas E. Rezerfordas padarė išvadą, kad dalelių laisvojo kelio ilgis proporcingas jų greičio ketvirtajam laipsniui:

$$\lambda \sim v_0^4.$$

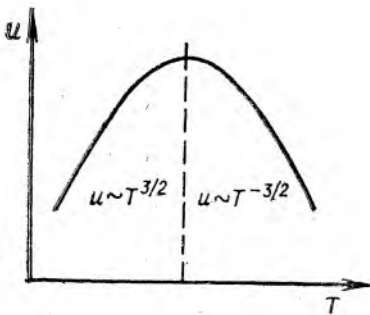
Pritaikę šią priklausomybę krūvininkų sklaidai puslaidininkuose, gautume labai įdomų ir iš pirmo žvilgsnio nelauktą rezultatą: *žemų temperatūrų srityje krūvininkų judrumas, kylant temperatūrai, turi didėti*. Iš tikrųjų krūvininkų judrumas yra proporcingas jų greičio kubui:

$$u \sim \frac{\lambda}{v_0} \sim \frac{v_0^4}{v_0} = v_0^3.$$

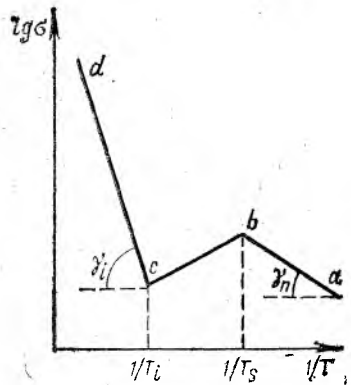
Tuo pat metu vidutinė kinetinė krūvininkų energija puslaidininkuose proporcinga temperatūrai $W_k \sim kT$. Vadinasi, vidutinis šiluminis greitis proporcingas kvadratinei šakniai iš T



28 pav.



29 pav.



30 pav.

(juk $W_k = \frac{mv^2}{2}$). Taigi krūvininkų judėjimo priklausomybė nuo temperatūros yra tokia:

$$u \sim v_0^3 \sim (VT)^{3/2} = T^{3/2}.$$

Žemų temperatūrų srityje, kai vyrauja jonizuotų priemaišų sukelta sklaida ir gardelės atomų šiluminių virpesių galima nepaisyti, krūvininkų judrumas, kylant temperatūrai, didėja proporcingai $T^{3/2}$ (kairioji kreivės $u(T)$ šaka 29 paveiksle). Kokybiškai tokią priklausomybę visiškai galima paaiškinti: kuo didesnis krūvininkų šiluminis greitis, tuo trumpiau jie būna jonizuoto atomo lauke ir tuo mažiau iškraipoma jų trajektorija. Dėl to ilgėja krūvininkų laisvasis kelias ir didėja jų judrumas.

Šiluminių virpesių sukelta sklaida. Kylant temperatūrai, krūvininkų šiluminio judėjimo vidutinis greitis taip padidėja, kad jonizuotų priemaišų sukeltos sklaidos tikimybė pasidaro labai maža. Kartu padidėja gardelės atomų šiluminių virpesių amplitudė, taigi pradeda vyrauti šiluminių virpesių sukelta krūvininkų sklaida. Kaitinant puslaidininkį, šiluminiai virpesiai vis labiau išsklaido krūvininkus, dėl to mažėja krūvininkų laisvojo kelio ilgis, vadinasi, ir jų judrumas.

Aukštų temperatūrų srityje įvairių puslaidininkių priklausomybės $u(T)$ konkrečiai išraiška yra nevienoda. Ji priklauso nuo puslaidininkio prigimties, draustinės juostos pločio, priemaišų koncentracijos ir kai kurių kitų veiksnių. Kai priemaišų koncentracija nelabai didelė, tipinių kovalentinių puslaidininkių, pavyzdžiui germanio ir silicio, priklausomybė $u(T)$ yra tokia:

$$u \sim T^{-3/2}.$$

(žr. kreivės dešiniąją šaką 29 paveiksle).

Taigi žemų temperatūrų srityje puslaidininkių krūvininkų judrumas didėja tiesiog proporcingai $T^{3/2}$, o aukštų temperatūrų srityje jis mažėja atvirkščiai proporcingai $T^{3/2}$.

Puslaidininkio laidumo priklausomybė nuo temperatūros. Žinant, kaip krūvininkų judrumas ir koncentracija puslaidininkiuose priklauso nuo temperatūros, galima nustatyti puslaidininkių laidumo temperatūrinės priklausomybės pobūdį. 30 paveiksle schemiškai pavaizduota priklausomybė $\lg \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Ši kreivė labai

artima 25 paveiksle pavaizduotos priklausomybės $\lg n = f\left(\frac{1}{T}\right)$ kreivei. Kadangi krūvininkų koncentracija priklauso nuo temperatūros labiau negu judrumas, tai priemaišinio laidumo (ruožas *ab*) ir savojo laidumo srityje (ruožas *cd*) specifinio laidumo priklausomybę $\sigma(T)$ praktiškai visiškai nulemia krūvininkų koncentracijos priklausomybė nuo temperatūros. Šių grafiko ruožų polinkio kampai priklauso atitinkamai nuo donorinės priemaišos atomų jonizacijos energijos ir nuo puslaidininkio draustinės juostos pločio. Polinkio kampo γ_n tangentas proporcingas donorinės priemaišos atomo penktojo valentinio elektrono atitrūkimo energijai. Todėl, eksperimentiškai gavus kaitinamojo puslaidininkio laidumo kitimo priemaišiniame ruože *ab* grafiką, galima nustatyti donorinio lygmens aktyvacijos energijos vertę, t. y. donorinio lygmens W_d energinį atstumą nuo laidumo juostos dugno (žr. 20 pav.). Polinkio kampo γ_i tangentas proporcingas elektrono šuolio iš valentinės juostos į laidumo juostą energijai, t. y. savųjų krūvininkų susidarymo puslaidininkyje energijai. Taigi, eksperimentiškai gavus laidumo priklausomybę nuo temperatūros ruože *cd*, galima nustatyti draustinės juostos W_g plotį (žr. 17 pav.). Dydžiai W_d ir W_g yra svarbiausios puslaidininkio charakteristikos.

Priklausomybės $\sigma(T)$ ir $n(T)$ iš esmės skiriasi ruože *bc*, kuris yra tarp priemaišų nuskurdinimo temperatūros T_s ir perėjimo prie savojo laidumo atsikūrimo temperatūros T_i . Šis ruožas atitinka visų priemaišinių atomų jonizuotąją būseną, o savajam laidumui sudaryti šiluminių virpesių energijos pasirodo dar nepakanka. Todėl, kylant temperatūrai, krūvininkų koncentracija, kuri iš esmės yra lygi priemaišinių atomų koncentracijai, nesikeičia. Laidumo temperatūrinę priklausomybę šiame ruože sąlygoja krūvininkų judrumo priklausomybė nuo temperatūros. Kai priemaišų koncentracija vidutinė, daugeliu atvejų pagrindinis sklaidos mechanizmas šioje temperatūrų srityje yra gardelės šiluminių virpesių sukelta sklaida. Dėl to, kylant temperatūrai ruože *bc*, mažėja krūvininkų judrumas, vadinasi, mažėja ir puslaidininkių laidumas.

Išsigimusiuose puslaidininkiuose dėl didelės priemaišų koncentracijos, nulemiančios jonų elektrinių laukų persiklojimą, net ir aukštoje temperatūroje vyrauja jonizuotų priemaišų sukelta sklaida. Šiam sklaidos mechanizmui kaip tik ir būdinga tai, kad, kylant temperatūrai, didėja krūvininkų judrumas.

III SKYRIUS

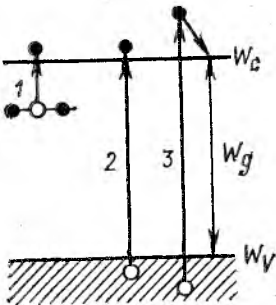
NEPUSIAUSVIRIEJI PROCESAI PUSLAIDININKIUOSE

§ 12. NEPUSIAUSVIRIJŲ KRŪVININKŲ GENERAVIMAS IR REKOMBINACIJA

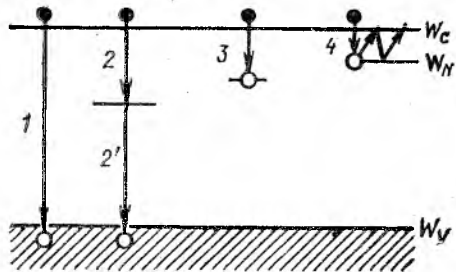
Laisvųjų krūvininkų generavimas. Matėme, kad temperatūroje, nelygioje absoliutiniam nuliui, kiekvieną puslaidininkį apibūdiņa tam tikra laisvųjų krūvininkų koncentracija. Juo aukštesnė temperatūra, juo didesnė laisvųjų krūvininkų koncentracija. Laisvieji krūvininkai atsiranda, elektronams peršokus iš valentinės juostos arba donorinių lygmenų į laidumo juostą. Šis procesas vadinamas *laisvųjų krūvininkų generavimu* (31 pav.).

Laisvųjų krūvininkų rekombinacija. Jeigu puslaidininkiuose vykty tiktai generavimas, tai vis nauji ir nauji elektronai prisijungty prie jau peršokusiy į laidumo juostą ir po tam tikro laiko laidumo juostoje atsidurty visi valentiniai elektronai. Eksperimentiškai tokio vaizdo stebėti negalima. Mat kartu su generavimo procesu vyksta *laisvųjų krūvininkų rekombinacija*. Po tam tikro laiko elektronai grįžta iš laidumo juostos į valentinę juostą arba į tuščias kurio nors priemaišinio lygmens vietas (32 pav.). Kitaip tariant, pakeliavę tarp kristalo atomų, laisvasis elektronas anksčiau ar vėliau randa laisvą vietą ir užima ją. Kai ši vieta — teigiamai elektringas priemaišų atomas, vienas laidumo elektronas išnyksta, o kai toji laisva vieta yra nutrūkęs ryšys kristalinėje gardelėje — skylė, tai išnyksta iš karto du laisvieji krūvininkai: ir elektronas, ir skylė.

Pusiausvirieji krūvininkai. Laisvųjų krūvininkų koncentraciją puslaidininkyje sąlygoja vienu metu vykstantys priešingi proce-



31 pav.



32 pav.

sai — generavimas ir rekombinacija. Šiluminiai procesai kietuosiuose kūnuose visada yra inertiški, t. y. vyksta pakankamai lėtai, todėl praktiškai bet kokioje temperatūroje šiluminio generavimo ir rekombinacijos procesai spėja pasidaryti pusiausviri. Dėl to tik šiluminių procesų sąlygojama krūvininkų koncentracija vadinama *pusiausvirąja*, o patys krūvininkai — *pusiausviraisiais*. Kadangi pusiausvirųjų krūvininkų generavimo ir rekombinacijos procesai visada yra pusiausviri (vietoj kiekvienos rekombinavusios poros dėl šiluminio sužadavimo tuoj pat atsiranda nauja krūvininkų pora), tai šiluminės pusiausvyros sąlygomis į generavimo ir rekombinacijos procesus paprastai nekreipiama dėmesio.

Nepusiausvirieji krūvininkai. Be šiluminio sužadavimo, gali veikti ir kiti veiksniai, sukuriantys puslaidininkiuose laisvuosius krūvininkus, pavyzdžiui, šviesa, apšaudymas įvairiomis jonizaciją sukeliančiomis dalelėmis ir t. t. Laisvieji krūvininkai taip pat gali judėti pro dviejų kūnų sąlytį. Laisvieji krūvininkai, atsiradę puslaidininkyje dėl šių veiksnių poveikio, yra pertekliniai, lyginant su pusiausviraisiais, ir vadinami *nepusiausviraisiais krūvininkais*.

Nepusiausvirieji krūvininkai atsiranda visiškai kitaip nei pusiausvirieji. Vykstant šiluminiam generavimui, iš išorės tiekama šiluma didina kristalo gardelės atomų šiluminių virpesių energiją. Kai šios energijos pakanka valentinių elektronų ryšiams nutraukti, jonizuojami atomai ir atsiranda pusiausvirieji krūvininkai. Taigi, veikdama per tarpininką — puslaidininkio kristalinę gardelę, — šiluma sukuria laisvuosius krūvininkus. Dėl to pusiausvirųjų krūvininkų koncentracija visame puslaidininkyje yra vienoda.

Susidarant nepusiausviriesiems krūvininkams, išorinio žadinimo šaltinio energija (šviesos fotonų, apšaudančių elektronų arba kitų dalelių energija) tiesiogiai perduodama valentiniams elektronams, o kristalinės gardelės energija praktiškai lieka pastovi. Todėl, pirma, tarp atsiradusių nepusiausvirųjų krūvininkų ir kristalo nėra šiluminės pusiausvyros, antra, jų tankis visame puslaidininkyje gali būti labai nevienodas — nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija toliau nuo kristalo paviršiaus arba apšviestos vietos paprastai mažėja.

Kai energija perduodama krūvininkui tiesiogiai, elektronas, pavyzdžiui, dažnai įgyja daugiau energijos negu reikia draustinei juostai įveikti. Šiuo atveju pertekliniai elektronai patenka į laidumo juostos aukštesnius energijos lygmenis (žr. 3 šuolis 31 paveiksle), be to, tokių nepusiausvirųjų krūvininkų kinetinė energija yra žymiai didesnė už vidutinę energiją $\frac{3}{2} kT$, kurią turi prie laidumo juostos dugno esantys šiluminiai pusiausvirieji elektronai. Vėliau ši perteklinė kinetinė energija greitai išsekvojama, nepusiausviriesiems elektronams susiduriant su kristalinės gardelės defektais. Per 10^{-10} s greitieji elektronai susiduria apie tūkstantį kartų, dėl to jų kinetinė energija pasidaro lygi šilumi-

nių elektronų energijai. Galima laikyti, kad tik atsiradusių nepusiausvirųjų krūvininkų kinetinė energija praktiškai iš karto pasidaro lygi pusiausvirųjų krūvininkų energijai, dėl to ir jų judrumo vertė yra tokia pati, kaip pusiausvirųjų krūvininkų. Taigi, susidarant nepusiausviriesiems krūvininkams, laidumas pasikeičia tik dėl to, kad pakinta suminė krūvininkų koncentracija. Ką tik atsiradusių nepusiausvirųjų krūvininkų energijos ir judrumai skiriasi, tačiau tai laidumui įtakos neturi.

Elektrinio neutralumo sąlyga. Perteklinių elektronų ir skylių koncentraciją pažymėję atitinkamai Δn ir Δp , krūvininkų pilnutines koncentracijas galima užrašyti taip:

$$\begin{aligned}n &= n_0 + \Delta n, \\p &= p_0 + \Delta p;\end{aligned}$$

čia n_0 ir p_0 — atitinkamai elektronų ir skylių pusiausviroji koncentracija. Kai išorinio poveikio veikiamame puslaidininkyje atsiranda tik savieji krūvininkai (sužadinami elektronų šuoliai iš valentinės juostos į laidumo juostą), o pats puslaidininkis neturi jokio turinio krūvio, nepusiausvirųjų elektronų koncentracija turi būti lygi perteklinių skylių koncentracijai:

$$\Delta n = \Delta p.$$

Tai *elektrinio neutralumo sąlyga*.

Kadangi, kaip jau buvo minėta, perteklinių krūvininkų judrumas praktiškai nesiskiria nuo pusiausvirųjų krūvininkų judrumo, todėl galima užrašyti tokią papildomo elektrinio laidumo $\Delta\sigma$, atsirandančio išorinio žadinimo šaltinio veikiamame puslaidininkyje, išraišką:

$$\Delta\sigma = e(u_n \cdot \Delta n + u_p \cdot \Delta p),$$

ir tokią viso elektrinio laidumo išraišką:

$$\sigma = e[u_n(n_0 + \Delta n) + u_p(p_0 + \Delta p)].$$

Išjungus žadinimo šaltinį, puslaidininkis pamažu grįžta į pusiausvyros būseną. Laisvųjų krūvininkų koncentracija jame vėl pasidaro pusiausvira. Pusiausvyra atsistato dėl to, kad vyksta rekombinacijos procesas. Tačiau iki rekombinacijos (iki elektrono susidūrimo su skylė) kiekvienas krūvininkas tam tikrą laiką tarpą būna laisvas. Šio momento trukmė priklauso nuo daugelio priežasčių ir svyruoja gana plačiose ribose — nuo 10^2 iki 10^{-9} s. Todėl nepusiausvirųjų krūvininkų visuma apibūdinama *vidutine gyvavimo trukme*: nepusiausvirųjų elektronų τ_n ir skylių τ_p . Praktiškai vidutinė elektrono gyvavimo trukmė apibūdinama kaip vidutinis laiko tarpas tarp perteklinio elektrono generavimo momento ir to momento, kol jį pagauna skylė.

Rekombinacijos greitis. Su vidutinės gyvavimo trukmės sąvoka susijusi rekombinacijos greičio (perteklinių krūvininkų koncentracijos kitimo greičio) sąvoka. Rekombinacijos greičiu laikomas per laiko vienetą rekombinuojančių krūvininkų porų skaičius $\frac{\Delta n}{\tau_n}$

(čia Δn — nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija tam tikru laiko momentu t). Suprantama, rekombinacijos greitis yra tuo didesnis, kuo didesnė nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija. Laikui bėgant, rekombinacijos greitis mažėja, nes, vykstant šiam procesui, mažėja perteklinių krūvininkų skaičius.

Paprasčiausi skaičiavimai rodo, kad nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija, laikui bėgant, mažėja pagal eksponentinį dėsnį:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}};$$

čia Δn_0 — pradinė perteklinių krūvininkų koncentracija laiko momentu $t=0$ (žadinimo šaltinio išjungimo momentu), $e \approx 2,7$ — natūrinio logaritmo pagrindas.

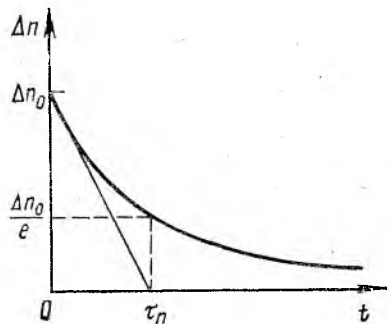
Iš šios formulės išplaukia, kad, praėjus laikui τ_n po žadinimo šaltinio išjungimo, nepusiausvirųjų krūvininkų koncentracija sumažėja e kartų. Iš tikrųjų, kai $t = \tau_n$, koncentracija Δn yra lygi

$\frac{\Delta n_0}{e}$. 33 paveiksle pavaizduotas Δn priklausomybės nuo t grafi-

kas. Pagal šį grafiką galima praktiškai nustatyti dydį τ_n — atkarpą, kurią laiko ašyje kreivės liestinė nukerta taške $t=0$.

Pagavimo skerspjūvio sąvoka. Rekombinacijos procesas — reiškinys, kai skylė pagauna elektroną. Skylės gebą pagauti elektroną apibūdina vadinamasis pagavimo skerspjūvis. Išveskime pro skylę plokštumą, statmeną prie skylės artėjančio elektrono judėjimo krypties. Jeigu kertantis šią plokštumą elektronas pralėks toli nuo skylės, jis nebus pagautas, o tik labiau ar mažiau pakeis savo judėjimo kryptį. Bet jeigu elektronas kirs tą plokštumą netoli skylės, t. y. pakankamai mažo skersmens skritulio viduje, tai skylė jį pagaus. To skritulio plotas ir vadinamas *efektyviuoju pagavimo skerspjūviu* arba tiesiog pagavimo skerspjūviu, kuris labai priklauso nuo elektrono greičio skylės atžvilgiu ir nuo tos skylės prigimties.

Rekombinacijos būdai. Žinomi du krūvininkų rekombinacijos atvejai. Pirmuoju atveju elektronas tiesiog peršoka iš laidumo juostos į valentinę juostą (1 šuolis 32 paveiksle). Tai vadinamoji tarpjuostinė rekombinacija. Antruoju atveju elektronas iš laidumo juostos pereina į valentinę juostą dviem etapais: pirmiausia jis peršoka iš laidumo juostos į tam tikrą tarpinį lygmenį (2 šuolis), kurį kristale sukuria koks nors priemaišinis atomas, ir tik po to — į laisvą vietą valentinėje juostoje (2' šuolis). Toks procesas vadinamas *rekombinacija per priemaišinius centrus*. Abiem atvejais, elektronui peršokus iš laidumo juostos į valentinę juostą, išsiskiria energija, apytiksliai lygi



33 pav.

draustinės juostos pločiui W_g (paprastai rekombinuoja arti laidumo juostos dugno esantys elektronai ir prie valentinės juostos viršaus esančios skylės).

Dėl krūvininkų rekombinacijos išsiskyrusi energija gali būti išspinduliuota kaip šviesos kvantas arba virsti kristalinės gardelės energija. Todėl kalbama apie *spinduliuojančiąją ir nespinduliuojančiąją rekombinaciją*.

Spinduliuojančioji rekombinacija. Jos metu su skylė susijungiančio elektrono energija virsta fotono energija $h\nu$. Šiuo atveju rekombinacijos aktas būna panašus į sužadinto atomo grįžimą į pagrindinę būseną (iš sužadintosios orbitos elektronas pereina į pagrindinę orbitą). Tarpjuostinės rekombinacijos metu išspinduliuota fotono energija pagal energijos tvermės dėsnį lygi

$$h\nu = W_c - W_v = W_g;$$

čia W_c — dar nerekombinavusio elektrono energija (prie laidumo juostos dugno), o W_v — rekombinavusio elektrono energija (prie valentinės juostos viršaus).

Spinduliuojančioji rekombinacija labiausiai susijusi su tiesioginiais elektronų šuoliais tarp juostų. Tačiau šitaip peršokti elektronai gali tik labai grynuose puslaidininkų kristaluose, kurių draustinės energijos juosta siaura, kaip antai: indžio stibido (InSb) kristaluose, kurių draustinės juostos plotis W_g lygus vos 0,18 eV. Elektrono gyvavimo trukmė šiuose kristaluose yra maža (10^{-7} s eilės) palyginti su spinduliuojančiąja rekombinacija. Todėl praktiškai visi elektronai rekombinuoja, išspinduliuodami fotoną.

Platėjant draustinės energijos juostai, spinduliuojančiosios rekombinacijos tikimybė mažėja. Pavyzdžiui, kambario temperatūros germanyje, kurio $W_g = 0,72$ eV, elektrono gyvavimo trukmė palyginti su spinduliuojančiąja rekombinacija lygi 1 s, tuo tarpu jo gyvavimo trukmė palyginti su nespinduliuojančiąja rekombinacija yra 10^{-3} — 10^{-4} s eilės. Vadinasi, keliems tūkstančiams nespindulinių rekombinacinių šuolių tenka vos vienas rekombinacijos aktas, kurio metu išspinduliuojamas fotonas.

Nespinduliuojančioji rekombinacija. Nespinduliuojančioji rekombinacija būdinga puslaidininkiams, kurių draustinė juosta yra pakankamai plati. Paprastai krūvininkai tokiu būdu rekombinuoja per priemaišinius centrus. Mat elektronui peršokant iš laidumo juostos į valentinę juostą, išsiskiria palyginti didelis energijos kiekis, o jo negalima atiduoti kristalinei gardelei vienu kartu. Šio proceso tikimybė yra tokia pat maža, kaip ir toji, kad viename taške vienu metu susidurs dešimt dalelių. Kai rekombinacija vyksta per priemaišinius lygmenis, elektrono energija perduodama kristalinei gardelei dviem etapais. Be to, kuo arčiau draustinės juostos vidurio yra priemaišinio atomo energijos lygmuo, tuo didesnė tikimybė, kad rekombinacija vyks būtent per jį, nes energija išsiskiria dviem beveik vienodomis porcijomis, kurių kiekviena apytiksliai lygi pusei W_g . Zoninės teorijos požiūriu tai

reiškia, kad pirmajame etape priemaišinis centras pagriebia elektroną, o antrajame etape — skylę. Iš principo šio proceso etapai gali išsidėstyti ir atvirkštine tvarka. Jų išsidėstymą nulemia tikimybė, kad priemaišinis centras pagaus ir elektroną, ir skylę. Kai šio centro energijos lygmuo yra arčiau laidumo juostos dugno, elektrono pagavimo tikimybė būna didesnė už skylės pagavimo tikimybę, nes pirmuoju atveju išsiskiria mažiau energijos (apskritai, kuo mažiau energijos išsiskiria, tuo didesnė proceso tikimybė). Šiuo atveju priemaišinio centro pagautam elektronui tenka šiek tiek „palaukti“ skylės. Mat nors skylių gali būti daug, tačiau ne su kiekvienu jų elektronas rekombinuoja. Jis rekombinuoja tik tuomet, kai išsiskyrusią energiją gali atiduoti kristalinei gardoje.

Pagavimo ir prilipimo centrai. Gali atsitikti taip, kad pertekliniai krūvininkai yra jau rekombinavę, o priemaišiniame centre esantis elektronas taip ir nesulaukė reikiamos skylės. Paprastai taip atsitinka, kai priemaišinio centro lygmuo yra gana toli nuo draustinės juostos vidurio (β šuolis 32 paveiksle). Toks priemaišinis centras vadinamas elektrono *pagavimo centru*.

Kai priemaišinio centro lygmuo išsidėstęs netoli laidumo juostos dugno taip, kad energinis atstumas $W_c - W_{np}$ yra artimas gardelės šiluminių virpesių energijai, patekęs į tokį centrą elektronas gali būti vėl nublokštas į laidumo juostą (δ šuolis 32 pav.). Šis procesas gali pasikartoti daug kartų, kol elektronas pagaliau „nukris“ į valentinę juostą. Tokie priemaišiniai centrai vadinami *prilipimo centrais*. Prilipimo centrai gerokai prailgina nepusiausviryjū krūvininkų vidutinę gyvavimo trukmę.

Aukšto dažnio puslaidininkiniuose prietaisuose, nutraukus žadinimo signalą, pertekliniai krūvininkai turi tuojau pat išnykti. Būtent todėl tokiuose prietaisuose su daugiaatomiais silicio arba germanio kristalais dideliame rekombinacijos greičiui gauti panaudojamos aukso, nikelio, vario ir kai kurių kitų elementų priemaišos, kurios sudaro rekombinacinius lygmenis arti draustinės juostos vidurio.

Paviršinė rekombinacija. Laisvieji krūvininkai gali išnykti ne tik tūrinės, bet ir *paviršinės rekombinacijos* metu, kuri dažnai būna intensyvesnė už tūrinę. Mat puslaidininkio paviršiuje visada yra daug adsorbuotų priemaišinių atomų ir įvairių defektų, kurie gali būti efektyvūs rekombinacijos centrai. Ypač reikšminga paviršinė rekombinacija plonuose bandiniuose, kurių tūris mažas, o paviršius palyginti didelis.

Kadangi paviršinė rekombinacija vyksta daug intensyviau už tūrinę, laisvųjų krūvininkų arti paviršiaus būna mažiau negu puslaidininkio viduje. Dėl susidariusio koncentracijų skirtumo laisvieji krūvininkai pradeda plūsti iš puslaidininkio vidinės dalies į paviršių. Juo didesnis koncentracijų skirtumas (t. y. juo intensyvesnė krūvininkų paviršinė rekombinacija), juo didesniu greičiu krūvininkai juda puslaidininkio ribos link. Paviršinės rekombinacijos intensyvumui sumažinti puslaidininkių bandiniai

specialiai apdirbami (chemiškai ėsdinami, gerai išplaunami ir t. t.). Tokiu būdu nuo jų paviršiaus pašalinami rekombinacijos centrai. Gerai apdirbus paviršių, paviršinės rekombinacijos greitį pavyksta sumažinti šimtus kartų.

§ 13. DIFUZIJOS REIŠKINIAI PUSLAIDININKIUOSE

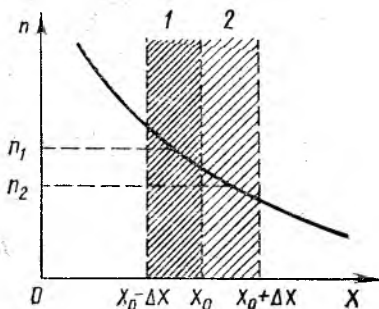
Nepusiausvirieji krūvininkai puslaidininkyje visada pasiskirsto netolygiai, nežiūrint, kokiū būdu jie yra susidarę — pertekliniams krūvininkams perėjus iš susiliečiančio su puslaidininkiu metalo ar jiems generuojantis, paveikus šviesa ar apšaudžius greitosiomis dalelėmis. Visiškai suprantama, kad prie puslaidininkio paviršiaus, kur susidaro nepusiausvirieji krūvininkai, jų koncentracija yra gerokai didesnė negu puslaidininkio viduje. Dėl koncentracijų skirtumo nepusiausvirieji krūvininkai difunduoja iš didelės koncentracijos srities į mažesnės koncentracijos sritį.

Difuzinė srovė. Nepusiausvirųjų elektros krūvininkų difuzinis srautas yra elektros srovė, kuri buvo pavadinta *difuzine srove*. Difuzinė srovė gali būti tiek elektroninė, tiek skylinė. Išnagrinėsime kai kuriuos nepusiausvirųjų krūvininkų difuzijos ypatumus ir dėsningumus.

Tarkime, kad elektronų koncentracija puslaidininkyje, tolstant nuo išorinės ribos (34 paveiksle ją atitinka koordinatė $x=0$) į vidų, mažėja pagal šiame paveiksle pavaizduotą kreivę. Mintyse perkirkime puslaidininkį taške $x=x_0$ plokštuma, statmena X ašiai, ir išskirkime jo tūryje du gretimus Δx storio sluoksnius. Tam tikru pradinio laiko momentu visi 1 sluoksnyje buvę elektronai dėl betvarkio šiluminio judėjimo po tam tikro laiko išeis iš to sluoksnio. Elektronų judėjimo į dešinę ir į kairę tikimybės vienos, todėl galima sakyti, jog pusė elektronų iš 1 sluoksnio pereis pro plokštumą $x=x_0$. Tuo pačiu metu pusė elektronų iš 2 sluoksnio, kurio storis taip pat lygus Δx , perkirs šią plokštumą priešinga kryptimi. Kadangi vidutinė elektronų koncentracija pirmame sluoksnyje didesnė už vidutinę elektronų koncentraciją

n_2 antrame sluoksnyje, tai iš kairės į dešinę pro sluoksnių ribą pereis daugiau elektronų negu priešinga kryptimi. Šių srautų skirtumas kaip tik ir bus tas atstojamasis difuzinis srautas, kuris rodo, kad pradėjo tekėti difuzinė srovė.

Difuzinis srautas bus tuo didesnis, kuo labiau skiriasi elektronų koncentracijos susiliečiančiuose sluoksniuose. Koncentracijų n_1 ir n_2 skirtumą apibrėžia elektronų



34 pav.

koncentracijos pokyčio vertė, tenkanti ilgio vienetui sluoksnių skiriamajai ribai statmena kryptimi $\left(\frac{\Delta n}{\Delta x}\right)$. Elektroninės difuzinės srovės tankį i_n galima išreikšti formule

$$i_n = eD_n \frac{\Delta n}{\Delta x};$$

čia D_n — vadinamasis *elektronų difuzijos koeficientas*.

Akceptorinio puslaidininkio atveju skylių judėjimo sukeltos srovės tankis išreiškiamas analogiška formule

$$i_p = -eD_p \frac{\Delta p}{\Delta x};$$

čia D_p — *skylių difuzijos koeficientas*.

Eišteino sąryšis. Difuzijos koeficientas D priklauso nuo medžiagos prigimties ir sandaros. Jis proporcingas krūvininkų judrumui u ir kristalo absoliutinei temperatūrai T :

$$D = \frac{kT}{e} u$$

Tai — *Eišteino sąryšis*.

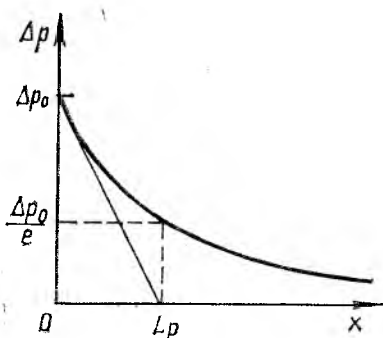
Kadangi elektronai judresni už skyles, tai ir elektronų difuzijos koeficientas būna visada didesnis už skylių difuzijos koeficientą. Pavyzdžiui, kambario temperatūros germanyje elektronų difuzijos koeficientas dvigubai didesnis už skylių difuzijos koeficientą, silicyje — tris kartus.

Skylės persekioja elektronus. Įdomu pažymėti, kad vienalyčiame puslaidininkyje kurio nors vieno ženklo krūvininkų difuzija paprastai nesutrikdo elektrinio neutralumo sąlygos: išmatavus perteklinių krūvininkų koncentracijas bet kuriame tokio puslaidininko taške, pasirodo, kad visada $\Delta n = \Delta p$. Mat difunduojant vieno ženklo krūvininkams, tuo pačiu metu lygiagrečiai pernešami priešingo ženklo krūvininkai. Paaiškinsime tai konkrečiu pavyzdžiu.

Tarkime, kad dėl difuzijos iš tam tikro puslaidininkio tūrio išlėkė dalis elektronų. Žinoma, iš pradžių tai pažeidžia elektrinio neutralumo sąlygą: Δp pasidaro didesnis už Δn , ir nagrinėjamoje srityje atsiranda paviršinis krūvis, lygus $e(\Delta p - \Delta n)$. Apie paviršinių krūvių susidaro elektrinis laukas, nukreiptas į išlėkusių elektronų poslinkio pusę. Šio lauko stiprumas gali būti labai didelis:

paprastuose puslaidininkiuose jis siekia $10^5 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ir daugiau. Toks

stiprus laukas sužadina intensyvius skylių srautus. Išeidamos iš nagrinėjamojo tūrio, skylės atstato sutrikusią pusiausvyrą ir tokiu būdu panaikina atsiradusį tūrinį krūvį. Be to, besivydamos išėjusius elektronus, skylės neleidžia sutrikti elektriniam neutralumui naujose srityse. Savaimė aišku, kad staiga pažeistas elektrinis neutralumas atsistato ne iš karto, o po tam tikro laiko τ_0 , kuris vadinamas *dielektrine relaksacijos trukme*. Tačiau ši trukmė



35 pav.

yra tokia trumpa (įprastomis sąlygomis 10^{-12} s eilės), kad praktiškai vieno ženklo krūvininkų difuzinį srautą kompensuoja lygiagretus priešingo ženklo krūvininkų srautas, dėl to bet kuriame vienašalyčio puslaidininkio tūrio vienete visada galioja elektrinio neutralumo sąlyga.

Difuzija ir rekombinacija. Nepusiausvirųjų krūvininkų difuzijos ir rekombinacijos procesai glaudžiai susiję vienas su kitu. Paillustruosime tai, nagrinėdami, kaip nepusiausvirošios skylės

pasklinda elektroniniame puslaidininkyje. Tarkime, kad n puslaidininkio viename paviršiuje yra skylių šaltinis, sukuriantis šioje sienoje (kai $x=0$) tam tikrą nepusiausvirųjų skylių perteklinę koncentraciją Δp_0 . Kadangi puslaidininkio viduje skylių koncentracija mažesnė negu paviršiuje, tai skylės pradeda skverbtis gilyn į puslaidininkį, t. y. atsiranda difuzinė srovė. Jeigu puslaidininkio viduje krūvininkai nerekombinuotų, po tam tikro laiko perteklinės skylės pasiektų priešingą bandinio sieną ir visame puslaidininkyje nusistovėtų pastovi perteklinių krūvininkų koncentracija Δp_0 . Tačiau iš tikrųjų taip nėra, nes, difunduodamos nuo paviršiaus, nepusiausvirošios skylės rekombinuoja su elektronais, judančiais iš puslaidininkio vidaus paviršinio sluoksnio link. Tolistant nuo paviršiaus, jų koncentracija mažėja.

Perteklinių skylių koncentracijos mažėjimą, joms tolistant nuo puslaidininkio sienos, kurioje susikuria pertekliniai krūvininkai, išreiškia eksponentinis dėsnis (35 pav.):

$$\Delta p = \Delta p_0 e^{-\frac{x}{L_p}}.$$

Parametras L (skylėms L_p) vadinamas *krūvininkų difuzijos nuotoliu*. Dydis L_p lygus ilgiui, kuriame perteklinių skylių koncentracija sumažėja e kartų.

Difuziją ir rekombinaciją sieja toks sąryšis:

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p};$$

čia τ (skylėms τ_p) — nepusiausvirųjų krūvininkų vidutinė gyvavimo trukmė (priminsime, kad nepusiausvirųjų krūvininkų vidutinė gyvavimo trukmė yra vidutinis laiko tarpas tarp jų atsiradimo ir rekombinacijos momentų). Difuzijos nuotolis L — vidutinis atstumas, kurį nueina difunduodami nepusiausvirieji krūvininkai per vidutinę gyvavimo trukmę, t. y. vidutinis atstumas nuo jų atsiradimo vietos iki rekombinacijos vietos.

§ 14. FOTOELEKTRINIS LAIDUMAS IR ŠVIESOS ABSORBCIJA

Vienas iš puslaidininkiuose vykstančių nepusiausvirųjų procesų pavyzdžių yra fotoelektrinis laidumas — kokių nors spindulių (infraraudonųjų, regimųjų arba ultravioletinių) veikiamo puslaidininkio laidumo savybių atsiradimas arba pakitimas. Paprastai šviesa paveikto puslaidininkio elektrinis laidumas padidėja. Laidumas $\sigma = neu$ padidėja, nes padidėja laisvųjų krūvininkų koncentracija n (nepusiausvirųjų krūvininkų judrumas u praktiškai nesiskiria nuo pusiausvirųjų krūvininkų judrumo).

Fotoaktyvieji procesai. Veikiant šviesai, pertekliniai judrieji krūvininkai gali atsirasti dėl trijų pagrindinių priežasčių (36 pav.):

1) šviesos kvantai, sąveikaudami su priemaišiniuose donoriuose lygmenyse esančiais elektronais ir atiduodami jiems savo energiją, permeta elektronus į laidumo juostą ir tuo pačiu padidina laidumo elektronų koncentraciją (1 atvejis);

2) šviesos kvantai sužadina valentinėje juostoje esančius elektronus ir permeta juos į akceptorinius lygmenis, sukurdami tuo pačiu laisvąsias skylės valentinėje juostoje ir padidindami puslaidininkio skylinį laidumą (2 atvejis);

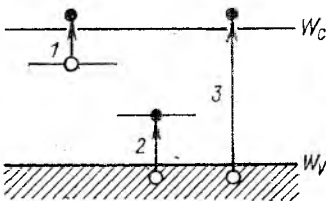
3) šviesos kvantai permeta elektronus tiesiogiai iš valentinės juostos į laidumo juostą, tuo pačiu sukurdami ir judriąsias skylės, ir laisvuosius elektronus (3 atvejis).

Pirmaisiais dviem atvejais, šviesos kvantui susidūrus su elektronu, kiekvieną kartą atsiranda vienas laisvasis krūvininkas (elektronas arba skylė), o paskutiniu atveju kiekvienos tokios sąveikos metu susidaro iš karto du judrieji krūvininkai.

Fotolaidumo didėjimo ir mažėjimo pobūdis. Išnagrinėkime laidumo kitimo, veikiant šviesai, procesą, imdami pavyzdžiu elektroninio fotolaidumo atsiradimą, kai sužadunami priemaišinių lygmenų elektronai. Tarkime, kad, įjungus šviesos šaltinį, puslaidininkio tūrio vienetė kas sekundę atsiranda g laisvųjų elektronų. Iš pradžių laidumo elektronų skaičius didėja labai greitai, paskui tas tempas ima lėtėti, nes intensyvėja rekombinacija (rekombinacijos greitis proporcingas perteklinių krūvininkų skaičiui, vadinasi, kuo didesnė laisvųjų elektronų koncentracija ir kuo daugiau laisvų vietų donoriniuose lygmenyse, tuo intensyvesnė rekombinacija). Galiausiai elektronų generavimas ir rekombinacija (tiksliau elektronų grįžimas į tuščius donorių lygmenis) atsveria vienas kitą, ir puslaidininkyje nusistovi tam tikra stacionari perteklinių fotoelektronų koncentracija Δn_{st} :

$$\Delta n_{st} = g\tau_n;$$

čia τ_n — fotoelektronų gyvavimo trukmė.



36 pav.

Šviesos generuotų elektronų koncentracijos didėjimo dėsnis išreiškiamas formule

$$\Delta n = \Delta n_{st} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right).$$

Laikui bėgant, koncentracija Δn asimptotiškai artėja prie Δn_{st} , kaip parodyta 37 paveiksle, *b* (37 paveiksle, *a*, pavaizduota, kaip keičiasi į puslaidininkio paviršių krintančios šviesos intensyvumas I).

Išjungus apšvietimą, elektronai nebegeneruojami ir dėl rekombinacijos koncentracija Δn mažėja iki nulio pagal eksponentinį dėsnį:

$$\Delta n = \Delta n_{st} e^{-\frac{t}{\tau_n}},$$

ir puslaidininkis grįžta į pradinę būseną, kurią apibūdina elektronų pusiausviroji koncentracija n_0 . Fotoelektronų koncentracijos didėjimo (panašiai kaip ir mažėjimo) greitį visiškai apibrėžia vertė τ_n , kuri priklauso nuo konkretaus bandinio ypatumų.

Apšvietus puslaidininkį, pasikeičia tik fotoelektronų koncentracija, o jų judrumas lieka toks pat, todėl puslaidininkio fotolaidumas išreiškiamas taip:

$$\Delta \sigma = e u_n \Delta n.$$

Fotolaidumo kitimo, laikui bėgant, pobūdis visiškai toks pat, kaip ir fotoelektronų koncentracijos priklausomybė nuo laiko, pateikto 37 paveiksle. Stacionarinio fotolaidumo vertę apibūdina formulė

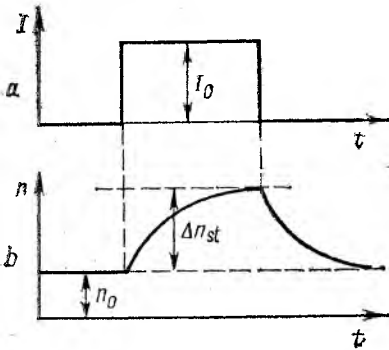
$$\Delta \sigma_{st} = e u_n \Delta n_{st} = e u_n g \tau_n.$$

Iš jos matyti, kad fotolaidumo absoliutinė vertė tiesiog proporcinga fotoelektronų gyvavimo trukmei.

Kvantinis našumas. Puslaidininkį sužadinančios šviesos intensyvumas paprastai išreiškiamas į bandinį krintančių fotonų skaičiumi. Apšvietus puslaidininkį, dalis fotonų atsispindi nuo jo paviršiaus, kita dalis praeina pro puslaidininkį, o likusius fotonus absorbuoja bandinys. Absorbicijos metu išlaisvintų fotoelektronų skaičiaus g ir viso absorbuotų fotonų skaičiaus N santykis vadinamas *kvantiniu našumu*:

$$\eta = \frac{g}{N}.$$

Jeigu po fotonų absorbcijos kaskart atsirastų laisvaisis elektronas, kvantinis našumas būtų lygus vienetui. Tačiau, be fotoaktyvių, vyksta daugybė tokių fotonų absorbcijos procesų, kai foto-



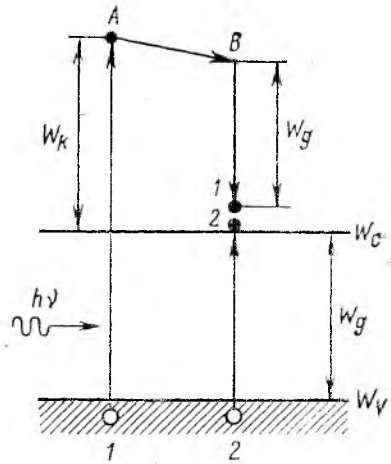
37 pav.

elektronų neatsiranda. Todėl paprastai kvantinis našumas būna mažesnis už vienetą. Kai kuriais atvejais jis gali būti didesnis už vienetą. Tai įmanoma, kai vieno fotono energijos pakanka dviem ar daugiau fotoelektronų susidaryti (puslaidininkio apšvitinimas ultravioletiniais arba Rentgeno spinduliais). Grynajame puslaidininkyje šį atvejį, kai $\eta > 1$, galima gauti tokiu būdu.

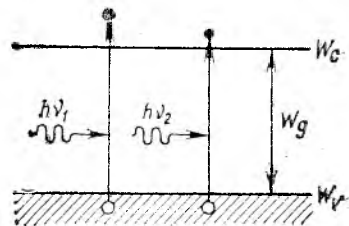
Kai absorbuoto fotono energija daugiau nei du kartus didesnė už draustinės juostos plotį, šią energiją gavęs ir peršokęs į laidumo juostą elektronas turės daugiau kinetinės energijos. Šios energijos vertę apsprendžia atstumas tarp energijos lygmens, į kurį peršoko elektronas, ir laidumo juostos dugno (38 pav.). Keliaudamas tarp mazgų, elektronas gali atiduoti dalį įgytos energijos kristalinei gardelei (ruožas AB), išsisklaidydamas į įvairius nevienalytiškumus bei priemaišas. Tačiau, sutikęs puslaidininkio atomą (taškas B schemeje), jis gali atiduoti jam savo energijos perteklių (arba jos dalį), atplėsdamas nuo jo elektroną ir sukurdamas dar vieną laisvųjų krūvininkų porą. Taigi išnagrinėtu atveju vienas fotonas, iš eilės du kartus jonizuodamas atomus puslaidininkyje, sukuria iš karto keturis laisvuosius krūvininkus: du elektronus ir dvi skylės. Pakankamai didelę energiją turintis fotonas gali sukurti ir daugiau krūvininkų porų.

Analogiškas nepusiausvirasis laidumas sukliamas, bombarduojant puslaidininkį greitomis elektringosiomis dalelėmis, pavyzdžiui elektronais: pirminiai elektronai puslaidininkyje sukuria greituosius antrinius elektronus; šie savo ruožtu jonizuoja kristalinės gardelės atomus, ir dėl to susidaro naujos krūvininkų poros. Toks laisvųjų krūvininkų daugėjimo procesas tęsiasi, kol jonizacijos metu sukuriamų laidumo elektronų energijos pakanka elektronui peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą.

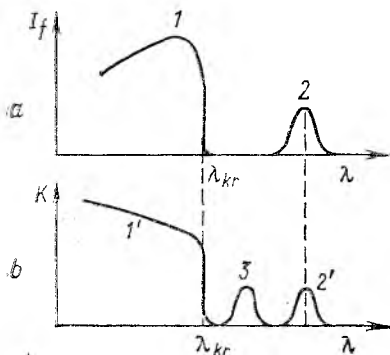
Kvantinis našumas gali būti didesnis už vienetą ir tada, kai krintanti į puslaidininkį pirminio fotono (šviesos kvanto) energija ne mažiau kaip du kartus didesnė už draustinės juostos plotį ($h\nu_1 > 2W_d$). Pirmą kartą jonizuodamas atomą, toks fotonas atiduoda elektronui ne visą savo energiją, o tik tokią jos dalį, kurios



38 pav.



39 pav.



40 pav.

ma fotosrovė I_f , kurios stiprumas priklauso nuo krintančios šviesos bangos ilgio. Esant tam tikroms bangos ilgio λ vėrtėms, fotosrovė būna gana stipri, o kai kuriuose λ kitimo diapazonuose ji lygi nuliui. Fotosrovės stiprumo priklausomybė nuo žadinančios šviesos bangos ilgio λ vadinama *fotosrovės spektrine kreive* (40 pav., a).

Savasis fotoelektrinis laidumas. 40 paveiksle, a, pavaizduota priemaišinio puslaidininkio spektrinė kreivė. Joje aiškiai matyti du fotosrovės maksimumai, kurie parodo, kad šviesos paveiktame puslaidininkyje atsiranda savieji (1 ruožas) ir priemaišiniai (2 ruožas) krūvininkai. Kai puslaidininkyje nėra jokių priemaišų (grynasis puslaidininkis), fotosrovės spektre stebimas tik 1 maksimumas. Kai $\lambda > \lambda_{kr}$, fotoelektrinio laidumo nėra, nes ilgų bangų srityje fotonų energijos nepakanka elektronams peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą. Fotosrovės nebus ir visoje ilgabangėje srityje, kur $h\nu < W_g$. Kai bangos ilgis atitiks fotonų energiją, apytiksliai lygią draustinės juostos pločiui ($h\nu \approx W_g$), netoli valentinės juostos viršaus esantis elektronas, gavęs iš absorbuoto fotono energijos, galės peršokti į laidumo juostą. Kadangi šitaip peršokti gali daug savųjų elektronų, ir kiekvieną kartą, fotonui sąveikaujant su atomu, atsiranda krūvininkų pora — elektronas ir skylė, fotosrovė labai greitai stiprėja.

Bangos ilgį λ_{kr} , kuriam esant jau pasireiškia fotoelektrinis laidumas, galima nustatyti iš lygybės

$$h\nu_{kr} \approx W_g,$$

išreiškiančios vadinamosios *raudonosios fotoefekto ribos*¹ padėtį.

Trumpėjant bangai srityje $\lambda > \lambda_{kr}$, puslaidininkio fotoelektrinis laidumas mažėja. Tai galima paaikškinti tokiu būdu.

Kai $h\nu \gg W_g$, šviesa absorbuojama taip stipriai, kad faktiškai visą krintančią šviesą sugeria labai plonas paviršinis puslaidininkio sluoksniu. Kadangi to sluoksnio tūris mažas, tai laisvųjų

¹ Čia turimas galvoje *vidinis fotoefektas*, kai šviesos paveikti elektronai peršoka tik į laidumo juostą. *Išorinio fotoefekto* metu, priešingai, absorbuojęs fotoną elektronas išlekia iš puslaidininkio.

reikia elektronui, kad galėtų peršokti iš valentinės juostos į laidumo juostą (39 pav.). Vykstant šiam procesui, susidaro naujas fotonas, kurio energija $h\nu_2$ didesnė už draustinės juostos plotį. Susidūręs su puslaidininkio atomu, toks fotonas gali sudaryti dar vieną krūvininkų porą.

Fotosrovės spektrinė kreivė.

Jeigu puslaidininkinį bandinį įjungsiame į elektrinę grandinę ir apšviesime juo, be tamsinės srovės (srovės, tekančios neapšviestu bandiniu), pradės tekėti papildoma

krūvininkų (ir elektronų, ir skylių) koncentracija jame labai padidėja. Dėl to staigiai padidėja krūvininkų rekombinacijos greitis ir sumažėja jų gyvavimo trukmė. Rekombinacijos greitis padidėja ir tuomet, kai paviršiniame sluoksnyje yra daug įvairių priemaišų bei defektų, kurie labai sumažina krūvininkų judrumą. Krūvininkams intensyviai rekombinuojant ir išsisklaidant į paviršiaus defektus, fotoelektrinis laidumas galiausiai nebedaro įtakos bendram bandinio laidumui. Juo geriau apdirbtas kristalo paviršius, juo trumpesnių bangų srityje yra bandinio fotojautrumas.

Priemaišinis fotoelektrinis laidumas. n puslaidininkiuose fotoelektrinio laidumo piką atitinkantis 2 maksimumas (40 pav., a) pastebimas, kai fotonų energijos pakanka donoriniuose lygmenyse esantiems elektronams sužadinti. p puslaidininkyje šis maksimumas atitinka fotonų energiją, pakankamą skylių aktyvacijai, kurios metu iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis peršokę elektronai palieka juose laisvasias skylės. Įdomu tai, kad abiejose maksimumo pusėse priemaišinis fotoelektrinis laidumas lygus nuliui. Ilgabangėje srityje fotoelektrinis laidumas lygus nuliui, nes krintančių šviesos kvantų energijos paprasčiausiai neužtenka priemaišiniams centrams jonizuoti, o trumpabangėje srityje fotosrovė lygi nuliui, nes fotonų ir priemaišinių atomų sąveika yra rezonansinio pobūdžio: kai sužadinančių šviesos kvantų energija gerokai skiriasi nuo priemaišinių centrų aktyvacijos energijos, sąveikos tarp jų nebūna.

Absorbcijos spektras. 40 paveiksle, b , pavaizduota šviesos absorbcijos spektrinė kreivė (ordinačių ašyje atidėtas absorbcijos koeficientas K). Absorbcijos spektras daug kuo panašus į fotoelektrinio laidumo spektrą, tačiau turi ir savų ypatumų. Pavyzdžiui, mažėjant šviesos bangų ilgiui savojoje absorbcijos juostoje ($1'$ ruožas), kurią, kaip ir savąją fotoelektrinio laidumo juostą, sąlygoja elektronų tarpjuostiniai šuoliai ir kuri prasideda nuo raudonosios ribos λ_{kr} , absorbcijos koeficientas ne mažėja, bet didėja. Mat tos priežastys, dėl kurių fotolaidumas trumpabangėje srityje mažėja, neturi įtakos šviesos absorbcijai. Todėl, didėjant žadinančiųjų fotonų energijai, į laidumo juostą peršoka elektronai iš vis gilesnių valentinės juostos lygmenų.

Priemaišinė absorbcijos juosta (ruožas su $2'$ maksimumu) iš esmės tiksliai atitinka priemaišinę fotolaidumo juostą (2 ruožas). Ją sąlygoja absorbcija fotonų, kurie, jonizuodami donorus arba akceptorinius centrus, sukuria laisvuosius priemaišinius krūvininkus.

Kartu su šviesos absorbcijos fotoaktyviais procesais, kuriems vykstant atsiranda pertekliniai laisvieji krūvininkai, absorbcijos spektre gali būti ruožų, kuriuose šviesos kvantų absorbcija nesusijusi su fotokrūvininkų atsiradimu. Fizikiniu požiūriu įdomiausias yra *eksitoninės absorbcijos* 3 ruožas.

Eksitoninė absorbcija. Dar 1931 metais įžymus tarybinis fizikas J. Frenkelis sukūrė eksitono sąvoką, norėdamas paaiškinti, kodėl, vykstant šviesos absorbcijai, kuri akivaizdžiai susi-

jusi su elektronų sužadiniu, fotolaidumas nepasikeičia. Vėliau J. Frenkelio prielaidos buvo visiškai patvirtintos bandymais. Pasirodo, kad puslaidininkio savieji atomai gali absorbuoti energiją ne tik tada, kai $h\nu \geq W_g$, bet ir tada, kai $h\nu < W_g$. Kadangi absorbuoto šviesos kvanto energijos nepakanka atomui visiškai jonizuoti ir vienam iš valentinių elektronų peršokti į laidumo juostą, tai atomas sužadinas, ir vienas jo valentinis elektronas atsiduria sužadintame sluoksnyje. Toji sužadinta atomo būseną ir buvo pavadinta *eksitonu* (iš anglų kalbos žodžio excitation — žad inimas). Visi puslaidininkio kristalinės gardelės savieji atomai yra lygiaverčiai, todėl sužadintoji būseną nepakitusi gali būti perduodama kristalu iš vieno atomo į kitą. Tuo metu sužadintas atomas grįžta į pagrindinę, normaliąją būseną, o išsiskiriant sužadavimo energija perduodama gretimam atomui, kurio elektronas peršoka į atitinkamą sužadintą sluoksnį. Iš pažiūros toks procesas suvokiamas kaip eksitono judėjimas kristalu.

Eksitoną dar galima įsivaizduoti kaip Kulono traukos jėgomis susietą elektrono ir skylės porą. Aišku, kad, slenkant tokiai surištai porai, kristalu plinta tik sužadintoji būseną ir nepernešamas joks krūvis. Todėl eksitoninė absorbcija, turinti savo juostą absorbcijos spektre (β maksimumas 40 paveiksle, *b*), neveikia fotolaidumo. 40 paveiksle, *a*, pavaizduotoje fotolaidumo kreivėje atitinkamo maksimumo nėra.

Apskritai eksitoninė absorbcija gali turėti šalutinės įtakos kristalo fotolaidumui. Kristalu judantį eksitoną gali suardyti gardelės šiluminiai virpesiai arba papildomas šviesos kvantas, kurio energija mažesnė už W_g (jei nebūtų eksitoninio sužadavimo, grynasis puslaidininkis tokio kvanto apskritai neabsorbuotų). Suirus eksitonui, atsiranda du krūvininkai — elektronas ir skylė, kurie pakeičia fotolaidumą. Keliaudamas eksitonas gali sutikti priemaišinį atomą ir atiduoti jam energiją. Šitaip jis atplėšia nuo atomo elektroną ir sukuria papildomą laisvąjį krūvininką. Eksitono rekombinacijos energija gali taip pat priversti elektroną peršokti iš valentinės juostos į akceptorinį lygmenį. Tuo metu atsiranda laisvoji skylė, sugebanti pernešti krūvį. Eksitonas nuostoja gyvuoti, ir susitkęs su koku nors neaktyviu priemaišiniu centru arba gardelės defektu. Tada eksitono rekombinacijos energija perduodama gardelės šiluminiams virpesiams.

§ 15. LIUMINESCENCIJA

Liuminescencija vadinamos visos „šaltojo“ švytėjimo rūšys. Žinoma apie dešimt įvairių liuminescencijos rūšių. Tarp jų yra ir *termoliuminescencija* — kai kurių vos pakaitintų kietųjų kūnų (pavyzdžiui, marmuro, deimanto) švytėjimas. Tačiau tas kūnas pakaitinamas tiek mažai, jog stebimo švytėjimo prigimtis neturi jokio ryšio su tuo kūno temperatūros pakitimu, kurio reikia registruojamam šiluminiam spinduliavimui atsirasti.

Kai kurie kristaliniai kūnai švyti, patrinti vienas į kitą arba stipriai deformuoti ir suardyti. Toks švytėjimas vadinamas *triboluminescencija*. Kai kada švytėjimas pastebimas, vykstant įvairiems cheminiams procesams. Tuomet jis vadinamas *chemiliuminescencija*. Kai kurios medžiagos pradeda švytėti, apšaudytos elektronais. Tai *katodoluminescencija*. Praretintos dujos, pro kurias leidžiama elektros srovė, ima skleisti ryškią šviesą. Jos spalva priklauso nuo švytinčių dujų prigimties. Tokiu atveju sakoma, jog tai — *elektroliuminescencija*. Be to, dar yra *rentgenoliuminescencija*, *radioluminescencija* ir kt. Labiausiai paplitusi yra *fotoluminescencija* — spinduliavimo energijos (šviesos srauto) paveiktos medžiagos švytėjimas.

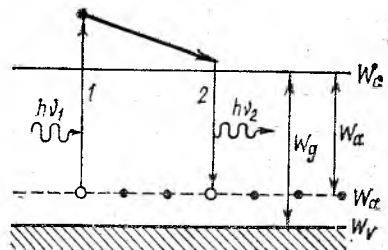
Fotoluminescencija. Fotoluminescencijos reiškinį maždaug prieš 500 metų atrado italų batsiuovys Vincencis Kasčiorolas, laisvalaikiu domėjęsis alchemija. Tačiau tik dabar, sukūrus kvantinę šviesos teoriją ir išplėtojus zoninę teoriją, fotoluminescencija buvo visiškai išaiškinta. Skiriami du atskiri fotoluminescencijos atvejai: *fluorescencija* ir *fosforescencija*.

Fluorescencijos terminas kilęs iš mineralo fluorito (lauko špato) pavadinimo. Fluorescencijos esmė tokia. Sužadinančios šviesos veikiamos kai kurios medžiagos pačios pradeda švytėti. Jos švyti, kol yra švitinamos. Be fluorito, švyti cinko blizgis, kai kurie stiklai ir daugelio cheminių junginių tirpalai.

Išjungus žadinančios šviesos šaltinį, fosforescencija vyksta ilgiau negu fluorescencija. Laikui bėgant, fosforescuojančių medžiagų savasis švytėjimas pamažu gęsta. Kai kurios medžiagos gali fosforescuoti keletą mėnesių, ypač po pakaitinimo. Fosforescencija būdinga daugeliui puslaidininkinių junginių, kuriuose yra specialių priemaišų, vadinamų *aktyvatoriais*. Nepriklausomai nuo švytėjimo trukmės visos medžiagos, kurios gali švytėti, veikiant šviesai, vadinamos *liuminoforais*. Reikia pasakyti, kad liuminoforai gali pradėti švytėti, veikiami neregimųjų spindulių, ypač ultravioletinių.

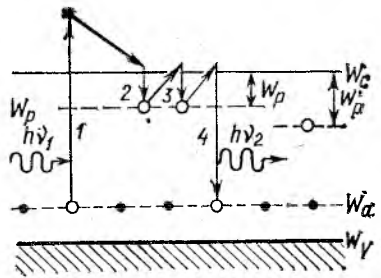
Fotoluminescencijos reiškinys susijęs su šviesos energijos absorbcija ir atomų šuoliais iš normaliosios būsenos į sužadintąją. Žinoma, kad sužadintas atomas gali gyvuoti labai trumpai. Jis palyginti greitai turi grįžti į normaliąją būseną, išskirdamas įgytą energiją. Tačiau šviesą absorbuoja iš esmės visi kūnai, o spinduliuoja tik kai kurie.

Fluorescencija. 41 paveiksle pavaiduota fluorescuojančio liuminoforo elementarioji schema. Šios schemas skiriamasis bruožas — aktyvacinis lygmuo W_a . Toks lygmuo atsiranda, kai į kristalą įterpiama specialių priemaišų — aktyvatorių. Aktyvacinių priemaišų savybės skiriasi nuo donorinių ir akceptorinių priemaišų. Įterpus



41 pav.

į kristalą aktyvacinių priemaišų, susidaro energijos lygmenys netoli valentinės juostos, t. y. ten, kur paprastai būna akceptorinių priemaišų atomų lygmenys, sugebantys pagauti elektronus iš valentinės juostos. Tačiau aktyvatorių atomai skiriasi nuo akceptorinių — jie nepagauna elektronų. Nesužadinti jie, priešingai, turi donorinių atomų savybių ir gali savo valentinius elektronus atiduoti į laidumo juostą. Bet kuriuo atveju valentiniam elektronui atplėšti nuo aktyvatoriaus atomo reikia mažiau energijos negu valentiniam elektronui atplėšti nuo grynojo puslaidininkio atomo (41 paveiksle tą savybę atspindi mažesnis už W_g aktyvacinio lygmens atstumas W_a nuo laidumo juostos). Taigi aktyvacinės priemaišos, sukurdamos lygmenis akceptoriams būdingoje srityje, turi donorų savybių. Aktyvaciniai lygmenys gali susidaryti ir tada, kai kristalai formuojasi natūraliomis sąlygomis. Todėl daugeliui mineralų būdinga fotoluminescencija.



42 pav.

Kai fluorescuojantis kristalas paveikiamas šviesa, kurios fotonų energija $h\nu_1 > W_a$, aktyvatoriaus atomai absorbuoja fotonus, ir tie atomai jonizuojasi. Iš lygmens W_a į laidumo juostą peršokę elektronai (41 paveiksle 1 šuolis) virsta laisvaisiais laidumo elektronais (vykstant fotoluminescencijai, visada atsiranda fotolaidumas). Keliaudamas tarp gardelės mazgų, elektronas gali susidurti ir rekombinuoti su jau jonizuotu aktyvatoriaus atomu. Kai elektronas grįžta iš laidumo juostos į lygmenį W_a (2 šuolis), išspinduliuojamas $h\nu_2$ energijos fotonas. Šis procesas ir yra fluorescencija. Judėdamas tarpmazgyje, elektronas gali prarasti dalį savo energijos — išsisklaidyti į svyruojančius gardelės atomus arba įvairius defektus. Todėl išspinduliuoto fotono energija paprastai yra ne didesnė už absorbuoto fotono energiją. Iš čia

$$\nu_2 \leq \nu_1, \text{ arba } \lambda_2 \geq \lambda_1.$$

Cia anglų fiziko D. Stokso eksperimentais nustatytos taisyklės esmė. Pagal ją fluorescuojančios medžiagos skleidžiama šviesos banga negali būti trumpesnė už žadinančios šviesos bangą. Pavyzdžiui, fluorescuoti sugebanti medžiaga, apšviesta mėlyna šviesa, pati gali skleisti žalią, geltoną arba raudoną šviesą.

Laikas, kurį elektronas būna laidumo juostoje, t. y. laikas tarp elektrono sužadavimo momento ir jo rekombinacijos momento, yra labai trumpas. Grynuose puslaidininkiuose, kuriuose nėra kitų priemaišų, išskyrus aktyvatoriaus atomus, šis laikas sudaro vos 10^{-9} s. Todėl fluorescencinis spinduliavimas gali būti stebimas, tik kol kristalas žadinamas pirmine šviesa, ir praktiškai akimirksniu išnyksta, išjungus žadinančią šviesą.

Fosforescencija. Kad, nustojus žadinti, liuminoforas ilgiau švytėtų, reikia į puslaidininkio kristalą, be aktyvatorių, įterpti priemaišinių centrų, kurie būtų tarsi elektronų spąstai. Šios priemaišos sudaro energijos lygmenis arti laidumo juostos dugno (42 paveiksle lygmenys W_p), o ir pačių centrų savybės yra analogiškos prilipimo ir pagavimo centrams (žr. § 12).

Liuminoforas sužadinas ir fotolaidumas jame atsiranda taip pat, kaip ir fluorescencijos atveju. Absorbavę $h\nu_1$ energijos fotonus, aktyvatoriaus atomai jonizuojami ir savo valentinius elektronus atiduoda į laidumo juostą. Susidūręs su jonizuotu aktyvatoriaus atomu, laisvasis elektronas gali rekombinuoti. Tuomet išspinduliuojamas fotonas, kurio energija $h\nu_2$. Taip vyksta fluorescencija. Bet elektronai gali susidurti ir su priemaišiniais pagavimo centrais (42 paveiksle 2 šuolis). Tokiu atveju elektronai nebegali toliau judėti kristalu ir tuo pačiu nebeturi įtakos fotolaidumui. Be to, jie negali rekombinuoti su aktyvatoriaus jonais (šuolis iš lygmens W_p į lygmenį W_a yra uždraustas). Dėl gardelės šiluminių virpesių (kai kristalo atomų šiluminio judėjimo energija apytiksliai lygi pagavimo centro aktyvacijos energijai, t. y. jeigu $W_p \approx kT$) elektronas gali grįžti į laidumo juostą (3 šuolis). Po to jis vėl gali atsidurti spąstuose arba rekombinuoti su jonizuotu aktyvatoriaus atomu; pastaruoju atveju išspinduliuojamas $h\nu_2$ energijos fotonas (4 šuolis).

Iš to, kas buvo išdėstyta, matyti, kad į spąstus patekusio elektrono likimas nepriklauso nuo pirminio žadinimo apšvietimo. Todėl ir liktinis fotolaidumas, ir kristalo sugebėjimas skleisti antrinę šviesą (fosforescencija) gali išlikti gana ilgai, ir išjungus žadinimo šaltinį. Pošvyčio trukmę nulemia lygmens W_p gylis ir kristalo temperatūra. Kai pagavimo lygmuo yra netoli laidumo juostos dugno, o jo aktyvacijos energija, kai kristalo temperatūra T , apytiksliai lygi gardelės šiluminių virpesių energijai ($W_p \approx kT$), pošvyčio trukmė yra trumpa. Kai pagavimo lygmuo yra giliau (kai $W_p \gg kT$), pošvytis gali trukti palyginti ilgai, nes elektronui išlaisvinti iš pagavimo lygmens šiuo atveju reikia šiluminių virpesių fliuktuacijos, kurios energijos pakaktų, kad elektronas galėtų persokti į laidumo juostą. O tai būna ne taip jau dažnai.

Pakaitinus kristalą, stimuliuojama liuminescencija (termostimuliuojanti liuminescencija). Kai šiluminių virpesių energija pasidaro lygi W_p , elektronai išlaisvinami iš pagavimo lygmenų ir pastebima liuminescencija. Būtent, lėtai šildant kristalą, ir nustatomas pagavimo lygmenų gylis kristalo draustinėje juostoje. Liuminescencijos intensyvumas staiga padidėja, kai temperatūros tenkina sąlygą $W_p = kT$. Pavyzdžiui, kaitinamo kristalo, kurio energijos schema pateikta 42 paveiksle, pirmasis pošvyčio maksimumas pastebimas, kai temperatūra T tenkina sąlygą $kT = W_p$,

antrasis maksimumas — kai temperatūra T' tenkina sąlygą $kT' = W_p'$. Kadangi lygmuo W_p' yra giliau ($W_p' > W_p$) ir jam sužadinti reikia didesnės energijos, tai $T' > T$. Kai pagavimo lygmuo yra pakankamai toli nuo laidumo juostos dugno, kristalas gali liuminescuoti be galo ilgai. Pavyzdžiui, vieną kartą pakaitinti kai kurie mineralai švyti milijonus metų (nuo tų mineralų susidarymo iki šių dienų).

IV SKYRIUS

KONTAKTINIAI REIŠKINIAI

§ 16. ELEKTRONŲ IŠLAISVINIMO IŠ METALO DARBAS

Laisvųjų elektronų koncentracija metaluose labai didelė (10^{23} cm⁻³ eilės). Visą laiką chaotiškai judantys elektronai nuolat pasiekia paviršių. Tačiau kai metalas neįkaitintas, elektronai praktiškai neišeina iš jo bandinio ribų. Tai galima paaiškinti tokiu būdu.

Kiekvienas laisvasis elektronas, judantis metale tarp mazgų, sąveikauja su visais jį supančiais elektronais, taip pat su teigiamai elektringais jonais, sudarančiais kristalinę gardelę. Elektringosios dalelės tolygiai pasiskirsčiusios po visą kristalą, todėl kiekvieną elektroną veikiančių visų jėgų atstojamoji praktiškai lygi nuliui. Elektronui artėjant prie paviršiaus, o juo labiau jam išeinant iš kristalo, toks elektringųjų dalelių pasiskirstymas sutrinka ir tai savo ruožtu sukuria jėgas, kurios trukdo elektronui išeiti iš kristalo. Galima išnagrinėti dvi priežastis, dėl kurių elektronai negali išlėkti iš metalo: dvigubą elektrinio sluoksnio susidarymas metalo riboje ir vadinamųjų veidrodinio atspindžio jėgų atsiradimas, elektronui išlekiant iš metalo.

Dvigubasis elektrinis sluoksnis. Net ir absoliutinio nulio temperatūros metalo laisvieji elektronai turi gana didelę kinetinę energiją. Tačiau teigiamai elektringų kristalinės gardelės mazgų trauka neleidžia elektronui visiškai išeiti iš metalo. Dėl to metalas yra apsuptas elektronų debesėlio (43 pav.). Į prie jo paviršiaus susidariusį dvigubąjį elektrinį sluoksnį galima žiūrėti kaip į plokščiąjį kondensatorių. Viena jo plokštelė yra prie paviršiaus esantys teigiamieji jonai, kurie liko nekompensuoti, išlėkus elektronams, o antra — plono sluoksnio pavidalo elektronų debesėlis. Akivaizdu, kad elektrinio lauko stiprumą tokio kondensatoriaus viduje galima laikyti pastoviu. Jėga F_1 , trukdanti išlėkti elektronui, apskaičiuojama pagal formulę:

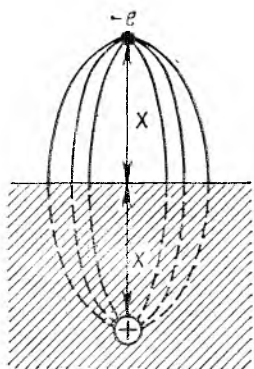
$$F_1 = \frac{e^2}{4a^2};$$

čia a — atstumas tarp menamo kondensatoriaus plokštelių. Energija, kurią išieškoja elektronas, įveikdamas dvigubąjį sluoksnį, randama pagal formulę:

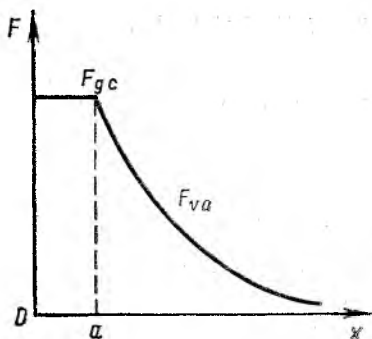
$$W_1 = F_1 a = \frac{e^2}{4a}.$$



43 pav.



44 pav.



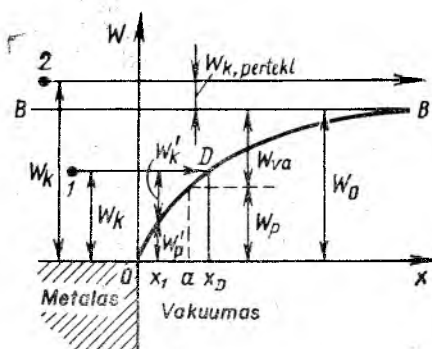
45 pav.

Veidrodinio atspindžio jėga. Įveikęs dvigubąjį sluoksnį, elektronas dar neišsilaisvina iš metalo poveikio. Nutolti nuo jo neleidžia *veidrodinio atspindžio jėga*: nuo metalo paviršiaus nutolusį atstumu x elektroną tas paviršius veikia jėga, kurią galima apibrėžti kaip sąveikos jėgą tarp to elektrono ir metalo gilumoje esančios teigiamos dalelės (jos krūvis lygus elektrono krūvio moduliui), nutolusios nuo paviršiaus atstumu x (44 pav.). Pagal Kulono dėsnį veidrodinio atspindžio jėga, veikianti elektroną vakuume, išreiškiama formule:

$$F_2 = \frac{e^2}{4x^2}.$$

Įsivaizduokime, kad, elektronui išeinant už dvigubąjį sluoksnį, jėga F_1 pasidaro lygi jėgai F_2 . Tuomet nuo metalo paviršiaus tolstantį elektroną veikiančios jėgos grafiką galima pavaizduoti kreive, parodyta 45 paveiksle. Energija, kurios reikia veidrodinio atspindžio jėgai įveikti, lygi

$$W_2 = \frac{e^2}{4a}.$$



46 pav.

Pilnutinis išlaisvinimo darbas. Išlekiantis iš metalo elektronas turi įveikti tam tikrą potencialinį barjerą, pavaizduotą 46 paveiksle. Vieną šio barjero dalį (ruožą nuo 0 iki a) sudaro dvigubąjį sluoksnio jėgos, o kitą dalį (ruožą nuo a iki ∞) — veidrodinio atspindžio jėgos. Visas potencialinio barjero aukštis W_0 lygus darbai, kurią turi atlikti elektronas kelyje nuo metalo paviršiaus iki tol, kol visiškai atsiskirs nuo metalo.

Dydis W_0 vadinamas *pilnutiniu išlaisvinimo darbu*. Eksperimentiniu būdu nustatytos įvairių metalų pilnutinio išlaisvinimo darbo vertės yra nuo 3 eV iki 20 eV ribose.

Potencialinį barjerą galima nagrinėti kaip kreivę, kuri parodo, kaip kinta nuo metalo paviršiaus tolstančio elektrono potencinė energija. Iš tikrųjų, metale esantis elektronas, kurio kinetinė energija lygi W_k (pavyzdžiui, išnagrinėkime elektroną, pažymėtą skaitmeniu 1), gali judėti bet kuria kryptimi, nekintant energijai. Tačiau metalo ir vakuumo ribą perėjęs elektrono kinetinė energija pagal energijos tvermės dėsnį ima virsti potencine energija. Pavyzdžiui, kai elektronas nutolsta nuo ribos atstumu x_1 , dalis jo kinetinės energijos virsta potencine W_p . Pasiekęs tašką x_1 , elektronas vis dar tebeturi dalį kinetinės energijos W'_k , jis gali ir toliau tolti nuo paviršiaus. Tačiau, kai jis nutolsta nuo ribos atstumu x_D , visa jo kinetinė energija virsta potencine (elektrono potencinės energijos kreivės taškas D). Elektrono greitis šiame taške lygus nuliui. Po to elektronas grįžta atgal.

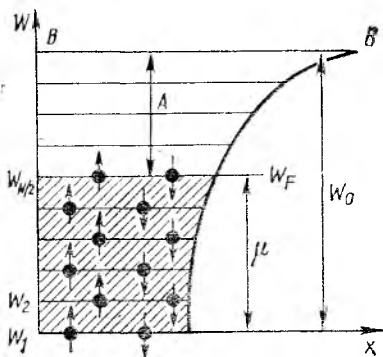
Kad elektronas galėtų visiškai išlėkti iš metalo, jo kinetinė energija turėtų būti ne mažesnė už potencialinio barjero aukštį W_0 . Tokią savybę turi, pavyzdžiui, elektronas, paveikslė pažymėtas skaitmeniu 2. Kadangi to elektrono pradinė kinetinė energija didesnė už pilnutinį išlaisvinimo darbą, netgi išlėkęs iš metalo, jis tebeturės tam tikrą greitį, atitinkantį likusią neišeikvotą perklinę kinetinę energiją:

$$W_{k, \text{pertekl.}} = \frac{mv^2}{2}.$$

Paprastai nulinis energijos lygmeniu laikomas ne giliai metale esančio nejudančio elektrono lygmuo, o toks lygmuo, kuris atitinka vakuume toli nuo metalo paviršiaus esantį nejudantį elektroną (jo vakuumas neveikia). 46 paveiksle tai lygmuo BB , prie kurio, kaip prie asimptotės, artėja elektrono potencinės energijos kreivė. Šiuo atveju metalas elektronui yra potencialo duobė, kurios gylis lygus W_0 . Šitaip pasirinkus nulinį lygmenį, elektronai, esantys metale žemiau lygmens BB , turi neigiamą energiją. Tuomet sakoma, kad pilnutinis išlaisvinimo darbas yra toks, kurį turi atlikti elektronas, esantis potencialo duobės dugne, kad galėtų išlėkti iš tos duobės.

§ 17. FERMIO LYGMUO METALUOSE BEI FERMIO IR DIRAKO PASISKIRSTYMO FUNKCIJA

Fermio lygmuo. Metale yra daug laisvųjų elektronų, ir visi jie išsidėsto potencialo duobės energijos lygmenyse griežta tvarka. Kiekvienas elektronas užima laisvą vietą kiek galint žemesniame lygmenyje. Ir tai natūralu, nes bet kuri sistema, palikta savičiai, t. y. neveikiama iš išorės, visada stengiasi pasiekti mažesnės energijos būseną. Elektronai lygmenyse išsidėsto pagal Paulio



47 pav.

principą: jokios dvi dalelės negali būti visiškai vienodos būsenos. Dėl to viename energijos lygmenyje gali išsidėstyti ne daugiau kaip du elektronai, ir tai tik turintys priešingų kryptių sukinius. Kai žemesnieji lygmenys yra užpildyti, užpildomi vis aukštesni lygmenys. Jeigu nagrinėjame metalo bandinyje yra N laisvųjų elektronų, tai, nesant šiluminio sužadavimo, t. y. kai temperatūra lygi absoliutišiam nuliui ($T=0$), visi laisvieji elektronai išsidėsto poromis $\frac{N}{2}$ žemesniuose lygmenyse (47 pav.).

Pats aukščiausias metalo potencialo duobės energijos lygmuo, kurį užima elektronai, kai $T=0$, vadinamas *Fermio lygmeniu*¹ ir žymimas raide μ arba W_F . Šiame lygmenyje esančio elektrono energija vadinama *Fermio energija*. Kai $T=0$, visi aukščiau Fermio lygmens esantys lygmenys yra visiškai tušti.

Visai aišku, kad Fermio lygmenyje esantys elektronai, išeidami iš metalo, turi atlikti darbą:

$$A = W_0 - \mu.$$

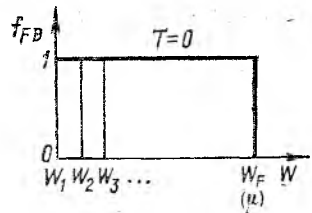
Dydis A lygus energiniam atstumui tarp nutolusio elektrono lygmens BB ir Fermio lygmens. Jis vadinamas *termodinaminio išlaisvinimo darbu* arba tiesiog *išlaisvinimo darbu*. Būtent šis dydis apsprendžia, kas bus, kai suliesime įvairius metalus arba metalą ir puslaidininkį.

Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija. Dalelių pasiskirstymą įvairiuose lygmenyse arba būsenose tam tikromis sąlygomis apibūdina vadinamoji *pasiskirstymo funkcija*. Apskritai pasiskirstymo funkcija išreiškia tikimybę, kad dalelės užima vieną ar kitą lygmenį. Kai tiksliai žinoma, kad dalelė užėmė tam tikrą lygmenį, sakoma, kad tikimybė surasti dalelę tame lygmenyje lygi 1. Jeigu taip pat tiksliai galima teigti, jog nagrinėjame lygmenyje dalelės nėra, sakoma, kad tikimybė rasti dalelę nagrinėjamoje būsenoje lygi 0. Tačiau daugeliu atvejų negalima tiksliai pasakyti, kad lygmuo yra užpildytas arba tuščias. Tuomet tikimybė rasti dalelę nagrinėjame lygmenyje nėra lygi nuliui, bet yra mažesnė už 1. Be to, juo didesnė tikimybė rasti dalelę nagrinėjame lygmenyje, juo artimesnė vienetai atitinkamos būsenos pasiskirstymo funkcijos vertė.

Jeigu abscisių ašyje atidėsime įvairius lygmenis atitinkančios energijos vertes nuo potencialo duobės dugno iki jos viršaus, o ordinačių ašyje — tikimybę, kad elektronai užpildo atitinkamus

¹ Šis lygmuo buvo taip pavadintas, pagerbiant įžymų italų fiziką E. Fermį. Jis kartu su žinomu anglų fiziku P. Diraku sukūrė dalelių, kurių savybės panašios į metalo elektronų savybes, sambūvio teoriją.

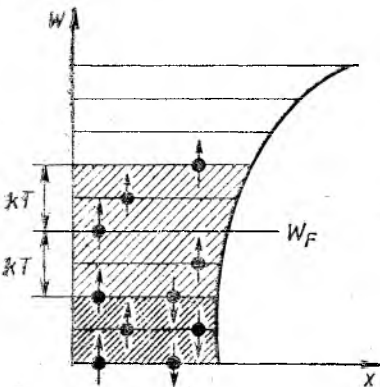
lygmenis, gausime Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcijos f_{F-D} grafiką. Kai $T=0$, jis yra toks, kaip 48 paveiksle. Dažnai šis grafikas vadinamas *Fermio laipteliu*. Iš jo matyti: kai $T=0$, visus lygmenis iki pat Fermio lygmens užima elektronai. Taške $W=\mu$ pasiskirstymo funkcija šuoliškai sumažėja iki nulio; tai reiškia, kad visi lygmenys aukščiau Fermio lygmens yra tušti.



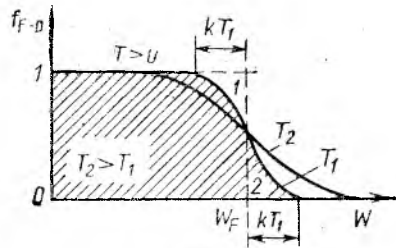
48 pav.

Temperatūros įtaka. Kai temperatūra nelygi nuliui, priklausomybės $f_{F-D}(W)$ grafikas skiriasi nuo pateiktojo 48 paveiksle. Pakilus temperatūrai, elektronai sužadunami, nes gauna energijos iš kristalines gardelės šiluminių virpesių. Dėl to dalis aukščiausiuose užpildytuose lygmenyse esančių elektronų peršoka į tuščius lygmenis virš Fermio lygmens (49 pav.). Tikimybė rasti elektronus šiuose lygmenyse jau nelygi nuliui. Tuo pačiu metu, išėjus elektronams iš tam tikrų lygmenų, esančių tuoj pat po Fermio lygmeniu, tikimybė, kad jie bus užpildyti, pasidaro mažesnė už vienetą. Taigi, pakilus temperatūrai, Fermio laiptelio riba „išplinta“: pasiskirstymo funkcija kinta ne šuoliškai, nuo 1 iki 0, bet tolygiai. 50 paveiksle punktyru pavaizduotas elektronų pasiskirstymo lygmenyse funkcijos grafikas, kai $T=0$, o ištisinėmis linijomis vaizduojamas elektronų pasiskirstymas, kai temperatūra nelygi nuliui. Dešiniau vertės W_F po pasiskirstymo funkcija esančio kreivinio trikampio plotas (plotelis 2) proporcingas į sužadintus lygmenis peršokusių elektronų skaičiui, o tokio paties, kairiau vertės W_F virš pasiskirstymo kreivės esančio trikampio plotas (plotelis 1) proporcingas anksčiau užpildytus lygmenis palikusiu elektronų skaičiui, t. y. po Fermio lygmeniu likusių laisvų vietų skaičiui. Aišku, šių dviejų trikampių plotai yra lygūs, nes iš įvairių pozicijų išreiškia tą patį elektronų skaičių.

Tiesą sakant, darbinių temperatūrų diapazone metalo elektronų pasiskirstymo kreivė labai mažai išplinta. Mat sužadunami tik



49 pav.



50 pav.

tie elektronai, kurie yra arčiausiai Fermio lygmens esančiuose lygmenyse. Galima kokybiškai įvertinti žadinamų lygmenų energinį gylį. Iš molekulinės fizikos žinoma, kad šiluminio judėjimo sąlygojama dalelių kinetinė energija išreiškiama taip:

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT.$$

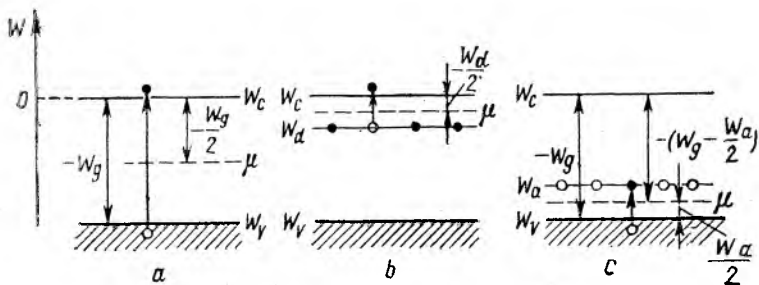
Vadinasi, energijos, kurią kristalinės gardelės atomai dėl šiluminių virpesių gali atiduoti elektronams, vertė yra proporcinga kT . Kambario temperatūroje $kT \approx 0,025$ eV, o metalų Fermio lygmens energija tokioje temperatūroje yra nuo 3 iki 10 eV diapazone. Todėl pasirodo, kad įprastinėmis sąlygomis peršokti į aukštesnius energijos lygmenis gali ne daugiau kaip 1% visų laisvųjų elektronų. Be to, tai yra kaip tik tie elektronai, kurių energija artima Fermio energijai. Tuo tarpu tie elektronai, kurie yra giliai potencialo duobėje ir nutolę nuo Fermio lygmens daugiau negu nuo kT , nesužadunami, todėl pasiskirstę taip pat, kaip ir absoliutinio nulio temperatūroje.

Fermio lygmens fizikinė prasmė. § 6 aptardami kietųjų kūnų savybę praleisti elektros srovę, priėjome išvadą, kad laidumas susijęs su elektronų šuolių į aukštesnius energijos lygmenis galimybe, t. y. elektrono galimybe įgyti pagreitį išoriniame elektriniame lauke. Kai $T > 0$, metaluose tokią galimybę turi tiksliai pasiskirstymo funkcijos išplitimo ribose esantys elektronai, nes realūs elektriniai laukai nepajėgia išplėsti elektronų iš potencialo duobės gylio ir permesti į laisvus lygmenis, kurių energija didesnė už W_F (peršokti į gretimus aukštesnius lygmenis giliai esantys elektronai negali, nes visi tie lygmenys yra užimti). Vadinasi, kai $T > 0$, Fermio energija suvokiama kaip tikimiausioji arba vidutinė tokios temperatūros metalo laidumo elektronų energija. Šie elektronai sukuria ne tik elektrinį laidumą. Būtent jie prie bendros kristalo šiluminės talpos prideda savo elektronų šiluminę talpą ir tokiu būdu nulemia kristalo šilumos laidumą.

Kylant temperatūrai, Fermio lygmens padėtis metaluose praktiškai nekinta. Didėjant temperatūrai, sužadinama vis daugiau elektronų, ir jie peršoka į aukštesnius lygmenis. Kartu sužadunami ir vis gilesni lygmenys, turintys mažesnę energiją. Kai $T_2 > T_1$, pasiskirstymo kreivė (žr. 50 pav.) „išplinta“ labiau negu tuomet, kai temperatūra lygi T_1 . Tačiau ji išplinta vienodai ir į dešinę, ir į kairę, todėl vidutinė laidumo elektronų energija praktiškai lieka nepakitusi. Tai juo labiau teisinga, nes sužadinti lygmenys nuolat pasikeičia elektronais.

§ 18. FERMIO LYGMUO PUSLAIDININKIUOSE

Nagrinėti Fermio lygmenį puslaidininkiuose šiek tiek sudėtingiau negu metaluose. Mat puslaidininkių Fermio lygmenyje elektronų paprastai nebūna. Tačiau W_F (arba μ) lygmens fizikinė



51 pav.

prasmė lieka tokia pati, kaip ir metalų: tai lygmuo, kuris nulemia laidumo elektronų (arba apskritai krūvininkų) vidutinę energiją. Būtent dėl to μ lygmuo ir puslaidininkiuose vadinamas Fermio lygmeniu.

Išnagrinėkime Fermio lygmens padėtį puslaidininkiuose.

Grynasis puslaidininkis. Pusalaidininkių, kaip ir metalų, teorijoje energijos atskaitos pradžia laikomas lygmuo, kuris atitinka laidumo juostos dugną.

Šiluminiu būdu sužadinus grynąjį puslaidininkį, elektronai peršoka iš valentinės juostos į laidumo juostą. Laidumo juostoje jie ilgai nebūna, ir labai greitai grįžta atgal į valentinę juostą. O į jų vietą tuo metu iš valentinės juostos peršoka kiti elektronai. Vykstant tokiems mainams, laidumą sukuria tiek apatinių laidumo juostos lygmenų elektronai, tiek viršutinių valentinės juostos lygmenų elektronai. Atskaitos sistemą parinkus taip, kaip buvo nurodyta anksčiau, pirmųjų elektronų energija lygi nuliui, o antrųjų $-W_g$ („minuso“ ženklas rodo, kad teigiamos energijos vertės nuo laidumo juostos dugno atidedamos į viršų). Taigi vidutinė laidumo elektronų energija lygi $-\frac{W_g}{2}$, t. y. grynųjų puslaidininkių Fermio lygmuo yra draustinės juostos viduryje (51 pav., a).

Priemaišiniai puslaidininkiai. Pakankamai žemų, artimų absoliutiniam nuliui temperatūrų srityje elektroninių puslaidininkių šiluminis sužadinimas gali pervesti į laidumo juostą tik tuos elektronus, kurie yra priemaišiniame donoriniame lygmenyje W_d . Valentinės juostos lygmenyse esantys elektronai neturi įtakos laidumui, nes žemų temperatūrų srityje gardelės šiluminių virpesių energijos nepakanka, kad tokie elektronai peršoktų į laidumo juostą ($W_g \gg W_d$). Tarkime, kad į laidumo juostą peršokę elektronai yra arti jos dugno ir turi artimą nuliui energiją. Tuomet galėsime laikyti (kaip ir grynojo puslaidininkio atveju), kad vidutinė laidumo elektronų energija lygi $-\frac{W_d}{2}$. Taigi, kai temperatūra žema, μ lygmuo donoriniame puslaidininkyje išsidėsto draustinėje juostoje $\frac{W_d}{2}$ atstumu nuo laidumo juostos dugno (žr. 51 pav., b).

Siekiant sukurti skylinį laidumą p puslaidininkiuose, reikia elektronus pervesti iš valentinės juostos į akceptorinius lygmenis, nutolusius nuo šios juostos viršaus atstumu W_a . Remiantis samprotavimais, analogiškais ankstesniems, galima daryti išvadą, kad žemų temperatūrų srityje skyliniame puslaidininkyje μ lygmuo yra išsidėstęs tarp valentinės juostos viršaus ir akceptorinių priemaišų lygmens W_a . Kadangi energiją pradedame atskaityti nuo laidumo juostos dugno, tai

$$\mu = -W_g + \frac{W_a}{2}$$

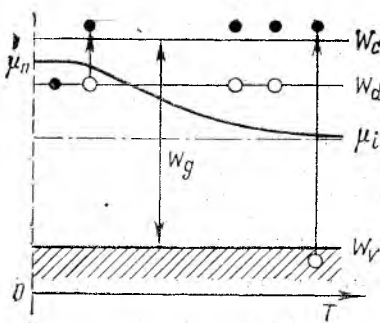
(žr. 51 pav., c).

Temperatūros įtaka Fermio lygmens padėčiai. Fermio lygmens padėtis grynajame puslaidininkyje nepriklauso nuo temperatūros, nes, kintant temperatūrai, nesikeičia grynojo puslaidininkio laidumą nulemiančių procesų pobūdis. Žinoma, kylant temperatūrai ir didėjant šiluminio sužadavimo energijai, elektronai peršoka į vis aukštesnius laidumo juostos lygmenis, pakankamai nutolusius nuo jos dugno. Tačiau tuo pačiu metu dėl šiluminio sužadavimo į laidumo juostą pereina elektronai iš vis gilesnių valentinės juostos lygmenų. Todėl laidumo krūvininkų vidutinė energija nekinta, ir Fermio lygmuo grynajame puslaidininkyje nepriklausomai nuo temperatūros išlieka draustinės juostos viduryje.

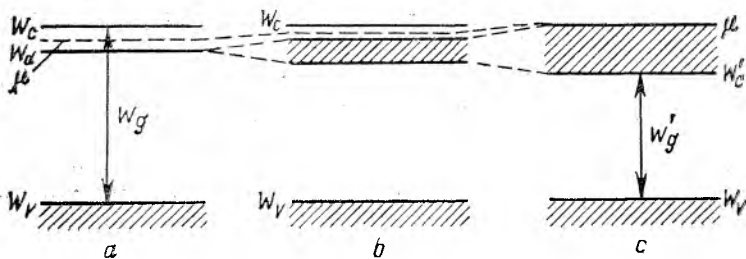
Kitoks vaizdas susidaro priemaišiniuose puslaidininkiuose. § 10 išsiaiškinome, kad, kylant temperatūrai, priemaišinį laidumą juose pakeičia savasis laidumas. Tai ir yra μ lygmens padėties pasikeitimo priežastis. Aiškumo dėlei panagrinėkime n puslaidininkį.

Elektroninis puslaidininkis žemų temperatūrų srityje praleidžia elektros srovę, nes elektronai peršoka iš donorinių lygmenų į laidumo juostą. Todėl ir Fermio lygmuo yra viduryje tarp priemaišinio lygmens ir laidumo juostos dugno. Kylant temperatūrai, kaip žinome, priemaišų mažėja, ir, kai $T > T_s$, donorinis lygmuo pasirodo esąs visai tuščias. Tačiau šioje temperatūrų srityje elektronų šuolius iš donorinio lygmens į laidumo juostą vis labiau pakeičia šuoliai iš valentinės juostos — pasireiškia savasis laidumas.

Kai temperatūra aukšta, t. y. kai $T > T_i$, puslaidininkio laidumą praktiškai visiškai nulemia elektronų šuoliai iš valentinės juostos; dėl to laidumo elektronų vidutinė energija pasidaro lygi $-\frac{W_g}{2}$; šiomis sąlygomis μ lygmuo yra draustinės juostos viduryje. Taigi matome, kad, didėjant temperatūrai, Fermio lygmens padėtis elektroniniame puslaidininkyje kinta nuo $-\frac{W_d}{2}$ iki $-\frac{W_g}{2}$ (52 pav.).



52 pav.



53 pav.

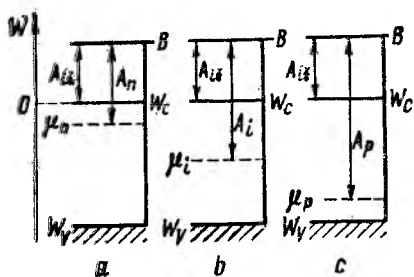
Analogiškai, kylant temperatūrai, kinta Fermio lygmens padėtis skyliniame puslaidininkyje: kai $T=0$, šis lygmuo yra viduryje tarp akceptorinio lygmens W_a ir valentinės juostos viršaus; kylant temperatūrai, jis pasislenka į draustinės juostos vidurį.

Fermio lygmuo išsigimusiųose puslaidininkiuose. Paprastų, nelabai legiruotų puslaidininkių Fermio lygmuo yra išsidėstęs draustinėje juostoje. Kitaip yra išsigimusiųose puslaidininkiuose, kuriuose legiruojančios priemaišos koncentracija didelė. Šių puslaidininkių μ lygmuo yra vienoje leistinių juostų: valentinėje arba laidumo. Imdami pavyzdžiu išsigimusį n puslaidininkį, išsiaiškinsime, kaip, didėjant legiruojančių priemaišų koncentracijai, Fermio lygmuo pasislenka iš draustinės juostos į laidumo juostą.

Kol priemaišų koncentracija nelabai didelė, o priemaišinis donorinis lygmuo siauras ir išsidėstęs netoli laidumo juostos,

Fermio lygmuo yra draustinėje juostoje atstumu $-\frac{W_d}{2}$ nuo lai-

dumo juostos dugno (53 pav., a). Kai priemaišų koncentracija tiek padidėja, jog priemaišinis lygmuo „išplinta“ į priemaišinę juostą, donoriniuose lygmenyse esančių elektronų aktyvacijos energija sumažėja, nes išplitusios priemaišinės juostos viršus atsiduria arčiau laidumo juostos negu pradinės būsenos priemaišinis lygmuo. Dėl to sumažėja ir vidutinė laidumo elektronų energija, vadinasi, Fermio lygmuo priartėja prie laidumo juostos dugno (53 pav., b). Kai priemaišinių atomų koncentracija labai didelė, donorinė juosta „išplinta“ tiek, kad susilieja su laidumo juosta (53 pav., c). Tuomet elektronai gali laisvai judėti iš viršutinių donorinės juostos lygmenų į tuščius laidumo juostos lygmenis, ir puslaidininkis įgyja metalo savybių (jam nebereikia šiluminio žadinimo). Kai priemaišinių atomų koncentracija nedidelė, Fermio lygmuo išsidėsto tarp priemaišinės juostos viršaus ir laidumo juostos dugno, o juostoms susijungus (didelės priemaišinių atomų koncentracijos atveju), jis susilieja su priemaišinės juostos viršutiniu lygmeniu. Taigi Fermio lygmens vaidmuo išsigimusiame puslaidininkyje toks pats, kaip ir metaluose: tai aukščiausias lygmuo, kurį užima elektronai, kai $T=0$. Kadangi, susiliejus juostoms, laidumo juostos dugnas yra kartu ir apatinis išplitusios priemaišinės juostos lygmuo (lygmuo W_c 53 paveiks-



54 pav.

liai valentinėje juostoje, ir kuo didesnė legiruojančių priemaišų koncentracija, tuo giliau valentinėje juostoje jis išsidėsto.

Fermio lygmuo ir elektronų išlaisvinimo iš puslaidininkių darbas. Fermio lygmens padėtis nulemia ne tik laidumo tipą, bet ir įterptamų priemaišų specifines savybes: juo mažesnė priemaišinių centrų aktyvacijos energija, tuo arčiau atitinkamos juostos yra išsidėstęs Fermio lygmuo. Be to, Fermio lygmens padėtis atspindi priemaišinių centrų koncentraciją ir puslaidininkio temperatūrą.

Taigi galima sakyti, jog Fermio lygmens padėtis nulemia puslaidininkio elektrofizines savybes.

Su Fermio lygmens padėtimi susijusi taip pat elektronų išlaisvinimo darbo vertė. Iš pirmo žvilgsnio šis ryšys atrodo labai keistas. Kokią įtaką išlaisvinimo darbui gali turėti lygmuo, kuriame iš esmės elektronų visai nėra? Tačiau toks ryšys vis dėlto yra. Ir jį galima paaiškinti taip.

Kad galėtų išlėkti iš puslaidininkio, prie laidumo juostos dugno esantis laisvasis elektronas turi atlikti darbą, lygų energiniam atstumui nuo laidumo juostos dugno iki jos viršaus, t. y. iki lygmens, atitinkančio be galo nutolusio nuo puslaidininkio laisvojo elektrono energiją. Šis darbas A_{is} (54 pav.) vadinamas *išoriniu išlaisvinimo darbu*. Tačiau nesužadinto puslaidininkio laidumo juostoje elektronų nėra. Kad elektronai galėtų peršokti į laidumo juostą iš donorinio lygmens arba iš valentinės juostos, reikia išiekvoti tam tikrą energiją. Kitaip tariant, reikia išiekvoti tam tikrą energiją laidumo elektronui sukurti. Kadangi laidumo elektronų vidutinė energija lygi Fermio energijai, t. y. energiniam atstumui nuo Fermio lygmens iki laidumo juostos dugno, tai darbas, atliktas sukuriant laidumo elektroną ir perkeliant jį iš laidumo juostos dugno už puslaidininkio ribų, yra lygus atstumui nuo Fermio lygmens iki laidumo juostos viršaus. Kaip ir metaluose, šis darbas vadinamas *termodinaminio išlaisvinimo darbu* arba tiesiog *išlaisvinimo darbu*.

54 paveiksle pateiktos atitinkamai donorinių *a*, grynujų *b* ir akceptorinių *c* puslaidininkių išlaisvinimo darbo vertės. Termodinaminio išlaisvinimo darbo vertė nulemia puslaidininkio savy-

bes visuose kontaktiniuose reiškiniuose ir procesuose, susijusiuose su elektronų išlėkimu iš kristalo.

Išorinis išlaisvinimo darbas A_{i3} priklauso nuo paties kristalo prigimties ir nepriklauso nuo įterpiamos priemaišos tipo. Todėl apie įvairias priemaišas turinčių, bet vienodų puslaidininkių termodinaminio išlaisvinimo darbo verčių skirtumą (pavyzdžiui, elektroninio ir skylinio laidumo silicio bandinių skiriamosioje riboje) galima spręsti pagal Fermio lygmenų atstumą iki laidumo juostos dugno, neatsižvelgiant į laidumo juostos viršaus padėtį ir išorinio išlaisvinimo darbo vertę A_{i3} .

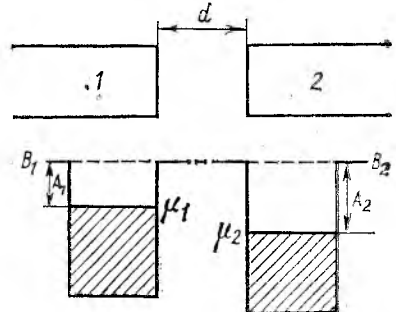
§ 19. KONTAKTINIS POTENCIALŲ SKIRTUMAS

Išnagrinėkime procesus, vykstančius, suartinant du metalus, kurių išlaisvinimo darbai A_1 ir A_2 yra skirtingi, taip, kad jie galėtų pasikeisti elektronais. Tokia situacija įmanoma net ir tada, kai metalai tiesiogiai nesiliečia, nes juose visada yra tam tikras skaičius elektronų, sugebančių išeiti už bandinio ribų. Jau buvo minėta, kad, esant žemai temperatūrai, didžioji daugumo tokių elektronų grįžta atgal į bandinį. Tačiau suartinus metalus tiek, kad jų paviršiuje veikiančios grąžinančiosios jėgos galėtų pagriebti „svetimus“ elektronus, toli nukeliavusius nuo „savojo“ kristalo, kūnai galės gana intensyviai keistis elektronais.

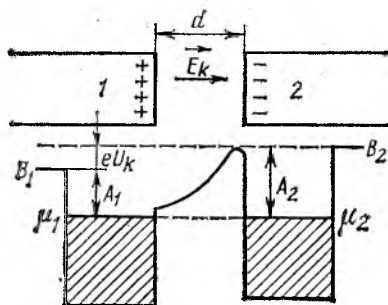
Kai metalai tik ką suartinai, šis keitimasis pasirodo esąs toli gražu nelygiateisis. Esant vienodai kūnų temperatūrai, iš metalo, kurio išlaisvinimo darbas A_1 yra mažesnis, sklis didesnis elektronų srautas už priešpriešinį elektronų srautą, sklindantį iš metalo, kurio išlaisvinimo darbas A_2 yra didesnis. Todėl pirmojo metalo paviršius įsielekrins neigiamai, o antrojo — teigiamai. Susidaręs potencialų skirtumas neleis toliau elektronams pereiti iš vieno metalo į kitą. Kai potencialų skirtumas U_k tarp kūnų pasieks tokią vertę, kai $|e|U_k = A_2 - A_1$, vakuuminį tarpą tarp metalų abiem kryptimis įveiks vienodas elektronų skaičius, ir nagrinėjamoji sistema metalas—vakuumas—metalas bus dinaminėje pusiausvyroje. Nusistovėjęs tokiai pusiausvyrai, potencialų skirtumas U_k tarp metalų vadinamas *kontaktiniu potencialų skirtumu*.

Remdamiesi zonine teorija, išnagrinėkime, kaip susidaro kontaktinis potencialų skirtumas.

55 paveiksle pavaizduoti dviejų nagrinėjamų metalų Fermio lygmenys ir išlaisvinimo darbų vertės. Iš 1 metalo į 2 metalą pereina daugiau elektronų, dėl to pasikeičia jų potencialai ir atitinkamai pasislenka energijos lygmenys (pagal išorinę skalę). Teigiamai



55 pav.



56 pav.

taktinį potencialų skirtumą U_k . Metalų pusiausvirąją būseną iliustruoja 56 paveikslas.

Iki elektronų šuolių iš 1 metalo į 2 metalą pradžios (55 pav.) tarp skirtingų metalų Fermio lygmenų būna tam tikras energinis atstumas, tuo tarpu, nusistovėjus statistinei pusiausvyrai, tie lygmenys darosi vienodi (pagal išorinę energijos skalę). Šia prasme statistinė pusiausvyra, kuri nusistovi tarp dviejų suartintų metalų elektronų, yra analogiška vienodų skysčio lygių nusistovėjimui susisiekiiančiuose induose. Žinant abiejų metalų išlaisvinimo darbus A_1 ir A_2 , galima nustatyti kontaktinį potencialų skirtumą U_k .

$$U_k = \frac{A_2 - A_1}{e}.$$

Šio dydžio vertė gali būti nuo dešimtyjų volto dalių iki kelių voltų ribose priklausomai nuo metalų poros pasirinkimo.

Dviejų susiliečiančių kūnų Fermio lygmenys būtinai turi susilyginti. Tai yra būtina sąlyga, kad ne tik dviejų susiliečiančių metalų, bet ir bet kurių kūnų (puslaidininkių, dielektrikų) laisvieji krūvininkai galėtų būti statistinėje pusiausvyroje.

Elektrinis laukas, atsirandantis dėl artinamų metalų kontaktinio potencialų skirtumo, lokalizuojasi tiesiogiai jų sąlyčio vietoje. Kad tuo įsitikintume, įvertinkime, kiek elektronų pereina iš vieno metalo į kitą, kai nusistovi pusiausvirasis kontaktinis potencialų skirtumas. Sakykim, kad $U_k = 1$ V. Mažiausias atstumas d , iki kurio galima suartinti du kristalus, negali būti mažesnis už atstumą tarp kristalinės gardelės atomų, todėl laikykime, kad šis atstumas lygus kristalinės gardelės parametrui $a_0 \approx 0,3$ nm. Į susiliečiančius metalų paviršius galima žiūrėti kaip į plokščiojo kondensatoriaus plokšteles. Nusistovėjus kontaktiniam potencialų skirtumui U_k , elektrinio lauko stiprumas plyšyje apibrėžiamas formule

$$E_k = \frac{U_k}{d}.$$

įsielektrinančio 1 metalo lygmenys nusileidžia, o neigiamai įsielektrinančio 2 metalo lygmenys pakyla. Energijos lygmenų padėtis kinta, kol elektronų šuolių iš vieno metalo į kitą sąlygos pasidaro vienodos. Pavyzdžiui, Fermio lygmenyje esančių elektronų pusiausvyros sąlyga išreiškiama lygybe

$$A_2 = A_1 + eU_k;$$

čia eU_k — darbas, kurį turi atlikti elektronas, pereidamas iš 1 metalo į 2 metalą, kad nugalėtų kon-

Antra vertus, lauko stiprumas ir krūvių paviršinis tankis σ susiję taip:

$$E_k = \frac{\sigma}{\epsilon_0};$$

čia ϵ_0 — elektrinė konstanta. Todėl iš vieno metalo į kitą per sąlyčio paviršiaus vienetą perėjusių elektronų skaičius

$$n = \frac{\sigma}{e} = \frac{\epsilon_0 E_k}{e} = \frac{\epsilon_0 U_k}{ed}.$$

Įrašę skaitines vertes, gauname:

$$n \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}.$$

O laisvųjų elektronų skaičius, tenkantis metalo paviršiaus 1 cm^2 , yra 10^{15} cm^{-2} eilės dydis. Vadinasi, netgi esant mažiausiam plyšiui, kontaktinį potencialų skirtumą sukuria tik 2% laisvųjų paviršinių elektronų, perėjusių iš vieno metalo sąlyčio paviršiaus į kito metalo sąlyčio paviršių.

Būtent dėl to kontaktinis elektrinis laukas yra lokalizuotas kontaktiniame plyšyje ir beveik neapima viso metalo tūrio.

§ 20. METALO IR PUSLAIDININKIO KONTAKTAS

Pusiausviroji būseną. Konkretumo dėlei iš pradžių išnagrinėkime elektroninį puslaidininkį, kurio elektronų išlaisvinimo darbas mažesnis negu susiliečiančio su juo metalo. Tarkime, kad iš pradžių tarp puslaidininkio ir metalo yra nedidelis vakuuminis tarpas; jis yra pakankamai siauras, kad nagrinėjami kristalai galėtų efektyviai keistis elektronais. Sulietus puslaidininkį ir metalą, jų riboje vyksta tokie pat procesai, kaip ir sulietus du metalus. Išsilyginus Fermio lygmenims, atsiranda keletas voltų kontaktinis potencialų skirtumas. Tačiau šis kontaktas skiriasi nuo dviejų metalų kontakto. Kadangi laisvųjų krūvininkų koncentracija įprastiniuose, neišsigimusiųose puslaidininkiuose yra daug mažesnė negu metaluose, gali būti taip, kad tuomet elektronai išlėks ne tik iš išorinio puslaidininkio sluoksnio.

Pažiūrėkime, kiek elektronų išeina iš puslaidininkio, kai atstumas tarp susiliečiančių paviršių lygus $1 \mu\text{m}$ ir kai tie paviršiai yra glaudžiai susilietę.

Remdamiesi ankstesniame paragrafe pateikta formule, sužinome: kad nusistovėtų 1 V kontaktinis potencialų skirtumas, kai $d = 1 \mu\text{m}$, iš kiekvieno puslaidininkio sąlyčio paviršiaus kvadratinio centimetro į metalą turi pereiti apytiksliai $5 \cdot 10^7$ elektronų. Kambario temperatūros vidutiniškai legiruotame puslaidininkyje laisvųjų elektronų tankis paprastai yra 10^{15} cm^{-3} eilės dydis. Laisvųjų elektronų skaičius išoriniame monoatominame sluoksnyje yra $(10^{15})^{2/3} \text{ cm}^{-2} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ eilės dydis. Taigi šiuo atveju kontaktiniam potencialų skirtumui gauti visiškai pakanka mažiau

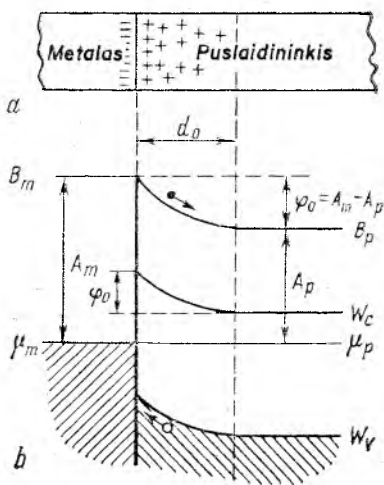
negu 1% puslaidininkio monoatominiam sluoksnyje esančių elektronų. Aišku, kad kontaktinis elektrinis laukas praktiškai neįeina ne tik į metalą, bet ir į puslaidininkį ir yra visas susitelkęs vakuuminiam tarpe.

Užtvarinis sluoksnis. Visiškai kitoks vaizdas būna, kai metalas ir puslaidininkis glaudžiai suliesti — kai atstumas tarp jų yra kristalinės gardelės konstantos a_0 dydžio eilės (germanio $a_0 \approx 0,5$ nm). Kad susidarytų 1 V kontaktinis potencialų skirtumas, šiuo atveju per kiekvieną kontakto paviršiaus kvadratinį centimetrą iš puslaidininkio į metalą turi pereiti 10^{13} elektronų. Patekus į metalą tokiame elektronų skaičiui, jo tūrinės savybės praktiškai nepasikeičia, nes bendras patekusių elektronų skaičius apytiksliai lygus vos 1% metalo monoatominiam sluoksnyje esančių laisvųjų elektronų. Visi atlėkę elektronai išsidėsto arčiausiai kontakto esančiame paviršiniame metalo sluoksnyje. Visai kitaip yra puslaidininkyje. Kadangi vidutiniškai legiruoto puslaidininkio monoatominio sluoksnio 1 cm^2 yra vos 10^{10} laisvųjų elektronų, tai į puslaidininkį pateks 10^{13} elektronų tik tada, kai iš netoli kontakto esančios puslaidininkio srities 1000 atominių sluoksnių per eis visi laisvieji elektronai (57 pav., a). Ta sritis, kurioje, nusi-stovėjęs pusiausvyrai, lieka tik nejudantys nekompensuoti teigiamieji donorų jonai, pagal savo ypatybes yra tipiškas dielektrikas. Paprastai prietaisuose naudojamų puslaidininkių ši sritis yra $10^{-3} \div 10^{-5}$ cm storio; tai daug kartų viršija krūvininkų laisvojo kelio ilgį. Ši nuskurdinta sritis, kurioje nėra laisvųjų krūvininkų ir kurios plotis daug didesnis už laisvojo kelio ilgį, turi didelę varžą ir todėl vadinama *užtvariniu sluoksniu*.

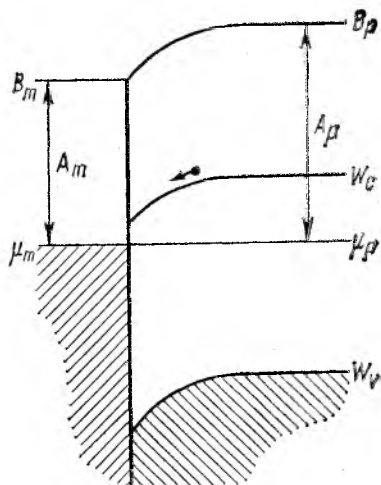
Savaimė suprantama, kad šiuo atveju elektrinis laukas jau nesilokalizuoja vakuuminiam tarpe prie kūnų skiriamosios ribos, o egzistuoja ir užtvariniame sluoksnyje, kurio storis d_0 . Kadangi vakuuminis tarpas daug kartų siauresnis nei užtvarinis sluoksnis, galima teigti, kad elektrinis laukas susidaro būtent nuskurdintame puslaidininkio sluoksnyje.

Juostų išlinkis. Kontaktiniam laukui prasiskverbus į puslaidininkį ir, vadinasi, nevienodu dydžiu pakitus puslaidininkio potencialui įvairiuose pjūviuose, energijos lygmenys ir juostos pasislenka į didesnių arba mažesnių energijos verčių pusę, be to, šie poslinkiai įvairiuose puslaidininkio pjūviuose yra nevienodi. Dėl to puslaidininkio srityje netoli kontakto energijos lygmenys ir juostos išlinksta (57 pav., b).

Nagrinėjant reikšinius kokybinius aspektus, laisvųjų krūvininkų savybes elektriniame lauke, susidariusiame puslaidininkio srityje netoli kontakto, galima nusakyti, remiantis tokiais įvaizdžiais: elektronai panašūs į sunkius rutuliukus, o skylės — į dujų burbuliukus skystyje; išlinkusiame energijos lygmenyje esantis elektronas tarsi nurieda juo žemyn, tuo tarpu tame lygmenyje esanti skylė, kildama išilgai jo, iškyla į viršų. Pagal tokį modelį nagrinėjamo kontakto atveju laidumo juostoje, netoli skiriamosios ribos, esantys elektronai turi nuriedėti juostos dugnu, palikdami nu-



57 pav.



58 pav.

skurdintą (turinčią mažai pagrindinių krūvininkų) sritį netoli kontakto. Tuo metu valentinėje juostoje esančios skylės turi iškilti į paviršių, įsodrinamos sritį netoli skiriamosios ribos nepagrindiniais krūvininkais. Kadangi nepagrindinių krūvininkų koncentracija visada daug mažesnė už pagrindinių, tai, atėjus į sritį netoli kontakto papildomoms skylėms, jų koncentracija nors ir padidėja, bet negali pastebimai kompensuoti pagrindinių krūvininkų — elektronų — netekimo. Todėl užtvarinio sluoksnio sritis ir turi didelę varžą.

Antiužtvariniai sluoksniai. Elektroniniam puslaidininkiui susilietus su metalu, užtvarinis sluoksnis gali susidaryti tik tuo atveju, kai elektronų išlaisvinimo iš metalo darbas A_m yra didesnis už elektronų išlaisvinimo iš puslaidininkio darbą A_p ($A_m > A_p$). Kai $A_m < A_p$, būna priešingai. Susidarius kontaktui, elektronų srautas iš metalo bus didesnis už priešpriešinį elektronų srautą iš puslaidininkio, kol nusistovės dinaminė pusiausvyra. Dėl to puslaidininkis įsielektrins neigiamai, o metalas — teigiamai. Elektrinio lauko kryptis puslaidininkio srityje netoli ribos ir atitinkami puslaidininkio potencialo pokyčiai įvairiuose pjūviuose yra tokie, kad puslaidininkio energijos lygmenys ir juostos, kuo toliau nuo metalo ribos, tuo labiau išlinkdamos kyla. Todėl iš puslaidininkio lekiantys elektronai „nuriada“ kontakto ribos link ir tuo pačiu įsodrina šią sritį pagrindiniais krūvininkais (58 pav.). Padidėjus pagrindinių krūvininkų koncentracijai sluoksnyje netoli kontakto, sumažėja jo varža ir todėl toks sluoksnis vadinamas *antiužtvariniu*.

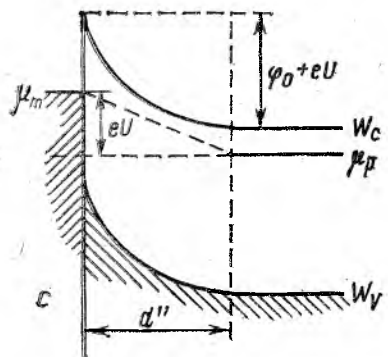
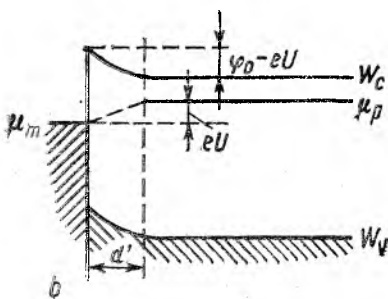
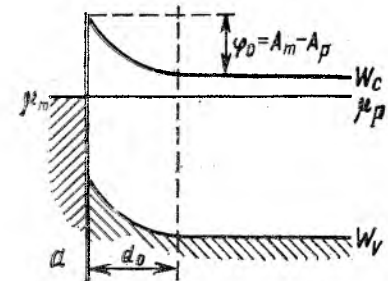
Analogiški procesai vyksta, ir sulietus metalą su skyliniu puslaidininkiu. Skirtumas tik tas, kad užtvarinis sluoksnis šiuo atveju susidaro, kai elektronų išlaisvinimo iš metalo darbas yra

mažesnis už jų išlaisvinimo iš puslaidininkio darbą ($A_m < A_p$). Kai $A_m > A_p$, susidaro antiužtvarinis sluoksnis.

§ 21. METALO IR PUSLAIDININKIO KONTAKTO LYGINIMO SAVYBĖS

Iš nagrinėtų kontaktų rūšių įdomiausi yra kontaktai su užtvariniais sluoksniais. Būtent jiems charakteringas ryškus vienpusis laidumas. Kai uždaroje grandinėje yra kontaktas su užtvariniu sluoksniu, tai, parinkus vienokį šaltinio įjungimo poliškumą,

srovės stiprumas yra didelis (tiesioginė kryptis), o pakeitus srovės šaltinio įjungimo poliškumą, srovės stiprumas yra daug kartų mažesnis (užtvarinė kryptis). Išnagrinėkime šį reiškinį, imdami pavyzdžiu mums jau žinomą n puslaidininkio ir metalo kontaktą. Tokio pusiausviros būsenos kontakto juostinė schema pateikta 59 paveiksle, *a*.



59 pav.

Pirmiausia atkreipkime dėmesį į tai, kad, skirtingai nei 57 paveiksle, šioje schemoje nenurodyti energijos lygmenys, atitinkantys vakuume esančių elektronų energijas (nėra lygmenų B_m ir B_p). Mat nagrinėjant kontaktinius reiškinius, elektronų išėjimas į vakuumą jau nėra svarbus. Vadinas, nebūtina schemoje nurodyti išlaisvinimo iš metalo ir puslaidininkio termodinaminio darbo absoliutinių verčių A_m ir A_p . Elektronų išlaisvinimo iš susiliečiančių kūnų darbų skirtumą, nulemiantį pusiausviro sąlygas ir charakterizuojantį skiriamosios ribos savybes, schemoje atspindi potencialinio barjero aukštis $\varphi_0 = A_m - A_p$.

Skiriamosios ribos barjere susidaręs potencialinis barjeras reguliuoja iš puslaidininkio į metalą judančių elektronų srautą. Pradiniu momentu, kai tik susidaro kontaktas, iš puslaidininkio į metalą kas sekundę patenka daug daugiau

elektronų negu priešinga kryptimi, t. y. iš metalo į puslaidininkį. Mat elektronų išlaisvinimo iš nagrinėjamo puslaidininkio darbas mažesnis už elektronų išlaisvinimo iš metalo darbą. Po to, didėjant potencialų skirtumui, vadinasi, ir elektrinio lauko, trukdančio elektronams pereiti iš puslaidininkio į metalą, stiprumui, abu priešingų krypčių srautai suvienodėja. Tuo metu srovė kontaktu neteka.

Dėl išorinio potencialų skirtumo pusiausvyra sutrinka, ir skiriamuoju paviršiumi pradeda tekėti srovė. Srovės stiprumas priklauso nuo šaltinio įjungimo poliškumo ir prijungtos įtampos vertės.

Išorinio potencialų skirtumo veikimas tiesiogine kryptimi. Pirmiausia išnagrinėsime atvejį, kai prijungtas prie metalo ir puslaidininkio kontakto išorinis potencialų skirtumas veikia prieš kontaktinį potencialų skirtumą. Tai reiškia, kad puslaidininkiui suteikiamas neigiamas potencialas metalo atžvilgiu. Dėl to visi puslaidininkio energijos lygmenys, taigi ir Fermio lygmuo, pakyla dydžiu eU (čia U — prijungtas potencialų skirtumas). Šitaip pasislinkus lygmenims (59 pav., b), potencialinis barjeras, kurį turi įveikti iš puslaidininkio į metalą einantys elektronai, darosi žemesnis. Jis dabar pasidaro lygus

$$\varphi = \varphi_0 - eU.$$

Sumažėjus potencialiniam barjerui φ , staigiai padidėja iš puslaidininkio į metalą pereinančių elektronų skaičius. Tuo tarpu potencialinis barjeras iš metalo į puslaidininkį einančių elektronų kelyje nepasikeičia. Todėl elektronų srautas iš metalo lieka toks pat, koks buvo, neveikiant išoriniam laukui. Taigi kontaktu tekančių srovių balansas sutrinka: elektronų srautas iš puslaidininkio į metalą yra daug kartų didesnis už priešpriešinį elektronų srautą iš metalo. Sutrikus srautų balansui, kontaktu pradeda tekėti srovė iš metalo į puslaidininkį, be to, srovės stiprumas yra tuo didesnis, kuo didesnis potencialų skirtumas U prijungtas prie kontakto.

Kadangi puslaidininkio, o juo labiau metalo, varža daug kartų mažesnė negu užtvarinio sluoksnio varža, visas prijungtas potencialų skirtumas tenka praktiškai puslaidininkio sričiai netoli kontakto. Dėl to srityje prie kontakto sumažėja potencialų skirtumas ir iš šios srities į puslaidininkį elektronus išstumiančio lauko stiprumas. Be abejo, tuomet mažiau išlinksta energijos juostos ir susiaurėja nuskurdintoji juosta. Kitaip tariant, nagrinėjamo atveju, prijungus išorinį potencialų skirtumą, ne tik potencialinis barjeras φ darosi žemesnis, bet ir sumažėja užtvarinio sluoksnio storis d_0 , vadinasi, sumažėja kontakto varža. Dėl šių abiejų veiksnių stiprėja kontaktu tekanti srovė.

Šiuo atveju sakoma, kad išorinis potencialų skirtumas prijungtas *tiesiogine*, arba *laidžiąja*, kryptimi.

Išorinio potencialų skirtumo veikimas atgaline kryptimi. Visiškai priešingas vaizdas stebimas kontakte, prie kurio prijungtas

išorinis potencialų skirtumas, veikiantis ta pačia kryptimi, kaip ir kontaktinis potencialų skirtumas. Tuomet sakoma, kad išorinis potencialų skirtumas prijungtas *atgaline*, arba *užtvarine*, kryptimi.

Prijungus tokį potencialų skirtumą, visi puslaidininkio energijos lygmenys, taip pat ir Fermio lygmuo, nusileidžia žemyn dydžiu eU (59 pav., c) pusiausvyros padėties atžvilgiu. Elektronams pereiti iš puslaidininkio į metalą trukdančio potencialinio barjero aukštis padidėja ir pasidaro lygus

$$\varphi = \varphi_0 + eU,$$

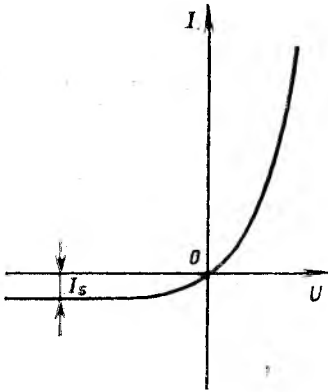
o iš puslaidininkio į metalą tekančių elektronų srauto intensyvumas sumažėja. Iš metalo į puslaidininkį judančių elektronų kelyje esantis potencialinis barjeras nepasikeičia, todėl per kontakto plokštumą judančių priešpriešinių elektronų srautų balansas sutrinka: iš metalo judančių elektronų srautas yra didesnis už priešpriešinį srautą. Dėl to kontaktu pradeda tekėti srovė iš puslaidininkio į metalą.

Reikia pastebėti, kad priešpriešinių elektronų srautų per metalo ir puslaidininkio kontaktą pusiausvyros sutrikimo, kai išorinė įtampa prijungta tiesiogine ir užtvarine kryptimi, priežastys yra skirtingos. Pirmuoju atveju pusiausvyra sutrinka dėl to, kad didėja iš puslaidininkio į metalą pereinančių elektronų srautas. Grandinėje atsiranda srovė, nes šis srautas persveria priešpriešinį elektronų srautą, kuris lieka toks pat, kaip ir neprijungus išorinės įtampos. Ši persvara tuo didesnė, kuo didesnis prijungtas potencialų skirtumas. Todėl, didėjant išoriniam potencialų skirtumui, srovė tam tikrose ribose praktiškai didėja neribotai.

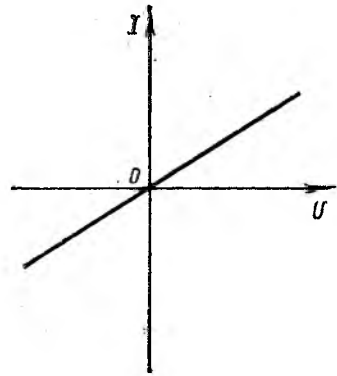
Kai išorinė įtampa veikia užtvarine kryptimi, elektronų srautų pusiausvyra sutrinka dėl to, kad mažėja iš puslaidininkio į metalą judančių elektronų srautas. Iš metalo į puslaidininkį pereinančių elektronų srauto nekompensuoja priešpriešinis srautas, todėl atsiranda srovė. Juo didesnė užtvarinė įtampa, juo mažesnė kompensacija. Kai iš puslaidininkio į metalą einančių elektronų kelyje potencialinis barjeras tiek padidėja, kad elektronai praktiškai nustoja lėkti į metalą, kontaktu tekančios srovės stiprumas pasiekia didžiausią vertę. Toliau didėjant užtvarinei įtampai, srovė jau nebestiprėja, nes potencialinio barjero aukštis iš metalo į puslaidininkį pereinančių elektronų kelyje nepriklauso nuo prijungtos užtvarinės įtampos.

Didžiausia srovė, tekanti kontaktu užtvarine kryptimi, vadinama *soties srove*. Soties srovės tankis žymimas I_s .

Didėti užtvarinei srovei trukdo dar ir tai, kad išorinis potencialų skirtumas, pasiskirstydamas puslaidininkio ribinėje srityje, susideda su kontaktiniu potencialų skirtumu. Dėl to sustiprėja elektrinis laukas, išstumiantis pagrindinius krūvininkus — elektronus — gilyn į puslaidininkį. Gana plati puslaidininkio sritis netoli kontakto netenka elektronų, vadinasi, išsiplečia užtvarinis sluoksnis, ir padidėja jo varža.



60 pav.



61 pav.

Metalo ir puslaidininkio kontakto voltamperinė charakteristika.

Metalo ir puslaidininkio kontaktu tekančios srovės stiprumo priklausomybės nuo išorinės įtampos nesimetriškumą iliustruoja to kontakto voltamperinė charakteristika. Ji pavaizduota 60 paveiksle. Iš paveikslo matyti, kad nagrinėjamam kontaktui būdingas ryškus vienpusis laidumas: jis neribotai praleidžia srovę tiesiogine kryptimi ir beveik visai jos nepraleidžia atgaline kryptimi.

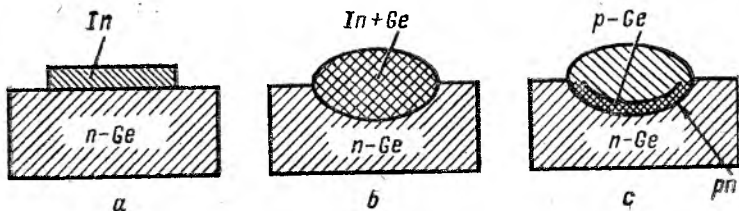
Ominis kontaktas. Vienpusis laidumas būdingas ne visiems metalo ir puslaidininkio kontaktams, o tik tiems, kuriuose sudaro užtvarinis sluoksnis. Kontaktai su antiužtvariniu sluoksniu tokios savybės neturi.

Kontaktai su antiužtvariniais sluoksniais plačiai taikomi radiotechnikoje ir elektronikoje įvairiems įrenginiams ir prietaisams sujungti. Prijungti kontaktai turi neiškraipyti signalo formos ir pobūdžio. Dėl to jų voltamperinė charakteristika turi būti tiesinė. Kaip tik šį reikalavimą atitinka kontaktai su antiužtvariniu sluoksniu. Jiems tinka Ohmo dėsnis, todėl jie ir buvo pavadinti *ominiais kontaktais*. Tipiška ominio kontakto voltamperinė charakteristika pavaizduota 61 paveiksle.

§ 22. ELEKTRONINĖ SKYLINĖ SANDŪRA

Daugelio technikoje naudojamų puslaidininkinių prietaisų pagrindinė dalis yra dviejų priemaišinių, skirtingo laidumo puslaidininkinių kontaktas. Jis vadinamas *elektronine skyline sandūra* arba *np sandūra*.

np sandūros gavimo būdai. Elektroninio ir skylinio puslaidininkio kontaktą galima gauti, tiesiogiai sulietus du skirtingo laidumo bandinius. Tačiau panaudoti tokį kontaktą, kuriant prietaisą, praktiškai neįmanoma, nes defektai ir priemaišos, o ypač

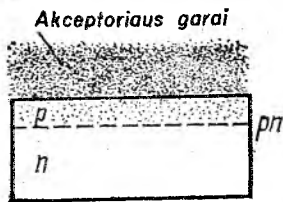


62 pav.

oksido plėvelė, visada esanti ant puslaidininkio paviršiaus, gerokai pakeičia puslaidininkių skiriamosios ribos savybes. Todėl, norint gauti gerai kontroliuojamų ir pastovių savybių np sandūrą, reikia sukurti ją kaip vidinę skiriamąją ribą, kurioje vieno tipo puslaidininkis tolygiai pereitų į kito tipo puslaidininkį. Šiuometu yra daug metodų np sandūroms gauti, bet mes čia išnagrinėsime tik du: *įlydymo metodą* ir *difuzijos metodą*.

Taikant įlydymo metodą, ant n puslaidininkio plokštės dedamas nedidelis gabalėlis kokio nors trivalenčio metalo, pavyzdžiui indžio (62 pav., *a*). Po to viskas sudedama į krosnį ir kaitinama inertinių dujų aplinkoje iki $550\text{--}600^\circ\text{C}$. Tokios temperatūros indis lydosi, o susidaręs lašas tirpdo germanį (62 pav., *b*). Po tam tikro laiko krosnis išjungžiama. Iš auštančio lydinio pradeda išsiskirti germanis, kuriame yra priemaišinių indžio atomų. Pakankamai lėtai aušinamas germanis kristalizuojasi, sudarydamas monokristalą, kurio orientacija tiksliai sutampa su pagrindo monokristalo orientacija. Tačiau kitaip nei n laidumo pagrindo atveju, naujajai germanio sričiai būdingas p laidumas, todėl riboje, kuri skiria neišsilydžiusią pagrindo dalį ir iš lydinio susikristalizavusią dalį, susidaro np sandūra (62 pav., *c*). Lydytinei np sandūrai būdingas staigus elektroninio laidumo pasikeitimas į skylinį, todėl ji vadinama *staigiąja np sandūra*.

Difuzinė sandūra skiriasi nuo lydytinės tolydžiu n laidumo pasikeitimu p laidumu, todėl ji vadinama *tolydine np sandūra*. Tokia elektroninė skylinė sandūra susidaro, difunduojant akceptorinei priemaišai iš dujinės arba skystos fazės į donorinę puslaidininkį arba donorinei priemaišai difunduojant į akceptorinį puslaidininkį. Kai pagrindas yra donorinis puslaidininkis, akceptoriniai atomai, difunduodami gilyn į bandinį, iš pradžių paverčia jį kompensuotuoju puslaidininkiu (t. y. neutralizuoja donorines



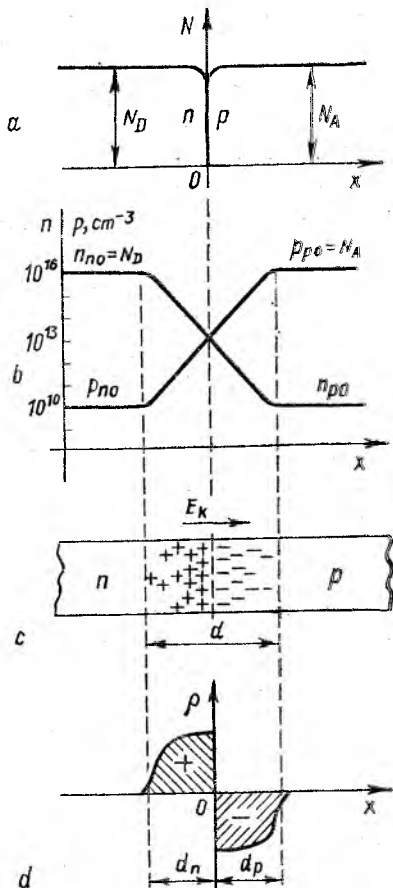
63 pav.

priemaišas ir suteikia bandiniui grynojo puslaidininkio savybių), po to, kaupiantis priemaišiniams atomams,—skyliniu puslaidininkiu. Susidariusio p puslaidininkio legiravimo laipsnį, taip pat akceptorinių atomų prasiskverbimo į pagrindą gylį apsprendžia difuzijos trukmė ir temperatūra. Ribą, skirianti p sritimi paverstą puslaidininkio dalį nuo difuzijos nepalietc

n pagrindo, kaip tik ir yra np sandūra (63 pav.). Akivaizdu, kad šiuo atveju skiriamoji riba tarp akceptorinio ir donorinio puslaidininkio, faktiškai sudarančių to paties bandinio skirtingas dalis, negali būti staigi: laidumo tipas difuzinėse np sandūrose kinta tolydžiai.

Zinoma simetrinė ir asimetrinė np sandūra. Kai legiruojančiųjų priemaišų koncentracijos skirtingose sandūros pusėse yra vienodos arba beveik vienodos, turime *simetrinę np sandūrą*. Kai vienos priemaišos, pavyzdžiui donorinės, koncentracija daug didesnė už kitoje np sandūros pusėje esančių priemaišų koncentraciją ($N_D \gg N_A$), sandūra yra *asimetrinė*. Technikoje dažniausiai taikomos *asimetrinės np sandūros*. Išnagrinėsime simetrinę elektroninę skylinę sandūrą, nes ji yra paprastesnė, laikydami, jog $N_D = N_A$.

Pusiausvira elektroninė skylinė sandara. Išnagrinėsime staigiąją np sandūrą, kai priemaišos abiejose skiriamosios ribos pusėse pasiskirsčiusios vienodai. Tarkime, kad į kairę nuo ribos (64 pav., *a*) donorinės priemaišos koncentracija elektroniniame puslaidininkyje staigiai mažėja nuo N_D iki 0, o į



64 pav.

dešinę nuo ribos akceptorinės priemaišos koncentracija skyliniame puslaidininkyje taip pat staigiai didėja nuo 0 iki N_A . Pagrindiniai krūvininkai n puslaidininkyje yra elektronai, o p puslaidininkyje — skylės. Atitinkamose srityse labai padidėja pagrindinių krūvininkų skaičius, nes sužadinami ir jonizuojami donoriniai bei akceptoriniai centrai. Kai temperatūra pakankamai aukšta (pavyzdžiui, lygi kambario temperatūrai), beveik visi donoriniai ir akceptoriniai priemaišiniai atomai yra jonizuoti. Todėl toli nuo puslaidininkių skiriamosios ribos elektronų koncentraciją n puslaidininkyje galima laikyti lygia donorinės priemaišos koncentracijai ($n_{n0} = N_D$), o skylių koncentraciją p puslaidininkyje — lygia akceptorinių centrų koncentracijai ($p_{p0} = N_A$). Indeksas 0 rodo, kad atitinkama koncentracija priskiriama pusiausvirajai būsenai.

Be pagrindinių krūvininkų, kiekvienoje susiliečiančių sričių yra ir tam tikras kiekis nepagrindinių krūvininkų: n srityje — skylių, p srityje — elektronų. Jų koncentraciją galima rasti pagal

veikiančiųjų masių dėsni (žr. § 10). Įsivaizduokime, kad priemaišų koncentracija kiekvienoje srityje lygi 10^{16} cm^{-3} . Tokia pat bus ir pagrindinių krūvininkų koncentracija:

$$n_{n0} = p_{p0} = N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Laikydami, kad krūvininkų koncentracija kambario temperatūros grynajame puslaidininkyje $n_i = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, galėsime parašyti, kam lygi nepagrindinių krūvininkų, pavyzdžiui, skyliniame puslaidininkyje elektronų, koncentracija:

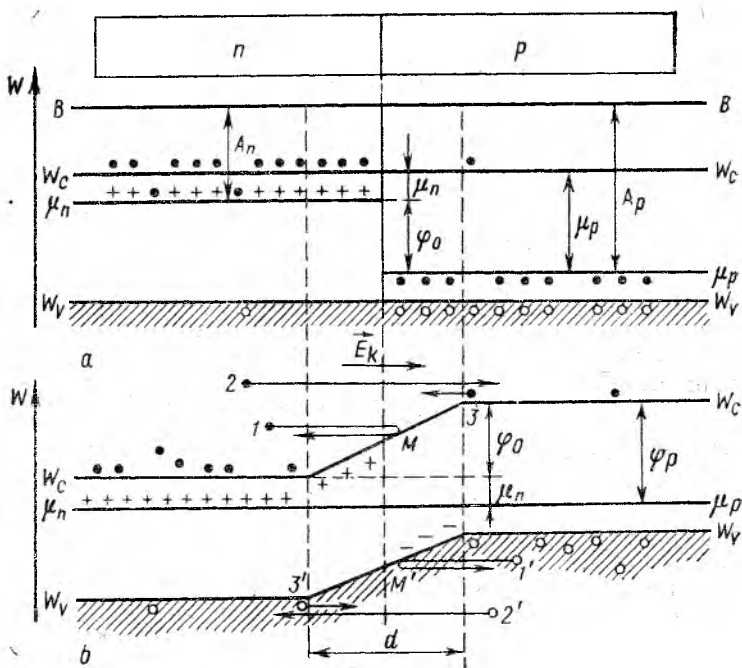
$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} = \frac{10^{26}}{10^{16}} = 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

Lygiai tiek pat elektroniniame puslaidininkyje bus skylių. Matome, kad skiriamajoje riboje vieno tipo krūvininkų (elektronų arba skylių) koncentracija pakinta 10^6 kartų. Krūvininkų koncentracija netoli ribos pasikeičia ne taip staigiai, kaip legiruojančiųjų priemaišų atomų koncentracija, nes priemaišiniai atomai sudaro kristalinę gardelę ir yra glaudžiai su ja susiję, tuo tarpu krūvininkai yra laisvi ir gali judėti kristale. Kaip pasikeičia krūvininkų koncentracijos kontakto srityje, grafiškai pavaizduota 64 paveiksle, b.

Kad ir kaip tolydžiai kinta koncentracijos, skirtumas yra didelis. Dėl to pagrindiniai krūvininkai intensyviau difunduoja pro np sandūrą: elektronai iš n srities — į p sritį, o skylės — priešinga kryptimi. Dėl difuzijos np sandūra pradeda tekėti difuzinė srovė, ir susidaro kontaktinis potencialų skirtumas.

Difuzinė srovė. Patekę į p sritį, kurioje yra daug skylių, elektronai palyginti greitai rekombinuoja, todėl jų koncentracija šioje srityje praktiškai nedidėja. Tuo tarpu n srityje vietoj išėjusių elektronų dėl nenutrūkstamo šiluminio generavimo atsiranda nauji elektronai. Nors elektronai ir difunduoja iš n srities į p sritį, jų koncentracijų skirtumas šiose srityse lieka pastovus. Todėl nekinta ir elektronų difuzijos greitis. Tą patį galima pasakyti ir apie skylių difuziją iš p srities į n sritį. Toks kryptingas ir stacionarus krūvininkų judėjimas pro np sandūrą, aišku, yra srovė, vadinama *difuzine srove*. Pabrėžiame, kad skylių šuolių sukelta difuzinė srovė susideda su priešpriešinio elektronų srauto sukurta difuzine srove.

Kontaktinis potencialų skirtumas. Laidumo srovė. Iš p puslaidininkio į elektroninio puslaidininkio sritį netoli kontakto atėjus skylėms ir, svarbiausia, iš tos srities išėjus daugybei elektronų, palikusių nekompensuotus teigiamai elektringus judriuosius donorinės priemaišos jonus, n puslaidininkyje prie skiriamosios ribos atsiranda teigiamas krūvis (64 pav., c). Lygiai taip pat, išėjus skylėms iš p puslaidininkio srities netoli kontakto, o iš n puslaidininkio atėjus elektronams, p puslaidininkyje prie skiriamosios ribos susidaro neigiamai elektringa sritis. Šių sričių ilgį n ir p puslaidininkiuose pažymėkime atitinkamai d_n ir d_p . 64 paveiksle, d, pavaizduota, kaip krūvio tankis pasiskirsto netoli



65 pav.

ribos esančiose srityse. Tarp skirtingai įelektrintų sričių susidaro kontaktinis potencialų skirtumas U_k ir elektrinis laukas, kuris neleidžia toliau difunduoti pagrindiniams krūvininkams. Kartu šis laukas ne tik netrukdo, bet, atvirkščiai, padeda nepagrindiniams krūvininkams pereiti skiriamąją ribą. Iš tikrųjų elektronus, artėjančius iš p puslaidininkio prie np sandūros, ir skyles, ateinančias iš n puslaidininkio, pagauna kontaktinis laukas ir perneša atitinkamai į n ir p sritį. Taigi priešingai difuzinei srovei, kuri pradeda tekėti, pagrindiniams krūvininkams perėjus skiriamąją ribą, susidaro priešpriešinė srovė, kurią apibūdina nepagrindinių krūvininkų šuoliai per tą ribą priešinga kryptimi. Ši srovė buvo pavadinta *laidumo* srove. Laidumo srovės stiprumas praktiškai nepriklauso nuo kontaktinio potencialų skirtumo vertės. Ji apsprendžia nepagrindinių krūvininkų šiluminio generavimo proceso ir jų šuolių iš puslaidininkio į skiriamąją ribą sąlygos.

Pusiausvyros pn sandūros juostinė struktūra. n ir p puslaidininkių juostų diagramos, kol krūvininkai dar neperėję ribos, pavaizduotos 65 paveiksle, *a*. Elektronų lygmenys vakuume, abiejų laidumo juostų dugnai ir valentinių juostų viršūs yra viename aukštyje. Kambario temperatūroje n srities Fermio lygmuo išsidėstęs netoli laidumo juostos dugno, o p srities — prie valentinės juostos viršaus. Pagrindiniams krūvininkams difunduojant, joni-

zuoti donoriniai ir akceptoriniai atomai apnuoginami, srityje netoli kontakto atsiranda nesukompensuoti krūviai. Dėl to pasislenka energijos lygmenys. Teigiamai elektringoje n srityje visi lygmenys pasislenka žemyn, o neigiamai elektringoje p srityje — aukštyn. Lygmenys slenka, kol, kaip jau buvo minėta anksčiau, Fermio lygmenys išsidėsto viename aukštyje (65 pav., b). Tai ir atitinka stacionariąją pusiausvirąją būseną. Atsiradus tūriniam įvairiarūšiams elektros krūviams, srityse netoli ribos abiejose pusėse atitinkamai pasikeičia puslaidininkių potencialai ir pn sandūros srityje išlinksta energijos juostos. Kadangi labai nutolusiose nuo sandūros ribos srityse Fermio lygmenų padėtis kitų energijos lygmenų atžvilgiu nepasikeičia, tai, išlinkus energijos juostoms, susidaro potencialinis barjeras $\varphi_0 = eU_k$. Kaip matyti iš paveikslų,

$$\varphi_0 = \mu_p - \mu_n,$$

arba (tai tas pats)

$$\varphi_0 = A_p - A_n.$$

Jau žinome, kad Fermio lygmenys padėtis priklauso nuo puslaidininkio legiravimo laipsnio: juo labiau legiruotas puslaidininkis, juo arčiau atitinkamos leistinės juostos išsidėsto Fermio lygmuo. Pavyzdžiui, daugiau donorinių priemaišų turinčiame puslaidininkyje Fermio lygmuo yra arčiau laidumo juostos dugno. Ribiniu atveju neišsigimusių puslaidininkių donorinėje srityje Fermio lygmuo susiliečia su laidumo juostos dugnu, o skylinėje srityje — su valentinės juostos viršumi. Taigi potencialinio barjero didžiausioji vertė $\varphi_{0, \max}$ dviejų neišsigimusių įvairios rūšies puslaidininkių riboje lygi draustinės juostos pločiui W_g . Realioomis sąlygomis dviejų neišsigimusių puslaidininkių pn sandūros φ_0 vertė paprastai būna mažesnė už W_g . Pavyzdžiui, mūsų nagrinėtos germanio pn sandūros, kai $N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, potencialinis barjeras φ_0 kambario temperatūroje lygus apytiksliai 0,35 eV. Tai beveik pusė draustinės juostos pločio.

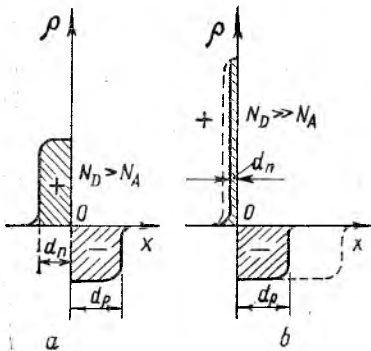
Kontaktinis potencialų skirtumas yra savotiškas krūvininkų šuolių per pn sandūrą reguliatorius. Toli gražu ne visi elektronai, judantys iš n srities į p sritį, gali įveikti potencialinį barjerą φ_0 . Pavyzdžiui, paveiksle skaitmeniu 1 pažymėtas elektronas gali įveikti tik dalį potencialinio barjero. Pasiekęs tašką M , jis visą savo kinetinę energiją išleikvoja darbui, nukreiptam prieš kontaktinio lauko jėgas, atlikti ir sustoja. Po to šis laukas jį gražina į n puslaidininkį. Analogiška situacija susidaro, ir kai iš p srities juda skylė, paveiksle pažymėta skaitmeniu 1'. Įveikti potencialinį barjerą gali tik tie pagrindiniai krūvininkai, kurių energija didesnė už φ_0 . Tokių galimybių turi, pavyzdžiui, 2 elektronas ir 2' skylė. Bet didelės energijos elektronų ir skylių maža, nes dauguma elektronų yra netoli laidumo juostos dugno, o dauguma skylių — netoli valentinės juostos viršaus. pn sandūra judančių pagrindinių krūvininkų srautai nedideli, nors iš viso krūvininkų yra milžiniškas skaičius.

Nepagrindinius krūvininkus kontaktinis laukas veikia priešingai. Tai matyti ir iš 65 paveikslo, *b*. Kontaktinis laukas pagauna prie pn sandūros artėjančius 3 elektroną bei 3 skylę ir perkelia juos į priešingą sandūros pusę. Jų kinetinė energija padidėja dėl lauko jėgų darbo. Nors susidaro palankios sąlygos elektronams peršokti iš p srities į n sritį, o skylėms — iš n srities į p sritį, tačiau šių nepagrindinių krūvininkų srautai esti nedideli, nes kiekviename puslaidininkyje yra palyginti mažai nepagrindinių krūvininkų.

Kontaktinio elektrinio lauko stiprumas praktiškai neturi įtakos pro ribą einančių nepagrindinių krūvininkų srautų dydžiui. Nepriklausomai nuo kontaktinio lauko stiprumo vertės į pn sandūros sritį pateksį bet kurį nepagrindinį krūvininką tas laukas perkels į tai sandūrai priešingą pusę. Kiekvieno srauto didumą apsprendžia prie sandūros priartėjusių nepagrindinių krūvininkų (elektronų arba skylių) skaičius, t. y. tai, kiek jų susidaro, prie pat sandūros vykstant šiluminio generavimo procesui. Būtent todėl laidumo srovės stiprumas nepriklauso nuo kontaktinio potencialų skirtumo vertės. Tiesiog prie pn sandūros prisiliečiančio ir laidumo srovę sukurančio puslaidininkio sluoksnio storį apibūdina atitinkamai: p srityje elektronų difuzijos nuotolis L_n ir n srityje — skylių difuzijos nuotolis L_p , t. y. vidutiniai nuotoliai, kuriuos elektronai ir skylės nueina per gyvavimo trukmę. Dėl šiluminio generavimo p puslaidininkyje atsiranda elektronai, nutolę nuo pn sandūros atstumu, didesniu už L_n , o n puslaidininkyje — skylės, nutolusios nuo pn sandūros daugiau negu per L_p . Šie elektronai ir skylės nesukuria laidumo srovės, nes, nepasiekę pn sandūros, spėja rekombinuoti. Difuzijos nuotolis paprastai būna nedidelis, pavyzdžiui, germanio jis yra 10^{-2} cm eilės dydis.

Kadangi pagrindinių krūvininkų difuzinių srautų sukurtos srovės stiprumas priklauso nuo potencialinio barjero vertės $\varphi_0 = eU_k$, o nepagrindinių krūvininkų srautų sąlygotos laidumo srovės stiprumas nepriklauso nuo potencialinio barjero vertės ir abiejų šių srovių kryptys yra priešingos, tai pn sandūra tekančios pilnutinės srovės stiprumas lygus nuliui tik tada, kai potencialinio barjero vertė yra tokia, kad difuzinė srovė lygi laidumo srovei.

Elektroninė skylinė sandūra — užtvarinis sluoksnis. Kontaktinis laukas išstumia judriuosius krūvininkus iš pn sandūros srities į gilesnes susiliečiančių puslaidininkių sritis, kuriose atitinkami krūvininkai yra pagrindiniai: elektronus — į n puslaidininkį, o skylės — į p puslaidininkį. Toks kontaktinio lauko veikimas neleidžia judriesiems krūvininkams iš gilesnių puslaidininkių sričių patekti į pn sandūros sritį ir kompensuoti pagrindinių krūvininkų trūkumą šioje srityje. Išlėkus elektronams, likę nekompensuoti ir glaudžiai susiję su kristaline gardele donorų jonai sukuria teigiamą tūrinį krūvį n puslaidininkio srityje prie kontakto ribos, o pro kontaktą išėjusios skylės p srityje palieka tokio paties modulio, bet neigiamą nekompensuotų jonizuotų akceptorinių krūvių.



66 pav.

čių legiravimo laipsnio. Kai pn sandūra simetrinė ($N_D = N_A$), storis d_n lygus storiui d_p (žr. 64 pav., *d*). Kai pn sandūra nesimetrinė, $d_n \neq d_p$. Pavyzdžiui, kai $N_D > N_A$, n puslaidininkio nuskurdintojo sluoksnio storis d_n mažesnis už skylinio puslaidininkio nuskurdintojo sluoksnio storį d_p (66 pav., *a*). Paaiškinti tai galima tokiu būdu. Kiekviename labiau legiruoto puslaidininkio monosluoksnyje yra daugiau priemaišinių centrų, vadinasi, daugiau judriųjų krūvininkų negu mažiau legiruoto puslaidininkio monatominiame sluoksnyje. Tokiu atveju sakoma, kad pn sandūra labiau įsiskverbia į mažiau legiruotą (didesnės varžos) puslaidininkio sritį. Kai $N_D \gg N_A$, tai pn sandūra praktiškai visa lokalizuojasi didelės varžos p srityje, apimdama tik labai ploną, tiesiogiai prie kontakto ribos esantį labai legiruoto n puslaidininkio sluoksnį (66 pav., *b*).

Bendras pn sandūros storis labai nedidelis. Pavyzdžiui, kai p ir n sričių legiravimo laipsnis vidutinis, sandūros storis germanio kristale yra 1 μm eilės dydis.

§ 23. LYGINAMASIS pn SANDŪROS REIŠKINYS

Atgalinė srovė. Išsiaiškinkime, kaip pasikeičia krūvininkų šuolių per pn sandūrą sąlygos, kai prie sandūros prijungiamas tam tikras išorinis potencialų skirtumas, arba, kaip dažnai vadinama, priešįtampis.

Tarkim, kad išorinio potencialų skirtumo šaltinio „plusas“ prijungtas prie n srities, o „minusas“ — prie p srities. Taip prijungus išorinį šaltinį, pn sandūros srityje atsiranda papildomas elektrinis laukas, kurio kryptis sutampa su kontaktinio elektrinio lauko kryptimi. Kaip ir suglaudus metalą bei puslaidininkį, tokiu būdu prijungtas priešįtampis vadinamas *atgaliniu*. Kadangi sandūros sritis yra nuskurdinta judriaisiais krūvininkais ir turi gerokai didesnę varžą negu kita puslaidininkio dalis, tai beveik visas prijungtas išorinis potencialų skirtumas susidaro užtvartiniame sluoksnyje, ir įtampos kritimo kitose puslaidininkių srityse

galima nepaisyti. Taigi atgalinis priešitampis U susideda su kontaktiniu potencialų skirtumu U_k , dėl to pn sandūros srityje potencialinis barjeras, lyginant su jo pusiausvirąja verte, padidėja dydžiu eU (67 pav., b):

$$\varphi' = eU_k + eU = \varphi_0 + eU.$$

Palyginus 67 paveikslo *a* ir *b*, matyti, kad išorinis potencialų skirtumas U paslenka lygmenis susiliečiančiose srityse per eU . Padidėjus n srities potencialui, tai sričiai priklausantys energijos lygmenys darosi žemesni, o kai p srities potencialas darosi žemesnis, atitinkamai lygmenys pakyla. Pasilenka, aišku, ir Fermio lygmenys. Prijungus priešitampį, susiliečiančių sričių Fermio lygmenų padėtys pasidaro skirtingos (67 pav., *b*). Tai rodo, kad sutriko pusiausvyra, buvusi iki išorinio priešitampio prijungimo (67 pav., *a*).

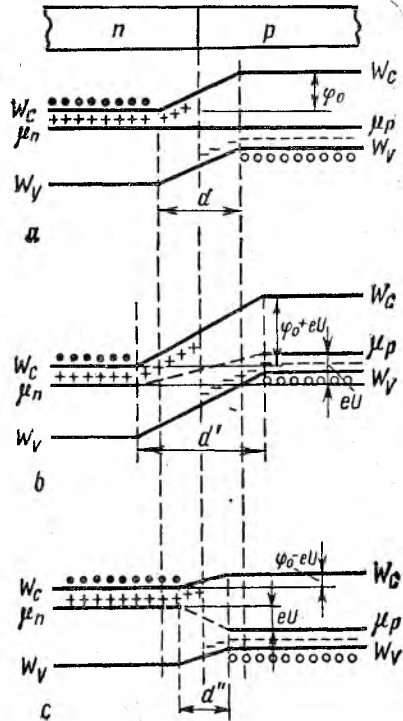
Potencialiniam barjerui padidėjus dydžiu eU , sumažėja sandūra tekančios difuzinės srovės elektroninė ir skylinė dedamoji: juo didesnis atgalinis priešitampis prijungiamas, juo aukštesnis darosi potencialinis barjeras ir juo mažiau pagrindinių krūvininkų sugeba jį įveikti.

Kai priešitampis yra pakankamai didelis, difuzinė srovė visai nustoja tekėjusi per sandūrą.

Kai difuzinė srovė darosi silpnesnė, storėja nuskurdintasis sluoksnis skiriamajoje riboje ir didėja jo varža, nes, didėjant atstojamojo elektrinio lauko stiprumui (lyginant su kontaktinio elektrinio lauko stiprumu), pagrindiniai krūvininkai stipriau išstumiami iš pn sandūros srities.

Prijungus priešitampį, nepagrindinių krūvininkų srautų sukelta laidumo srovė beveik nepasikeičia: pn sandūros srityje sustiprėjęs elektrinis laukas tik pagreitina per pn sandūrą lekiančius nepagrindinius krūvininkus, nekeisdamas jų skaičiaus. Neturi įtakos laidumo srovei ir nuskurdintojo sluoksnio storėjimas, nes abu laukai (slinkties laukas ir kontaktinis laukas) padeda nepagrindiniams krūvininkams pereiti per tą sluoksnį.

Taigi atgalinis priešitampis taip apriboja pagrindinių krūvininkų srautą, kad difuzinė srovė negali kompensuoti laidumo srovės. Kai atgalinis priešitampis labai didelis, difuzinė srovė



67 pav.

artėja prie nulio ir visa sandūra tekanti srovė praktiškai yra tik laidumo srovė, sukelta nepagrindinių krūvininkų. Kadangi laidumo srovės ribinė vertė nepriklauso nuo prijungto prieštampio, ji vadinama *soties srove* ir žymima I_s (indeksas s kilęs iš anglų kalbos žodžio saturation — *s o t i s*). Kartais ši srovė vadinama *šilumine nevaldoma srove*. Šis pavadinimas labai tiksliai atspindi jos fizikinę prasmę.

Pabrėžiame, kad tik simetrinės pn sandūros sritys iš abiejų skiriamosios ribos pusių sustorėja vienodai. Kai vienoje srityje priemaišų koncentracija yra didesnė negu kitoje (pavyzdžiui, $N_D > N_A$), tai nuskurdintoji sritis daugiausia praplatėja į to puslaidininkio pusę, kuriame yra mažiau legiruojančiųjų priemaišų. Kai susiliečiančių sričių legiravimo laipsniai smarkiai skiriasi, pavyzdžiui, kai $N_D \gg N_A$, tai praktiškai nuskurdintasis sluoksnis storėja į mažiau legiruotos srities pusę (66 paveiksle, b , šis sluoksnis storio kitimas pavaizduotas punktyru).

Tiesioginė srovė. Pusiausvyra daug labiau sutrinka, kai prie pn sandūros prijungiamas tiesioginis prieštampis (tiesioginis potencialų skirtumas), — išorinės įtampos šaltinio teigiamasis polius prijungiamas prie p srities, o neigiamasis polius — prie n srities. Šiuo atveju, pasislinkus susiliečiančių puslaidininkių energijos lygmenims, potencialinis barjeras darosi žemesnis (67 pav., c). Išorinis potencialų skirtumas U atimamas iš kontaktinio potencialų skirtumo vertės, ir potencialinis barjeras sumažėja iki vertės

$$\varphi'' = \varphi_0 - eU.$$

Dėl to daugiau elektronų gali įveikti barjerą (kuo arčiau laidumo juostos dugno, tuo didesnis elektronų tankis energijos lygmenyse). Didėjant barjerą įveikiančių pagrindinių krūvininkų skaičiui, staigiai stiprėja difuzinė srovė. Be to, šiuo atveju slinkties lauko ir kontaktinio lauko kryptys sandūros srityje yra priešingos. Todėl atstojamasis laukas susilpnėja, susiaurėja krūvininkais nuskurdintoji sritis ($d'' < d$), sumažėja pn sandūros varža, vadinasi, ima stiprėti difuzinė srovė.

Ir prijungus tiesioginį prieštampį, laidumo srovė nepasikeičia, lieka silpna, todėl, didėjant prieštampiui ir atitinkamai stiprėjant difuzinei srovei, į laidumo srovę galima nekreipti dėmesio. Taigi, prijungus tiesioginį prieštampį, pn sandūra tekančią srovę praktiškai visiškai sąlygoja pagrindinių krūvininkų srautai, t. y. ši srovė yra difuzinė srovė. Įveikę pn sandūrą ir patekę į gretimą sritį, pagrindiniai krūvininkai virsta joje nepagrindiniais ir tuo pačiu padidina nepagrindinių krūvininkų koncentraciją srityje prie kontakto. Dėl tokio koncentracijų skirtumo pertekliniai nepagrindiniai krūvininkai difunduoja iš pn sandūros gilyn į puslaidininkį, ir čia jie palyginti greitai rekombinuoja. Juo didesnis tiesioginis prieštampis, juo žemesnis potencialinis barjeras ir tuo didesnė nepagrindinių krūvininkų perteklinė koncentracija pn sandūros srityse. Todėl, didėjant tiesioginiam prieštampiui, difuzijos ir rekombinacijos procesai vyksta greičiau, stiprėja sandūra te-

kanti srovė. Kai prieštampis pasidaro didesnis už kontaktinį potencialų skirtumą, potencialinis barjeras visai išnyksta. Kartu su juo išnyksta ir krūvininkais nuskurdinta sritis, o įtampa $U - U_k$ pasiskirsto po visą bandinį. Toliau didėjant tiesioginiam potencialų skirtumui, srovė kinta pagal Omo dėsnį:

$$I = \frac{U - U_k}{R};$$

čia R — viso bandinio varža.

Krūvininkų injekcija. Tiesioginio prieštampio sukeltas pagrindinių krūvininkų prasiskverbimas pro pn sandūrą, dėl kurio padidėja nepagrindinių krūvininkų koncentracija sandūros srityse, vadinamas *nepagrindinių krūvininkų injekcija*. Nepagrindinių krūvininkų perteklinės koncentracijos prie pat pn sandūros ir pagrindinių krūvininkų pusiausvriosios koncentracijos santykis vadinamas *injekcijos lygiu*.

Kai pn sandūra simetriška, iš n srities į p sritį injektuotų elektronų skaičius Δn_p lygus iš p srities į n sritį injektuotų skylių skaičiui Δp_n . Kai sandūra nesimetriška, iš labiau legiruotos srities injektuotų krūvininkų skaičius yra didesnis už priešpriešinį srautą, o į atitinkamas sritis injektuotų krūvininkų perteklinių koncentracijų santykis lygus pagrindinių krūvininkų koncentracijų santykiui:

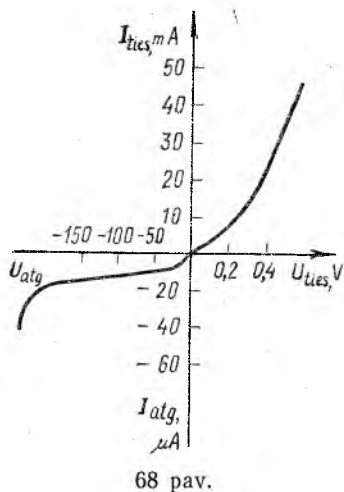
$$\frac{\Delta n_p}{\Delta p_n} = \frac{n_{n0}}{p_{p0}}.$$

Pavyzdžiui, jeigu legiruojančios priemaišos atomų koncentracija n srityje yra 1000 kartų didesnė negu p srityje, tai ir elektronų srautas iš n srities į p sritį bus 1000 kartų intensyvesnis negu priešpriešinis skylių srautas. Kadangi tiesioginis prieštampis sumažina potencialinį barjerą ir palengvina tiek skylių judėjimą iš p srities į n sritį, tiek elektronų — iš n srities į p sritį, tai papildomas krūvininkų srautas yra didesnis iš tos srities, kurioje jų koncentracija didesnė.

Kai $n_{n0} \gg p_{p0}$, skylių, injektuojamų iš p srities į n sritį, srautas yra labai mažas, palyginus su priešpriešiniu elektronų srautu, taigi galima teigti, kad visą pn sandūra tekančią difuzinę srovę apsprendžia tik jos elektroninė dedamoji.

Puslaidininkio sritis, iš kurios injektuojami krūvininkai, vadinama *emiterio sritimi* arba tiesiog *emiteriu*, o sritis, į kurią injektuojami krūvininkai, — *bazės sritimi* arba tiesiog *bazė*. Pastarajame pavyzdyje emiteris yra n sritis, o bazė — p sritis.

Nesimetrinėje pn sandūroje ir tiesioginę, ir atgalinę srovę praktiškai sukelia vieno tipo krūvininkai. Pavyzdžiui, kai $n_{n0} \gg p_{p0}$, tiek tiesioginę, tiek atgalinę srovę sukuria daugiausia elektronai, nes labai legiruotoje n srityje skylių (nepagrindinių krūvininkų) yra mažai, o mažai legiruotoje p srityje elektronų — gerokai daugiau.



pn sandūros voltamperinė charakteristika (68 pav.) yra beveik tokia pat, kaip ir metalo bei puslaidininkio kontakto voltamperinė charakteristika. Kai prijungtas tiesioginis priešįtampis, sandūra tekanti pilnutinė srovė I_{ties} lygi difuzinės srovės I_{dif} ir laidumo srovės I_{laid} skirtumui:

$$I_{ties} = I_{dif} - I_{laid}.$$

Didėjant priešįtampiiui, I_{ties} labai greitai didėja, nes didėja difuzinė srovė, esant pastoviai laidumo srovei. Kai prijungtas teigiamas priešįtampis yra didesnis už 0,1 V (tuo met į laidumo srovę galima neatsižvelgti), sandūra tekanti srovė stiprėja praktiškai pagal eksponentinį dėsnį. Pradiniame tiesioginės srovės

ruože charakteristika yra netiesinė, nes didėjant dar mažam, tiesioginiam priešįtampiiui, pn sandūra plonėja, ir jos varža mažėja. Kai tiesioginis priešįtampis lygus kelioms dešimtosioms volto dalims ir daugiau, charakteristika pasidaro praktiškai tiesinė, nes toje srityje potencialinis barjeras ϕ , o kartu ir nuskurdintoji krūvininkais sritis išnyksta, prijungtas potencialų skirtumas pasiskirsto po visą bandinį (galioja Omo dėsnis).

Sandūra tekanti atgalinė srovė visada daug mažesnė už tiesioginę. Todėl, braižant sandūros voltamperinės charakteristikos atgalinę šaką, naudojamas kitas mastelis: srovės stiprumo — 2—3 eilėmis didesnis, o įtampos — 2—3 eilėmis mažesnis (dėl to koordinatinių pradžioje atsiranda voltamperinės charakteristikos trūkis, kurio nėra, jeigu braižoma vienuodu masteliu). Atgalinė srovė

$$I_{atg} = I_{laid} - I_{dif}$$

pradiniame ruože gana greitai stiprėja, ryškiai mažėjant difuzinei srovei ir didėjant potencialiniam barjerui. Tačiau atgaliniam priešįtampiiui pasiekus 0,1—0,2 V vertę, ši srovė nustoja didėjusi. Kai įtampa didelė, difuzinė srovė praktiškai susilpnėja iki nulio ir atgalinė srovė pasidaro lygi laidumo srovei, kuri, kaip žinome, beveik nepriklauso nuo prijungtos įtampos. Atgalinė srovė „soties“ ruože šiek tiek padidėja, nes ji pati įkaitina pn sandūrą, be to, veikia kiti šalutiniai efektai.

pn sandūros lyginamąsias savybes apibūdina lyginimo koeficientas. Jis apibrėžiamas kaip tiesioginės ir atgalinės srovės santykis $\frac{I_{ties}}{I_{atg}}$ (kai priešįtampio moduliai vienodi). Paprastai lyginimo koeficientas yra 10^5 — 10^7 eilės dydis. Vadinasi, pn sandūrai būdingas vienpusis laidumas.

Temperatūros įtaka pn sandūros lyginamosioms savybėms. Daugelis kambario temperatūros puslaidininkių, tarp jų germanis

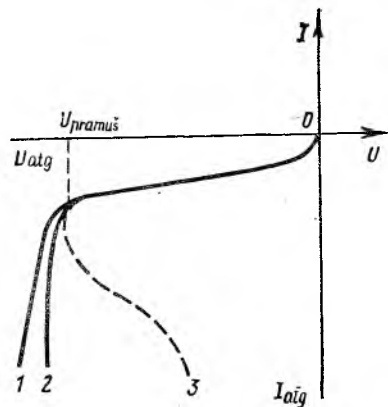
ir silicis, yra nuskurdinti priemaišomis: visi priemaišiniai centrai yra jonizuoti. Tokiems donoriniams puslaidininkiams būdingas elektroninis laidumas, o akceptoriniams puslaidininkiams — skylinis laidumas. Kaitinant puslaidininkį iki savojo laidumo temperatūros T_i , vis intensyviau sužadunami puslaidininkio savieji atomai, kartu atsiranda laisvieji elektronai ir skylės. Kai $T > T_i$, sąvųjų krūvininkų koncentracija n_i pasidaro didesnė už „priemaišinių“ krūvininkų, kurių puslaidininkyje yra dėl priemaišinių centrų jonizacijos. Šioje temperatūrų srityje puslaidininkis netenka priemaišinio puslaidininkio savybių ir virsta grynuoju puslaidininkiu. Jo Fermio lygmuo pasislenka į draustinės juostos vidurį; išnyksta potencialinis barjeras ir užtvarinis sluoksniu, dėl to pn sandūra netenka lyginamųjų savybių.

Savojo laidumo temperatūra T_i priklauso nuo puslaidininkio draustinės juostos pločio W_g : juo didesnis W_g , juo aukštesnė T_i . Todėl ir pn sandūros veikimo temperatūrinę ribą apsprendžia medžiagų, iš kurių ji padaryta, charakteristikos. Germanio draustinės juostos plotis $W_g = 0,72$ eV, todėl pn sandūra jame veikia iki 75°C temperatūros, o silicije, kurio $W_g = 1,12$ eV, darbinė temperatūra gali siekti iki 150°C .

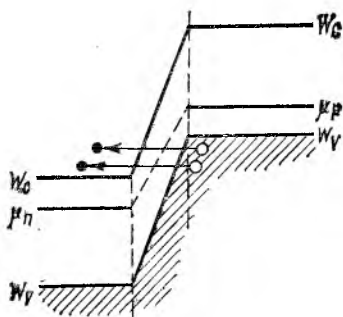
§ 24. pn SANDŪROS PRAMUŠIMAS

Atgalinį priešįtampį tolydžiai didinant iki tam tikros vertės U_{pr} , pn sandūros grandinėje, kurioje nėra ribojamosios varžos (69 pav.), srovės stiprumas staigiai padidės, ir pn sandūra bus pramušta. Žinomas *elektrinis* ir *šiluminis* pramušimas. Elektrinis pramušimas nesuardo sandūros, ir jeigu po to nebus šiluminio pramušimo, atjungus atgalinę įtampą, pn sandūros savybės atsistatys. Yra du elektrinio pramušimo tipai: *griūtinis* ir *tunelinis*.

Griūtinis pramušimas. Šio pramušimo tipas paremtas griūtiniais krūvininkų daugėjimu pn sandūros stovyje. Kai atgalinis priešįtampis pasiekia tam tikrą vertę, pn sandūros lauko stiprumas pasidaro toks didelis, kad, greitėdami jame, nepagrindiniai krūvininkai įgyja energiją, kurios pakanka neutraliems puslaidininkio atomams jonizuoti sandūroje. Atomams jonizuojantis, labai didėja atgalinė srovė sukuriančių krūvininkų skaičius. Griūtinis pramušimas paprastai pastebimas, kai atgalinis priešįtampis yra dešimčių ar šimtų voltų eilės. Jis būdingas pakankamai storoms pn sandūroms, kuriose kiekvienas nepagrindinis krūvininkas, greitina-



69 pav.



70 pav.

mas elektrinio lauko, daug kartų jonizuoja atomus nuskurdintame sluoksnyje. Smaurose sandūrose paprastai vyksta tunelinis pramušimas.

Tunelinio pramušimo pagrindas — vadinamasis *tunelinis efektas*. Sis reiškinys atsiranda dėl tiesioginio stipraus elektrinio lauko poveikio puslaidininkio kristalinės gardelės atomams *pn* sandūroje. Veikiant šiam laukui, nutrūksta valentinis ryšys ir elektronas tampa laisvu krūvininku, pereidamas į tarpmazgį ir palikdamas savo vietoje skylę. Tuneli-

nio pramušimo juostinė schema pateikta 70 paveiksle. Nekeisdami savo energijos, elektronai peršoka iš valentinės *p* puslaidininkio juostos į *n* puslaidininkio laidumo juostą, praidami pro *pn* sandūros draustinę juostą. Kad galėtų vyksti tunelinis šuolis, *n* puslaidininkio laidumo juostoje turi būti laisvas energijos lygmuo, atitinkantis iš *p* srities peršokančio elektrono energiją.

Tunelinis pramušimas pastebimas plonose *pn* sandūrose, kurios gali susidaryti tik stipriai legiruotų sričių skiriamosioje riboje.

Tuneliniam pramušimui sukurti reikia $10^5 - 10^6 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ eilės stiprumo lauko. Kadangi tunelinis pramušimas galimas tik plonose $10^{-5} - 10^{-6}$ cm eilės sandūrose, pramušamoms lauko stiprumo vėrtėms gauti pakanka vos keleto voltų atgalinio potencialų skirtumo.

Esant tuneliniam pramušimui, srovė didėja (2 kreivė 69 pav.) netgi greičiau, negu esant griūtiniam pramušimui (1 kreivė). Po elektrinio pramušimo (griūtmio arba tunelinio) *pn* sandūros savybės atsistato, išjungus atgalinį priešįtampį, todėl technikoje *pn* sandūra dažnai panaudojama būtent pramušimo režime (puslaidininkiniai stabilitronai, tuneliniai atvirkštiniai diodai ir t. t.).

Šiluminis pramušimas. Jeigu *pn* sandūroje išsiskyrusios šilumos kiekis yra didesnis už jos atiduotą aplinkai šilumos kiekį, tai, kaistant sandūrai, generuojama daugiau krūvininkų, vadinasi, stiprėja *pn* sandūra tekanti srovė, dėl to toliau kyla temperatūra ir t. t. Dėl tokio perkaitimo srovės stiprumas toliau didėja, net ir mažėjant įtampai (3 kreivė 69 paveiksle); tada puslaidininkio medžiaga suyra. Šiluminis pramušimas gali atsirasti savaime arba dėl elektrinio pramušimo. Todėl paprastai į *pn* sandūros grandinę nuosekliai įjungiamas ribojimo rezistorius, kurio varža parenkama tokia, kad srovės stiprumas nebūtų didesnis už leistiną vėrtę.

Paviršinis pramušimas. Griūtinis arba tunelinis elektrinis *pn* sandūros pramušimas gali vyksti ne tik puslaidininkio tūryje, bet ir jo paviršiuje. Paviršiniam pramušimui didelės įtakos gali turėti paviršinių krūvių sukeltas elektrinio lauko iškraipymas

pn sandūroje. Paviršinis krūvis atsiranda dėl kristalinės gardelės trūkio, atsiradus joje defektams ir priemaišoms (ypač adsorbavus vandens molekules). Tam tikrais atvejais dėl paviršinio krūvio susiaurėja užtvarinis sluoksnis prie paviršiaus, todėl minėtoje srityje padidėja lauko stiprumas. Dėl to paviršinis pramušimas prasideda, esant mažesnėms atgalinio priešįtamčio vertėms negu visame tūryje. Kad sumažėtų paviršinio pramušimo tikimybė, taikomos įvairios apsauginės dangos, neleidžiančios drėgmei ir įvairioms aktyvioms priemaišoms patekti ant *pn* sandūros paviršiaus.

§ 25. *pn* SANDŪROS ELEKTRINĖ TALPA

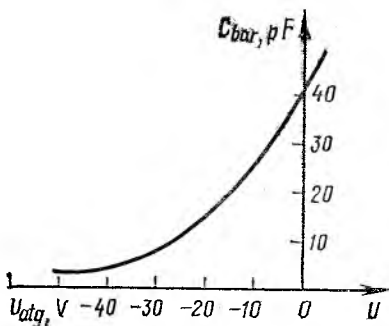
Kai prie *pn* sandūros prijungiamas priešįtampis, pasireiškia talpinės jos savybės.

Elektroninė skylinė sandūra yra nuskurdinta judriaisiais krūvininkais puslaidininkio sritis. Jos savybės panašios į dielektriko sluoksnio, kuriame iš skirtingų pusių nuo tam tikros plokštumos yra erdviškai išsidėstę nejudrūs priešingo ženklo krūviai. Puslaidininkyje — tai jonizuotų priemaišinių atomų krūviai: elektroninė sandūros sritis įelektrinta teigiamai, o skylinė — neigiamai. Tokia *pn* sandūros struktūra leidžia tam tikru mastu lyginti ją su plokščiuoju kondensatoriumi. Prijungus atgalinį priešįtampį, judrieji krūvininkai išstumiami iš sričių, esančių prie ribos, padidėja *pn* sandūros storis ir nekompensuotų nejudriųjų priemaišų jonų skaičius iš abiejų pusių nuo skiriamosios ribos. Taigi, pakitus atgaliniam priešįtampiui dydžiu ΔU , krūvis *pn* sandūroje pasikeičia dydžiu ΔQ , vadinasi, išryškėja jos talpinės savybės. Dydis

$$C_{\text{bar}} = \frac{\Delta Q}{\Delta U}$$

vadinamas *užtvarinio sluoksnio talpa*. Kartais jis vadinamas *iškrovos talpa* arba tiesiog *sandūros talpa*.

Kaip ir kondensatoriuose, užtvarinio sluoksnio talpa priklauso nuo *pn* sandūros ploto, nuskurdintojo sluoksnio dielektrinės skvarbos ir storio. Daugeliu atvejų *pn* sandūros plotas yra mažas, tačiau dėl mažo nuskurdintos srities storio ši talpa gali būti labai didelė. Keičiant *pn* sandūros storį, galima keisti užtvarinio sluoksnio talpą nuo vienetų iki dešimčių tūkstančių pikofaradų kvadratiniam centimetrui. Svarbiausia užtvarinio sluoksnio talpos ypatybė yra jos priklausomybė nuo priešįtamčio, prijungto prie sandūros. Didėjant atgalinei įtampiai, užtvarinio sluoksnio storis didėja, todėl



71 pav.

mažėja talpa. Kaip užtvarinio sluoksnio talpa priklauso nuo atgalinės įtampos, galima stebėti pagal grafiką, pateiktą 71 paveiksle. Užtvarinio sluoksnio talpos priklausomybė nuo įtampos panaudojama specialiuose puslaidininkiniuose dioduose, kurie vadinami *varikapais*. Varikapai plačiai taikomi kaip kintamieji kondensatoriai virpesių kontūrų dažniui keisti. Lyginimo dioduose užtvarinio sluoksnio talpa yra žalinga, nes ji šuntuoja pn sandūrą, tarsi nukreipdama dalį kintamosios srovės (ypač aukštų dažnių srityje).

Užtvarinio sluoksnio talpa pasireiškia ir tada, kai prijungiamas tiesioginis priešįtampis, t. y. kai $U < U_k$ (kai prijungta tokia įtampa, užtvarinis sluoksnis dar egzistuoja).

PUSLAIDININKINIAI PRIETAISAI

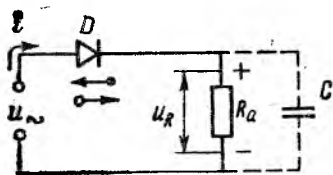
§ 26. PUSLAIDININKINIAI DIODAI

Siuo metu puslaidininkiniai prietaisai naudojami praktiškai visose elektrotechnikos ir radiotechnikos srityse. Tačiau nors šie prietaisai ir labai įvairūs, jų pagrindą sudaro įprastos *pn* sandūros arba kelių *pn* sandūrų sistemos.

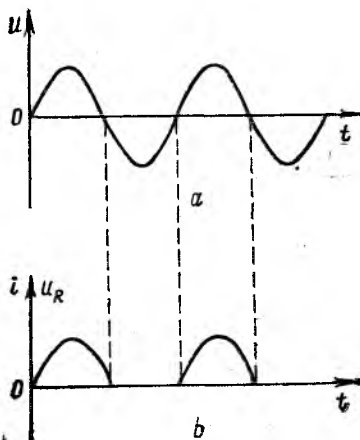
Puslaidininkinį diodą sudaro tik viena *pn* sandūra, prie kurios kiekvienos srities ominiais kontaktais prijungiami metaliniai išvadai.

Lyginimo diodai. Puslaidininkiniai diodai daugiausia naudojami kintamajai srovei lyginti. Paprasčiausia puslaidininkinio diodo, kaip lyginimo elemento, pritaikymo schema pateikta 72 paveiksle. Kintamosios įtampos šaltinis $u \sim$, diodas *D* ir apkrovos rezistorius R_a sujungiami nuosekliai. Laidžioji diodo kryptis pažymėta rodykle (nuo anodo link katodo).

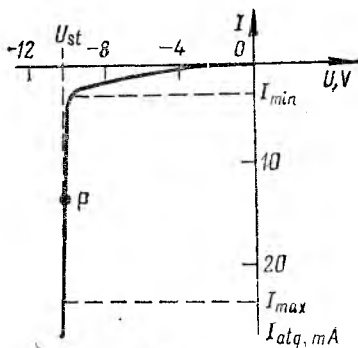
Tarkim, kad šaltinio gnybtų įtampa kinta pagal sinusinį dėsnį (73 pav., *a*). Teigiamo pusperiodžio metu, kai prie diodo anodo prijungtas „+“, o prie katodo — „-“, diodas yra įjungtas tiesiogine kryptimi, ir juo teka srovė. Srovės stiprumo momentinę vertę *i* tuo metu apibūdina šaltinio gnybtų įtampos momentinė vertė *u* ir apkrovos varža (diodo varža laidžioja kryptimi maža ir į ją galima nekreipti dėmesio). Neigiamo pusperiodžio metu srovė diodu praktiškai neteka. Tai gi grandine teka pulsuojančioji srovė, kurios grafikas pavaizduotas 73 paveiksle, *b*. Tokia pat pulsuojanči yra ir apkrovos rezistoriaus įtampa u_R . Kadangi $u_R = iR_a$, tai įtampos u_R kitimas pakartoja srovės *i* kitimą. Apkrovos varžoje sukuriama įtampos poliškumas visada vienodas. Jį nulemia praleidžiamosios srovės kryptis: su



72 pav.



73 pav.



74 pav.

ties srovę. Dėl to apkrovos rezistoriaus įtampos pulsacija gerokai sumažėja.

Stabilitronai. Jau žinome, kad, esant elektriniam *pn* sandūros pramušimui, sandūra tekančios srovės stiprumas staigiai padidėja. Šis voltamperinės charakteristikos ruožas gali būti panaudotas įtampai stabilizuoti. Labiausiai šiam tikslui tinka silicio diodai. 74 paveiksle pavaizduota tokio diodo charakteristikos atgalinė šaka, iš kurios matyti, kad, pasiekus pramušimo įtampą, netgi labai mažas įtampos kitimas labai (dešimtis kartų) pakeičia diodu tekančios srovės stiprumą.

75 paveiksle pateikta įtampos stabilizacijos schema. Diodas stabilitronas įjungiamas lygiagrečiai apkrovai R_a , kurioje reikia sudaryti stabilizuotą įtampą, kai kinta šaltinio gnybtų įtampa. Kaip matyti iš schemos, į grandinę nuosekliai įjungiamas ribojimo rezistorius. Jo varža R_{rib} parenkama taip, kad stabilitronu tekėtų srovė, atitinkanti vidurinę darbinio diapazono dalį (taškas *P* 74 paveiksle). Pavyzdžiui, jeigu šaltinio gnybtų įtampa didėja, tai didės ir srovės stiprumas grandinėje. Tačiau stabilitronu tekanti srovė stiprėja (netgi gerokai), praktiškai nekintant jo įtampai, dėl to nekinta ir apkrovos R_a įtampa. Stiprėjant ribojimo rezistoriumi tekančiai srovei, didėja įtampos kritimas jame. Taigi visas maitinimo įtampos kitimas nuslopinamas ribojimo rezistoriumi, o apkrovos varžoje įtampa U_{st} lieka pastovi.

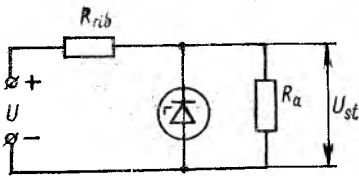
Silicio *pn* sandūra panaudojama, gaminant stabilitronus, kurių stabilizacijos įtampa yra nuo 1 iki 300 V.

Varikapai. Atgalinio priešįtampio režime dirba ir diodai, panaudojami kaip kintamosios talpos,— varikapai. Skirtingai nuo įprastinių kintamųjų mechanškai valdomų kondensatorių, varikapų talpa keičiama, keičiant atgalinio priešįtampio vertę. Varikapo įjungimo virpesių kontūro dažniui keisti schema pateikta 76 paveiksle.

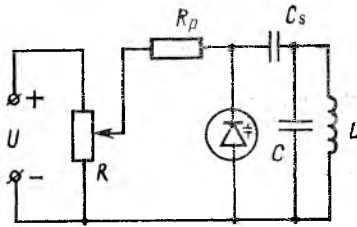
Potenciometru *R* keičiant varikapui tiekiamą atgalinę įtampą, keičiama jo užtvarinio sluoksnio talpa, dėl to keičiasi ir virpesių kontūro rezonansinis dažnis. Pakankamai didelės varžos rezisto-

katodu sujungtame varžos gale bus „+“, o priešingame gale „-“.

Išnagrinėtoji lyginimo schema yra vienpusė. Išlygintos įtampos pulsacijai sumažinti panaudojami lyginimo filtrai. Paprasčiausias lyginimo metodas — lygiagrečiai apkrovos rezistoriui prijungti kondensatorių *C* (72 paveiksle jis pavaizduotas punktyru). Teigiamo pusperiodžio metu dalis srovės, kurią praleidžia diodas, įkrauna kondensatorių. Neigiamo pusperiodžio metu, kai diodas uždarytas, kondensatorius išsikrauna per R_a , sukurdamas jame tos pačios krypties srovę.



75 pav.



76 pav.

rius R_{pap} neleidžia potenciometru R šuntuoti kontūro, o kondensatorius C_s yra skiriamasis. Jeigu jo nebūtų, varikapas būtų trumpai sujungtas rite L (pagal nuolatinę įtampos dedamąją).

§ 27. TUNELINIAI DIODAI

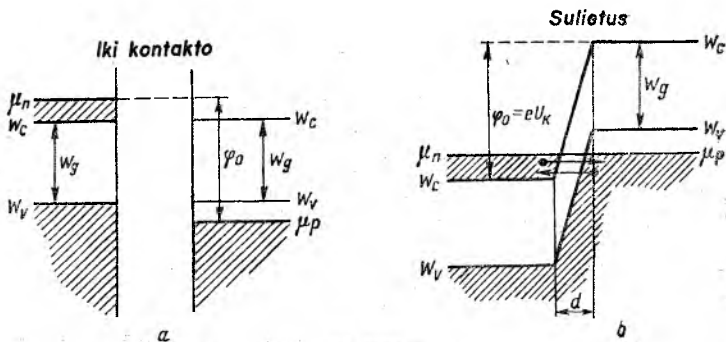
Didelėje puslaidininkinių prietaisų šeimoje yra grupė prietaisų, kurių apibrėžtame voltamperinės charakteristikos ruože, didėjant įtampai ($\Delta U > 0$), srovės stiprumas ne didėja, bet mažėja ($\Delta I < 0$). Tokios voltamperinės charakteristikos dalys atitinka *neįgiamą varžą*:

$$R = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0.$$

Labiausiai paplitę ir ko gero įdomiausi iš visų prietaisų, kurių varža neigiama, yra tuneliniai diodai. Idėją panaudoti tunelinį efektą puslaidininkiniams diodams sukurti iškėlė tarybiniai mokslininkai J. Frenkelis ir A. Jofė dar 1932 metais, tačiau tik 1958 metais japonų inžinierius L. Esakis sukūrė tunelinį diodą.

Tunelinių diodų gamyba. Tunelinį diodą, kaip ir paprastus lyginimo diodus, galima gauti, įlydant metalo gabaliuką į puslaidininkio plokštelę, pavyzdžiui, indį į n germanį. Kitaip tariant, ir tuneliniam diodui sukurti reikia gauti pn sandūrą. Tačiau skirtingai nuo įprastų diodų, tunelinio diodo pagrindas turi būti labai stipriai legiruotas, t. y. turintis labai daug priemaišų, puslaidininkis. Įprastų diodų puslaidininkiuose priemaišų koncentracija paprastai būna ne didesnė kaip 10^{17} cm^{-3} , o puslaidininkiuose, panaudojamuose tuneliniuose dioduose, legiruojančių priemaišų koncentracija yra $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ eilės.

pn sandūros tarp išsigimusių puslaidininkių ypatybės. Jau anksčiau sužinojome, kad puslaidininkiai su tokia priemaišų koncentracija yra išsigimę: jų Fermio lygmenys išsidėsto leistinių juostų srityje (išsigimusio n puslaidininkio Fermio lygmuo yra laidumo juostos srityje, o išsigimusio p puslaidininkio — valentinės juostos srityje). Dėl tokios Fermio lygmenų padėties išsi-

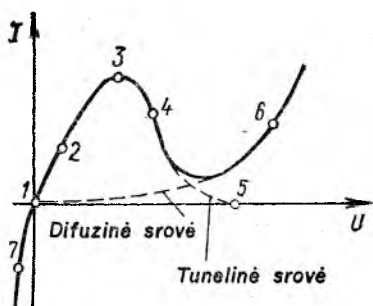


77 pav.

gimusių puslaidininkinių kontakte atsiranda didelis kontaktinis potencialų skirtumas, kuris beveik du kartus viršija kontaktinį potencialų skirtumą įprastuose dioduose. Kadangi tunelinuose dioduose Fermio lygmenys yra ne draustinėje juostoje, tai jų potencialinis barjeras sandūros riboje visada didesnis už draustinės juostos plotį. 77 paveiksle, *a*, pateikta dviejų stipriai legiruotų išsigimusių puslaidininkinių (*n* ir *p*) juostinė schema iki kontakto, o 77 paveiksle, *b*, — sulietus puslaidininkius susidariusios *pn* sandūros juostinė schema. Iš 77 paveikslo, *b*, matyti, kad, nusistovėjęs pusiausvyrai tarp išsigimusių *n* ir *p* sričių, juostos persikloja pagal išorinę energijos skalę: *n* puslaidininkio laidumo juostos dugnas išsidėsto žemiau negu *p* puslaidininkio valentinės juostos viršus. Taigi elektronai, pavyzdžiui, esantys *n* ir *p* srityse netoli Fermio lygmens, turi tą pačią energiją ir pereiti iš vienos srities į kitą jiems trukdo tik draustinių energijų juosta, kuri yra tam tikras potencialinis barjeras.

Išsigimusių puslaidininkinių *pn* sandūra ypatinga dar ir tuo, kad yra labai plona. Jos storis $d = 10^{-6}$ cm eilės dydis. Mat laisvųjų krūvininkų tankis labai didelis, todėl, jiems išėjus net iš labai plono sluoksnio, atsiranda daug nekompensuotų, įelektrintų, priemaišinių donorinių ir akceptorinių centrų, kurių pakanka pusiausvirajam potencialiniam barjerui susidaryti.

Elektronų tuneliniai šuoliai pusiausvirojoje būsenoje. Kadangi, kaip jau buvo minėta, *pn* sandūra yra labai plona, juostos persikloja, dėl to abiejose sandūros pusėse yra sritys su vienodomis leistinėmis energijomis ir tai sudaro palankias sąlygas tuneliniam šuoliams: elektronai iš *n* srities laidumo juostos peršoka į *p* srities valentinę juostą, o iš *p* srities valentinės juostos — į *n* srities laidumo juostą (žr. 77 pav., *b*). Kad elektronas galėtų peršokti (tunelinis šuolis) iš vienos puslaidininkio srities į kitą, reikia, jog toje barjero pusėje, į kurią peršoka elektronas, būtų laisvosios būsenos. Bet juk Fermio lygmuo ir yra būtent tas, kurio užpildymo tikimybė lygi $\frac{1}{2}$. Todėl elektronams, kurių energija nelabai skiriasi nuo Fermio energijos, visada atsiranda vietos už *pn* sandūros potencialinio barjero.



78 pav.

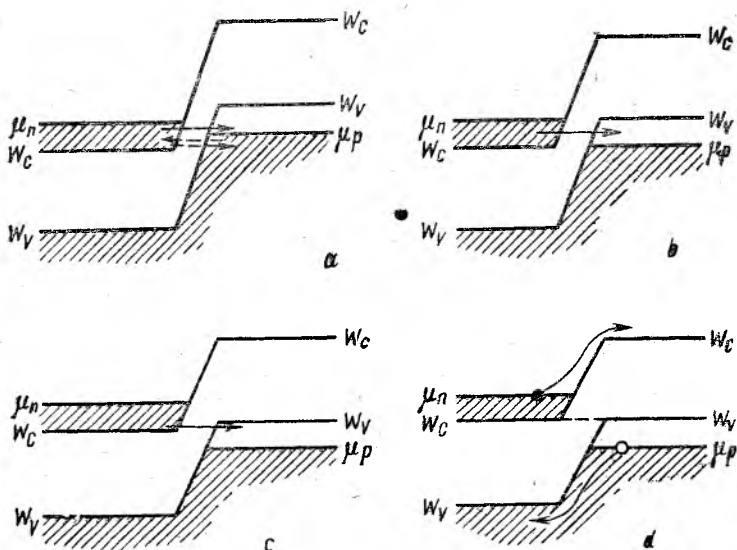
bei nukreiptos viena prieš kitą, taigi jų suma lygi nuliui. Antra, palyginus su tunelinųjų šuolių skaičiumi, viršbarjerinių šuolių skaičius yra labai mažas. Taigi, kai nėra išorinio prieštampio, diodu tekanti srovė lygi nuliui. Tai atitinka prietaiso voltamperinės charakteristikos kreivės koordinatinių pradžių (1 taškas 78 paveiksle).

Tunelinio diodo, prie kurio prijungtas tiesioginis prieštampis, savybės. Prie diodo prijungus nedidelį teigiamą prieštampį, energijos juostos truputį pasislinks. Dėl to potencialinis barjeras sandūros riboje pasidarys šiek tiek žemesnis, ir p puslaidininkio valentinės juostos užpildytoji sritis atsidurs priešais n puslaidininkio laidumo juostos užpildytąją sritį (79 pav., a). Elektronų tunelinųjų šuolių iš kairės į dešinę ir iš dešinės į kairę pusiausvyrą sutriks. Iš tikrųjų, srityje, kurioje juostų užpildytosios dalys persikloja, nurodytieji šuoliai kompensuoja vienas kitą (punktyrinės rodyklės paveiksle), bet šuoliai iš viršutinės n puslaidininkio laidumo juostos užpildytos dalies (ištininė rodyklė) jau nesutinka priešpriešinio kompensuojančio srauto, nes priešais esanti p puslaidininkio valentinės juostos sritis praktiškai yra tuščia. Dėl susidariusio nekompensuoto elektronų srauto iš n puslaidininkio į p puslaidininkį diodu pradeda tekėti tiesioginė srovė (2 taškas 78 paveikslo kreivėje).

Didinant teigiamą prieštampį, vis didesnė n puslaidininkio laidumo juostos užpildytoji sritis ima dengti p puslaidininkio valentinės juostos tuščiąją sritį, dėl to stiprėja ir diodu tekanti tunelinė srovė. Didžiausią vertę (3 taškas 78 paveiksle) ji įgyja, kai n puslaidininkio Fermio lygmuo atsiduria priešais p srities valentinės juostos viršų (79 pav., b).

Toliau didinant tiesioginį prieštampį, n puslaidininkio laidumo juostos užpildytoji sritis ir p puslaidininkio valentinės juostos tuščioji sritis vis mažiau dengia viena kitą, vadinasi, elektronams yra sunkiau peršokti iš n srities į p sritį (79 pav., c). n puslaidininkio laidumo juostos užpildytos srities viršutinėje dalyje esantiems elektronams dabar trukdo p puslaidininkio drausinių energijų juosta, dėl to jie nebegali peršokti į p sritį. Taigi

Kai prieštampis neprijungtas, pusiausvyros sąlygomis elektronų tunelinųjų šuolių iš kairės į dešinę skaičius lygus priešpriešinių šuolių iš dešinės į kairę skaičiui ir suminė tunelinė srovė lygi nuliui. Be tunelinųjų šuolių, nagrinėjama diode, be abejo, egzistuoja ir pagrindinių bei nepagrindinių krūvininkų viršbarjeriniai šuoliai, sukeliantys difuzinę ir laidumo srovę. Bet, pirma, pusiausvyros sąlygomis ir šios srovės yra vienodos



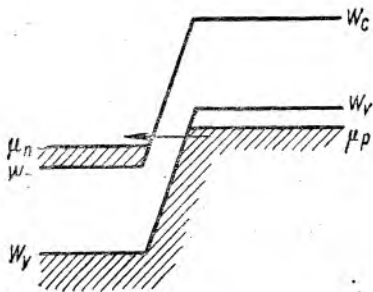
79 pav.

pastebime iš pirmo žvilgsnio paradoksalų reiškinį: didėjant prijungtam prie prietaiso tiesioginei kryptimi potencialų skirtumui, prietaisu tekanti srovė ne didėja, o mažėja (4 taškas 78 pav.). Diodo voltamperinėje charakteristikoje atsiranda krintantis ruožas, kurį atitinka neigiama varža.

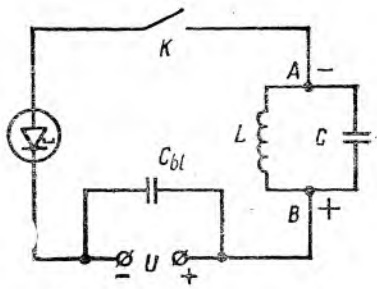
Didėjant prijungtai tiesioginei įtampai, tunelinė srovė silpnės ir toliau iki to momento, kai n puslaidininkio laidumo juostos dugnas atsидurs viename lygyje su p puslaidininkio valentinės juostos viršumi (79 pav., *d*). Tuomet tuneliniai šuoliai iš principo bus negalimi, ir tunelinė srovė susilpnės iki nulio (5 taškas 78 paveiksle).

Tačiau, kaip matyti iš voltamperinės charakteristikos (žr. 78 pav.), didinant tiesioginę įtampą, diodu tekanti srovė ne tik neišnyksta, bet pradeda net stiprėti. Mat didelis tiesioginis priešįtampis pastebimai sumažina potencialinį barjerą sandūros riboje. Dėl to padidėja krūvininkų viršbarjerinių šuolių pro skiriamąją ribą tikimybė, t. y. elektronai gali patekti iš n puslaidininkio, o skylės — iš p srities (žr. 79 pav., *d*). Kaip ir paprastuose dioduose, atsiradusi difuzinė srovė stiprėja, didinant tiesioginę įtampą, kuri daro vis žemesnį potencialinį barjerą pn sandūros riboje (charakteristikos kylantis ruožas su 6 tašku).

Tunelinio diodo, prie kurio prijungtas atgalinis priešįtampis, savybės. Prijungus atgalinį priešįtampį, vyrauja elektronų tuneliniai šuoliai iš p puslaidininkio valentinės juostos į n puslaidininkio laidumo juostą (80 paveiksle — iš dešinės į kairę). Šių šuolių niekas neriboja, ir, didinant atgalinę įtampą, jų skaičius



80 pav.



81 pav.

didėja. Tuo ir paaiškinamas greitas diodu tekančios atgalinės srovės stiprėjimas (žr. 78 paveiksle voltamperinės charakteristikos ruožą su 7 tašku).

Neslopinamųjų virpesių generavimas tunelinio diodu. Pailiustruokime tunelinių diodų taikymą, imdami pavyzdžiu neslopinamųjų virpesių generavimą. Panaudojant tunelinio diodo neigiamą varžą, galima kompensuoti elektrinės grandinės kurios nors dalies teigiamą aktyviają varžą ir sustiprinti signalą arba generuoti virpesius. Pavyzdžiui, kai į nuolatinės srovės grandinę nuosekliai virpesių kontūrai įjungto tunelinio diodo (81 pav.) darbo taškas yra krintančiame voltamperinės charakteristikos ruože, energijos nuostoliai virpesių kontūre yra papildomi, ir jame atsiranda neslopinamieji virpesiai.

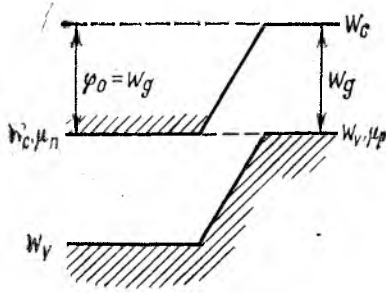
Sujungus jungiklį K , virpesių kontūre atsiranda laisvieji mažos amplitudės virpesiai. Jei nebūtų tunelinio diodo, jis labai greitai nusloptų. Schemos maitinimo įtampą U parinkime tokią, kad diodo darbo taškas būtų voltamperinės charakteristikos neigiamos varžos ruožo viduryje. Sujungus grandinę, kontūre atsiranda elektriniai virpesiai ir taškų A, B poliškumas keisis kas pusperiodį. Per vieną pusperiodį šių taškų poliškumas bus toks, kaip parodyta paveiksle. Šiuo atveju kontūro įtampa atimama iš maitinimo įtampos, ir pilnutinis diodo tiesioginis priešįtampis sumažėja. Kadangi diodas šiuo mūsų pasirinktu režimu dirba neigiamos varžos ruože, tai, mažėjant tiesioginiam priešįtampiui, diodu, vadinasi, ir visa grandine, tekanti srovė stiprėja. Kai kontūro poliškumas pasidaro priešingas (per antrą pusperiodį), tiesioginis priešįtampis padidėja, o srovės stiprumas grandinėje sumažėja. Taigi srovė grandinėje yra pulsuojanti. Nesunku suvokti, kad šios srovės kintamosios dedamosios ir kontūro įtampos svyravimų fazės vienodos. Tai reiškia, kad elektros srovės galia iš virpesių kontūro sudarytoje grandinės dalyje yra teigiama ($\cos \varphi = 1$), ir kontūro energija nuolat papildoma. Dėl to kontūro virpesių amplitudė padidėja. Kartu didėja ir energijos nuostoliai. Kai nusistovi pusiausvyra tarp energijos nuostolių ir papildymo, kontūro virpesiai yra neslopinamieji.

Kaip matyti iš schemos, neslopinamųjų elektrinių virpesių generatoriaus su tuneliniu diodu konstrukcija paprastesnė negu lempinio generatoriaus.

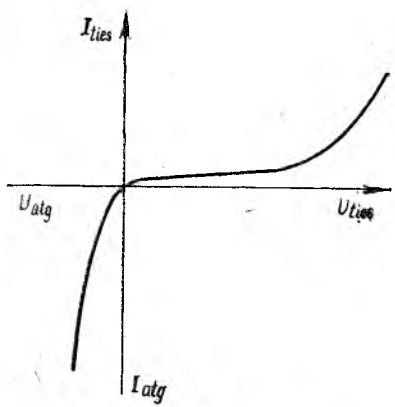
Pastaruoju metu tuneliniai diodai plačiai taikomi elektroniniuose skaičiavimo įrenginiuose ir kitose radioelektroninėse schemose, reikalaujančiose didelės veikimo spartos. Šitai plačiai tuneliniai diodai taikomi dėl jų nepaprastai mažo inertiškumo (elektronai pro potencialinį barjerą praeina per 10^{-12} – 10^{-14} s). Dėl to jie panaudojami superaukšto dažnio (iki šimtų gigahercų) virpesiams generuoti ir stiprinti.

Tuneliniai diodai dar naudojami kaip labai greitai veikiantys perjungikliai (perjungimo laikas gali pasiekti net 10^{-9} s). Elektrinėje grandinėje tunelinis diodas veikia kaip ventilis, kuris atsidaro, mažėjant tiesioginiam priešįtampiui, o jam didėjant, — užsidaro.

Atvirkštiniai diodai. Įdomi tunelinių diodų rūšis — vadinamieji atvirkštiniai diodai. Jiems pagaminti naudojami šiek tiek mažiau legiruoti puslaidininkiai negu paprastiesiems tuneliniams diodams (šiuo atveju į puslaidininkį įterptų priemaišų koncentracija sudaro apytiksliai 10^{18} cm^{-3}). Tokiuose puslaidininkiuose Fermio lygmenys sutampa su leistinių juostų ribomis: n puslaidininkyje Fermio lygmuo sutampa su laidumo juostos dugnu, o p puslaidininkyje — su valentinės juostos viršumi. Tiriant tokių pusiausvirų puslaidininkių kontaktą, pasirodo, kad energijos juostos nepersikloja (82 pav.). Todėl nevyksta ir tuneliniai šuoliai pro sričių skiriamąją ribą, kai neprijungtas išorinis priešįtampis. Nebūna jų, ir prijungus tiesioginį priešįtampį, nes ir šiuo atveju elektronų leistinėms energijoms vienoje srityje priešinasi draustinių energijų juosta kitoje srityje. Dėl to diodu tekančią tiesioginę srovę nulemia tik viršbarjeriniai krūvininkų šuoliai. Kadangi taip stipriai legiruotų puslaidininkių riboje potencialinis barjeras yra pakankamai didelis (kaip matyti iš paveikslo, jis lygus puslaidininkio draustinės juostos pločiui), tai ir tiesioginės srovės stip-



82 pav.



83 pav.

rumas iki pat didelių tiesioginio prieštampio verčių yra visai mažas (83 pav.). Praktiškai jis lygus difuzinės srovės vertei, kuri būdinga tuneliniams diodams apskritai (punktyrinė linija 78 paveiksle).

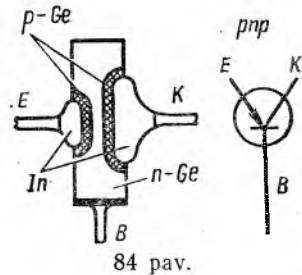
Prijungus prie diodo išorinę įtampą atgaline kryptimi, leisti-
nės juostos persikloja ir tuo labiau, kuo didesnė ta įtampa. Tada
darosi galimi tuneliniai šuoliai, kurių skaičius neribotai didėja,
didėjant U_{atg} , kaip ir įprastuose tunelinuose dioduose. Dėl to
srovės stiprumas užtvarine kryptimi taip pat greitai didėja ir
pasidaro daug didesnis už srovės stiprumą tiesiogine kryptimi.
Vadinasi, laidumo priklausomybės nuo prieštampio požiūriu to-
kių diodų savybės yra priešingos paprastų lyginimo diodų savy-
bėms. Dėl to šie diodai buvo pavadinti *atvirkštiniais*. Jie neturi
neigiamos varžos srities ir todėl negali būti panaudojami virpe-
siams generuoti bei stiprinti, bet taikomi kaip detektoriai labai
aukštų dažnių srityje.

§ 28. TRANZISTORIAI

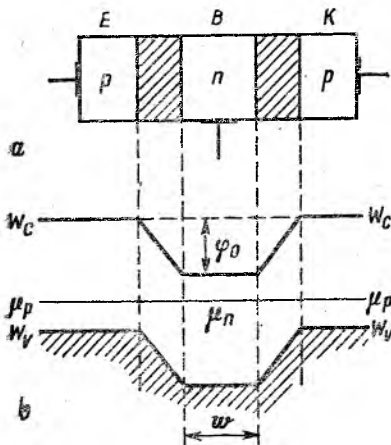
Skirtingai nuo puslaidininkinių diodų, *tranzistoriai* yra pus-
laidininkinės sistemos, sudarytos jau iš trijų sričių, atskirtų viena
nuo kitos dviem *pn* sandūromis. Kiekviena šių sričių turi išvadą.
Todėl analogiškai vakuuminiams triodams tranzistoriai dažnai
vadinami *puslaidininkiniais triodais*. Ir pagal paskirtį tranzistoriai
analogiški vakuuminiams triodams: pagrindinė jų pritaikymo
sritis — elektrinių signalų įtampos ir galios stiprinimas.

Tranzistorius gaunamas tokiu būdu. Į monokristalinės puslai-
dininkinės tam tikro laidumo plokštelės dvi priešingas sienas
įlydoma arba difuzijos būdu įterpiama priemaišų, kurios suteikia
paviršiaus sritims priešingą laidumą. Galima pagaminti *pnp* ir
nnp tranzistorius. Principinio skirtumo tarp jų nėra. Tiesiog *pnp*
tranzistoriuose svarbiausios yra skylės, o *nnp* tranzistoriuose —
elektronai. Išnagrinėsime *pnp* tranzistorių.

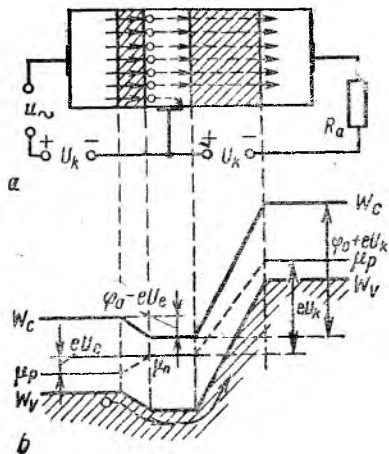
Plokštuminis *pnp* tranzistorius. 84 paveiksle pateiktas bendras
tranzistoriaus vaizdas. Šio tranzistoriaus pagrindas yra *n* germa-
nio plokštelė, į kurią iš abiejų pusių tam tikrose srityse įlydytas
indis, sudarantis dvi *p* sritis. Vidurinioji tranzistoriaus sritis
vadinama *baze*, o kraštinės — *emiteriu*
ir *kolektoriumi*. Nuo bazės kraštinės sri-
tis skiria atitinkamai *emiterio* ir *kolek-
toriaus pn sandūros*. Kolektoriaus san-
dūros plotas yra didesnis už emiterio
sandūros plotą, todėl kolektoriaus san-
dūros laukas efektyviau pagriebia krū-
vininkus, patenkančius į bazę iš emite-
rio. Schemiškai plokštuminio tranzisto-
riaus konstrukcija pavaizduota 85 pa-



84 pav.



85 pav.



86 pav.

veiksle, *a*. Kai prie tranzistoriaus neprijungti maitinimo šaltiniai, abiem sandūromis tekančios suminės srovės lygios nuliui, o visų trijų sričių Fermio lygmenys yra viename aukštyje (85 pav., *b*). Praktikoje naudojamos įvairios tranzistorių įjungimo schemas. Pirmiausia panagrinėsime veikimą tranzistoriaus, įjungto pagal vadinamąją *bendrosios bazės schemą*.

Darbo režime prie emiterio *pn* sandūros prijungta tiesioginė įtampa (prie emiterio prijungtas „+“, o prie bazės — „-“), sumažinanti potencialinį barjerą ir susiaurinanti sandūrą; prie kolektoriaus *pn* sandūros prijungiamas atgalinis prieštampis (prie bazės prijungiamas „+“, o prie kolektoriaus — „-“), padidinantis potencialinį barjerą ir praplatinantis sandūrą (86 pav., *a* ir *b*). Panagrinėkime procesus, kurie vyksta kiekvienoje sandūroje atskirai.

Skylių injekcija į bazę. Sumažėjus emiterio sandūros potencialiniam barjerui, krūvininkai injektuojami intensyviau ir atsiranda difuzinė srovė. Šios srovės elektroninė dedamoji, kurią apsprendžia elektronų šuoliai iš bazės į emiterį, tranzistoriaus darbui nereikalinga (ir netgi žalinga). Todėl praktiškai stengiamasi sumažinti ją iki minimumo. To pasiekti pavyksta tada, kai emiterio legiravimo laipsnis būna daug didesnis už bazės legiravimo laipsnį. Skylių koncentracija emiteryje nepalyginti didesnė už elektronų koncentraciją bazėje ($p_{p0} \ll n_{n0}$), dėl to iš emiterio į bazę pereina daug kartų daugiau skylių negu iš bazės į emiterį elektronų. Taigi galima laikyti, kad visą emiterio sandūra tekančią difuzinę srovę sukuria tik skylės, injektuojamos iš emiterio į bazę.

Dėl intensyvios injekcijos staigiai padidėja skylių (nepagrindinių krūvininkų) koncentracija bazėje prie ribos su emiteriu.

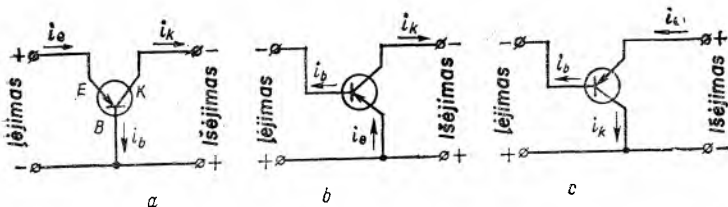
Išnagrinėkime kolektoriaus sandūrą.

Kolektorius sandūra. Prie kolektorius pn sandūros prijungiamas atgalinis priešįtampis. Todėl (kai įjungtas emiterio sandūros maitinimas) kolektoriumi teka tik soties srovė i_s lygi atgalinė srovė. Ją sukuria tik nepagrindiniai krūvininkai: iš n bazės į kolektorių judančios skylės ir iš p kolektorius į bazę judantys elektronai. Kolektorius sandūroje srovės elektroninė dėdamosi taip pat nereikalinga. Todėl ir šiuo atveju stengiamasi ją sumažinti, sudarant tokį susiliečiančių sričių legiruotumo skirtumą, kad $p_{p0} \gg n_{n0}$, t. y. kad elektronų (nepagrindinių krūvininkų) skaičius kolektoriuje būtų palyginti mažas, tuomet galima laikyti, jog visą kolektorius sandūra tekančią atgalinę srovę sukelia skylės, judančios iš bazės į kolektorių. Kadangi kolektorius sandūros laukas pagriebia iš bazės judančias skylės ir nukreipia jas į kolektorių, jų koncentracija bazėje prie ribos su kolektoriumi praktiškai lygi nuliui.

Išnagrinėkime atveji, kai įjungtos abi pn sandūros. Dėl intensyvos skylių injekcijos iš emiterio į bazę jų koncentracija bazėje prie ribos su emiteriu daug kartų didesnė už pusiausvirąją, o skylių koncentracija prie bazės ir kolektorius ribos artima nuliui. Dėl tokio didelio koncentracijų skirtumo skylės intensyviai difunduoja per bazę iš emiterio į kolektorių. Labai naudingas šiuo atveju yra bazės plonumas: dalis pro bazę judančių skylių rekombinuoja joje su elektronais; todėl juo plonesnė bazė, juo mažiau skylių rekombinuoja joje ir juo daugiau jų pasiekia kolektorius sandūrą. Jeigu bazės storis w daug mažesnis už skylių difuzinį ilgį n srityje ($w \ll L_p$), tai beveik visos iš emiterio į bazę injektuotos skylės pasiekia kolektorius sandūrą. Čia jas pagauina sandūros laukas ir nukreipia į kolektorių. Suprantama, kad papildoma kolektorius srovė, sukurta šių skylių šuolių, praktiškai lygi emiterio srovei. Kolektorius sandūra tekėjusi atgalinė srovė daug silpnesnė už srovę, kurią sukuria skylės, injektuotos iš emiterio į bazę ir toliau praeinančios pro kolektorius sandūrą. Todėl kolektorius srovę galima laikyti lygia emiterio srovei ($I_k \approx I_e$).

Kaip stiprina tranzistorius? Tranzistorius stiprinantysis veikimas paremtas kolektorius ir emiterio srovės lygybe. Jis stiprina dėl to, kad kolektorius ir emiterio pn sandūrų, įjungtų priešingomis kryptimis, varžos labai skiriasi.

Emiterio sandūros, prie kurios prijungtas tiesioginis priešįtampis, varža labai maža, ir įtampos kritimas U_e joje mažas. Tuo tarpu prie kolektorius sandūros prijungtas atgalinis priešįtampis, ir šios sandūros varža žymiai didesnė. Todėl į kolektorius grandinę galima įjungti didelės varžos apkrovą, kurios varža R_a daug didesnė už emiterio sandūros varžą. Kadangi emiterio ir kolektorius srovė vienoda, įtampos kritimas didelės varžos kolektorius apkrovoje $U_a = I_k R_a \approx I_e R_a$ daug didesnis už įtampos kritimą U_e emiterio sandūroje ($U_a \gg U_e$). Štai kodėl tranzistorius stiprina įtampą.



87 pav.

Kadangi $U_a I_k \ll U_e I_e$, tai stiprinama ir galia: išėjimo galia $P_{i_{išj}}$ kolektoriaus grandinės didelės varžos apkrovoje žymiai didesnė už įėjimo galią $P_{i_{įj}}$ emiterio sandūroje ($P_{i_{išj}} \gg P_{i_{įj}}$).

Tranzistorių įjungimo būdai. Tranzistorius galima įjungti trimis skirtingais būdais: *pagal bendros bazės schemą, pagal bendro emiterio schemą ir pagal bendro kolektoriaus schemą.*

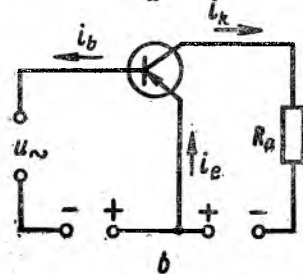
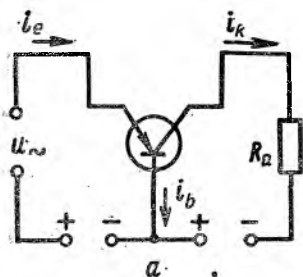
Įjungus tranzistorių pagal bendros bazės schemą (87 pav., a), ir emiterio, ir kolektoriaus įtampa apskaičiuojama bazės atžvilgiu. Emiterio grandinė yra įėjimo grandinė, o kolektoriaus grandinė — išėjimo. Pagal tokią schemą (žr. taip pat 88 pav., a) įjungto tranzistoriaus stiprinantysis veikimas jau buvo nagrinėtas anksčiau.

87 paveiksle, b, parodytas tranzistoriaus jungimas pagal bendro emiterio schemą. Šiuo atveju bazės ir kolektoriaus potencialai atskaitomi emiterio atžvilgiu. Bazės grandinė yra įėjimo, o kolektoriaus — išėjimo grandinė. Ši schema plačiausiai taikoma įvairiuose tranzistoriniuose įrenginiuose.

Kai tranzistorius įjungiamas pagal bendro kolektoriaus schemą (87 pav., c), įėjimo signalas tiekiamas kolektoriaus ir bazės sandūrai, o apkrova įjungiamas tarp emiterio ir kolektoriaus. Tokia įjungimo schema pasitaiko žymiai rečiau.

Pagal bendro emiterio schemą įjungto tranzistoriaus veikimas. Išnagrinėsimė, kaip veikia stiprinimo kaskados su *pnp* tranzistoriumi, įjungtu pagal emiterio schemą (88 pav., b). Stiprinamo signalo šaltinis įjungiamas į emiterio ir bazės sandūros grandinę nuosekliai priešįtampio šaltiniui. Kadangi emiterio sandūra įjungta tiesiogine kryptimi, įėjimo varžos vertė yra palyginti nedidelė.

Į emiterio ir kolektoriaus grandinę maitinimo šaltinis įjungiamas taip, kad jo įtampa būtų atgalinė kolektoriaus sandūrai. Kolektoriaus sandūros varža tuomet darosi didesnė, vadinasi, į ko-



88 pav.

lektoriaus grandinę galima įjungti didelės varžos apkrovą R_a , kurioje išsiskiria sustiprintas signalas.

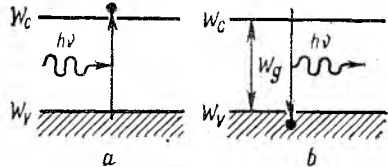
Veikiant stiprinamo signalo įtampai, srovės stiprumas emiterio ir bazės grandinėje pakinta, dėl to pasikeičia kolektoriaus sandūros varža, taigi šaltinio įtampos kritimas pasiskirsto tarp tranzistoriaus ir apkrovos. Iš tikrųjų tą pusperiodį, kai stiprinamo signalo įtampa sudedama su tiesioginiu priešįtampiu, prijungtu prie emiterio sandūros, didėja krūvininkų injekcija iš emiterio į bazę, todėl stiprėja ir emiterio bei kolektoriaus srovė. Antra vertus, į kolektoriaus sandūros nuskurdintąją sritį patekus judriesiems krūvininkams (skylėms), sumažėja jos varža, dėl to didesnė į kolektoriaus grandinę įjungto šaltinio įtampos dalis krinta apkrovos varžoje R_a . Nedaug padidėjus tiesioginiam priešįtampiu emiterio sandūroje, labai padidėja apkrovos varžos R_a potencialų skirtumas. Kai įėjimo signalo poliškumas atvirksčias, stebimas priešingas vaizdas: kolektoriaus sandūros varža didėja, ir įtampos kritimas apkrovoje mažėja.

Kai įėjimo signalas sinusinis, apkrovos varžos R_a įtampos kintamosios dedamosios amplitudė yra dešimtis ir net šimtus kartų didesnė už kintamosios įėjimo įtampos amplitudę. Kitaip nei bendrosios bazės schema, bendrojo emiterio schema labai sustiprina srovę, nes kolektoriaus srovės pokytis, praktiškai lygus emiterio srovės pokyčiui, daug kartų didesnis už bazės srovės (stiprinimo kaskado įėjimo srovės) pokytį. Srovė, kaip ir įtampa, sustiprinama dešimtis ir šimtus kartų. Kartu stiprinant srovę ir įtampą, labiausiai sustiprinama galia. Galios stiprinimo koeficientas — išėjimo ir įėjimo galios santykis — bendro emiterio schemoje gali siekti kelis tūkstančius ir netgi dešimtis tūkstančių.

§ 29. PUSLAIDININKIO INJEKGINIAI LAZERIAI

Fotonai sukuria fotonus. Jau žinome, kad puslaidininkiai gali ir absorbuoti, ir spinduliuoti šviesą.

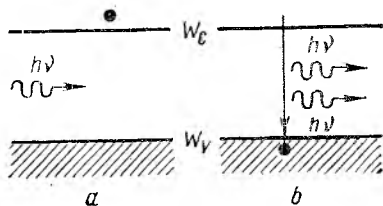
Sviesos kvantų, kurių energija $h\nu \approx W_g$, absorbcija pirmiausia susijusi su vidinio fotoefekto reiškiniu. Valentinės juostos lygmenyse esantys elektronai, absorbavę fotonus, peršoka į laidumo juostą (89 pav., a), t. y. iš nesužadintosios būsenos patenka į sužadintąją. Sužadinti jie būna neilgai. Po tam tikro laiko, kuris priklauso nuo puslaidininkio draustinės juostos pločio, jie grįžta į valentinę juostą, rekombinuodami su skylėmis ir kartu išspinduliuodami šviesos kvantus, kurių energija $h\nu$ yra apytiksliai lygi draustinės juostos pločiui W_g (89 pav., b). Kol puslaidininkis nepatiria jokio išorinio poveikio, elektronai į valentinę juostą grįžta savaime, arba, kaip sakoma, *spontaniškai*. Niekas negali



90 pav.

įspėti, kada įvyks spontaninė rekombinacija ir kokios bus išspinduliuoto fotono savybės.

Tačiau, be spontaninės, gali būti dar ir *priverstinė rekombinacija*, kuri vyksta dėl išorinio spinduliavimo poveikio. Patekęs į puslaidininkį fotonas, sutikdamas sužadintą elektroną, gali jį tarsi „pastumti“ ir tokiu būdu priversti grįžti į valentinę juostą. Be to, veikdamas elektroną, pirminis fotonas pats nepakeičia savo savybių, o fotono, atsiradusio, elektronui rekombinuojant su skylė, visos charakteristikos yra visiškai tokios pat, kaip ir pirminio fotono: jo dažnis, energija, sklidimo kryptis ir poliarizacija yra vienodi. Jiems išeinant iš puslaidininkio, jau negalima atskirti pirminių fotonų nuo *priverstinio (indukuotojo) spinduliavimo* fotonų (90 pav., a, b).



90 pav.

Užpildymų inversija. Patekęs į puslaidininkį fotonas gali būti arba absorbuotas, arba išnykti, sukūręs laisvą elektroną ir skylę, arba sukelti rekombinaciją, kurios metu atsiranda naujas fotonas. Abiejų procesų tikimybės visiškai vienodos. Tačiau tai nereiškia, kad abu procesai vyksta vienodai intensyviai. Elektronų šuolių iš valentinės į laidumo juostą (šviesos absorbcija) ir elektronų šuolių iš laidumo juostos į valentinę juostą (šviesos spinduliavimas) santykis priklauso ne tik nuo atskirų šuolių tikimybių, bet ir nuo bendro elektronų, peršokančių iš vienos juostos į kitą, skaičiaus. Kitaip tariant, šuolių skaičius, kada šviesa absorbuojama, proporcingas skaičiui elektronų, kurie užima viršutinius energijos lygmenis netoli valentinės juostos viršaus, o šuolių skaičius, kada šviesa spinduliuojama, proporcingas skaičiui elektronų, kurie užima žemutinius lygmenis netoli laidumo juostos dugno. Apskritai, kai elektronų pasiskirstymą pagal energijos būsenas apsprendžia tik šiluminis sužadinimas, valentinės juostos viršutinius lygmenis visada užima daugiau elektronų negu laidumo juostos apatinius lygmenis. Todėl įprastomis sąlygomis puslaidininkis absorbuoja šviesą.

Kad puslaidininkis ne absorbuotų, o stiprintų šviesą, lygmenyse arti laidumo juostos dugno turi būti daugiau elektronų negu lygmenyse arti valentinės juostos viršaus. Tuomet elektronų ir skylių porų susidarymo ir rekombinacijos tikimybės yra vienodos, vadinasi, vyraus rekombinacijų skaičius. Toks elektronų pasiskirstymas energijos lygmenyse yra atvirkščias jų pasiskirstymui puslaidininkyje, kuriame yra šiluminė pusiausvyrą, todėl tokia puslaidininkio būsena vadinama *inversinio užpildymo būsena*.

Puslaidininkis, kuriame daugelį laidumo juostos dugno srities lygmenų užima elektronai, yra išsigimęs elektroninis puslaidininkis. Fermio lygmuo tokiuose puslaidininkiuose yra išsidėstęs pačioje laidumo juostoje. O puslaidininkis, kurio valentinės juostos viršutiniuose lygmenyse yra mažai elektronų (kitai tariant,

daug skylių), yra ne kas kita, kaip išsigimęs skylinis puslaidininkis, kurio Fermio lygmuo yra valentinėje juostoje. Taigi puslaidininkio pervedimas į aktyviają būseną, kuriai būdinga užpildymų inversija, susijęs su vienalaikiu elektronų ir skylių išsigimimu (91 pav.). Šiuo atveju atstumas tarp Fermio lygmenų elektronams μ_n ir skylėms μ_p yra didesnis už draustinės juostos plotį:

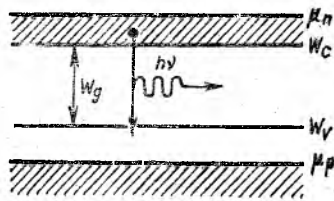
$$\mu_n - \mu_p > W_g.$$

Šis sąryšis vadinamas *užpildymų inversijos sąlyga* puslaidininkyje.

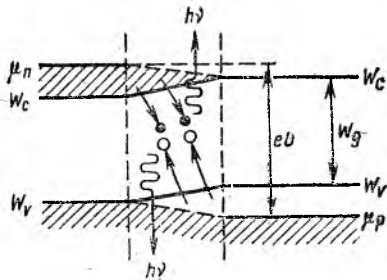
Puslaidininkio būseną, kai tuo pačiu metu yra elektronų ir skylių išsigimimas, sudaro idealias sąlygas stiprinti šviesą, kurios kvantų energija yra intervale nuo $h\nu_{\min} = W_g$ iki $h\nu_{\max} = \mu_n - \mu_p$. Iš tikrųjų šviesos kvantų, kurių energija yra tokia diapazone, puslaidininkis neabsorbuos, nes, pirma, nėra kas juos absorbuotų (valentinės juostos viršuje elektronų maža) ir, antra, netgi ne daugeliui elektronų, kurie gali atsirasti šioje srityje, nėra kur peršokti absorbavus kvantą (praktiškai visus arti laidumo juostos dugno esančius lygmenis užima elektronai). Tokioje būsenoje yra palankios sąlygos užpildytuose laidumo juostos lygmenyse esantiems elektronams rekombinuoti su skylėmis tuščiuose valentinės juostos lygmenyse. Tokios rekombinacijos metu išspinduliuojami šviesos kvantai, kurių energija yra nurodytame diapazone.

Užpildymo inversijos sukūrimas išsigimusių puslaidininkių kontakte. Užpildymo inversiją puslaidininkyje galima gauti įvairiais būdais: paveikiant puslaidininkį šviesa, apšaudant jį greitaisiais elektronais, tiesiogiai sužadinant elektra. Tačiau čia plačiau aptarsime tik įdomiausią būdą — užpildymo inversijos gavimą *pn* sandūroje, susidarancioje tarp puslaidininkių, kurių vienas išsigimęs elektronų atžvilgiu, o kitas — skylių atžvilgiu. Kadangi atstumas tarp Fermio lygmenų tokiuose puslaidininkiuose didesnis už W_g (žr. 77 pav.), tai, sudarius *pn* sandūrą, tarp jų atsiranda potencialinis barjeras $\varphi_0 = \mu_n - \mu_p$, didesnis už draustinės juostos plotį W_g . Prijungus prie *pn* sandūros išorinį tiesioginį potencialų skirtumą, potencialinis barjeras išnyktų, ir netoli skiriamosios ribos susidarytų sritis, kurioje tenkinama užpildymų inversijos sąlyga (92 pav.):

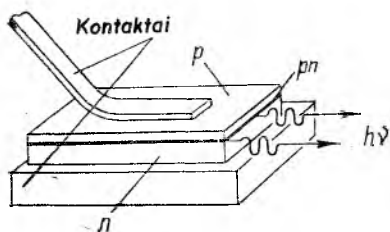
$$eU = \mu_n - \mu_p > W_g.$$



91 pav.



92 pav.



93 pav.

Staigiai sumažėjus potencialiniam barjerui, į *pn* sandūrą intensyviau injektuojami elektronai iš puslaidininkio *n* srities ir skylės — iš *p* srities. *pn* sandūroje susitikę šių krūvininkų srautai¹ rekombinuoja ir spinduliuoja šviesą. Kuo didesnis prijungiamas potencialų skirtumas, tuo stipresnė srovė teka sandūra ir tuo intensyvesnė darosi rekombinacija. Mažiausios srovės

stiprumas, kuriam esant rekombinacinio spinduliavimo intensyvumas pasidaro lygus *pn* sandūroje absorbuotos šviesos intensyvumui, vadinamas *slenkstine srove*. Kai srovė didesnė už slenkstinę, *pn* sandūra tampa aktyviaja aplinka, kuri stiprina šviesą, sklindančią *pn* sandūros plokštumoje. Tokios būsenos *pn* sandūra gali būti panaudota kaip *kvantinis šviesos stiprintuvas*. Jos kvantų energija artima draustinės juostos pločiui. Pirminis stiprinamas spinduliavimas į *pn* sandūrą nebūtinai turi patekti iš išorės, jis gali susidaryti ir pačioje sandūroje dėl spontaninių šuolių. Tokiu atveju *pn* sandūra virsta *kvantiniu generatoriumi*, arba *lazeriu*. Kadangi šio šviesos šaltinio veikimo pagrindą sudaro krūvininkų injekcija į *pn* sandūrą, toks kvantinis generatorius buvo pavadintas *puslaidininkio injekciniu lazeriu*.

Šviesos generavimo sąlygoms pagerinti bet kuri lazerinė sistema turi atgalinį ryšį. Jo užduotis — grąžinti dalį gauto spinduliavimo atgal į aktyviąją aplinką. Paprastai šiam tikslui naudojami puskaidriai veidrodžiai. Pusalaidininkio lazeriuose tą funkciją atlieka paties kristalo poliruotos sienos, kurios yra statmenos *pn* sandūros plokštumai ir lygiagrečios viena kitai. Dalis šviesos kvantų, atsispindėjusi nuo išėjimo sienos ir grąžinta atgal į kristalą, praėjusi pro jį, sukelia priverstinę rekombinaciją, kurios metu išspinduliuojami papildomi šviesos kvantai, identiški atspindėtiems. Dar kartą šviesai atsispindėjus nuo kitos sienos, praeinanti šviesa dar labiau sustiprėja ir t. t. Daug kartų atsispindėjus šviesai, galima gauti labai sustiprintą tą spinduliavimą, kuris sklinda *pn* sandūros plokštumoje statmenai poliruotoms atspindinčioms kristalo sienoms (93 pav.).

Plačiausiai taikomi injekciniai galio arsenido (GaAs) lazeriai. Šių lazerių kristalų sienų matmenys yra 0,2—1 mm eilės, o *pn* sandūros storis sudaro apytiksliai vos 0,1 μm. Spinduliuojančio sluoksnio storis šiek tiek didesnis už sandūros storį ir siekia 1—2 μm. Galio arsenido lazerių spinduliavimo galia lygi kelioms dešimtims vatų. Injekcinių lazerių naudingumo koeficientas (elektros energijos pavertimo šviesos energija koeficientas) yra didelis, dažnai jis viršija 50—60%. Didelis naudingumo

¹ Prie to prisideda ir *pn* sandūros, kurią sudaro du išsigimę puslaidininkiai, plonumas.

koeficientas, maži matmenys, paprasta konstrukcija ir didelė galia — visi šie teigiami rodikliai atveria plačią perspektyvą injekcinių lazerių panaudojimui. Įdomiausios injekcinių lazerių taikymo sritys yra skaičiavimo įrenginiai, didelės skiriamosios gebos lokatorių sistemos, optinės-elektroninės sistemos, įrenginiai, skirti energijai perduoti be laidų dideliu atstumu, televizijos sistemos ir kita. Iš loginių elementų, kuriuose pritaikomi injekciniai lazeriai, galima gauti grynai optinį skaičiavimo įrenginį, kuris per sekundę atlieka 1 milijardą ir daugiau operacijų.

PUSLAIDININKIAI ŠIANDIEN IR RYTOJ

Puslaidininkiai audringai įsiveržė į mūsų amžiaus mokslą ir techniką. Dabar jie plačiai taikomi elektronikoje, radioteknikoje ir moksle, nes suvartoja nepaprastai mažai elektros energijos, jų aparatūra labai kompaktiška (elementai schemose išdėstyti labai arti vienas kito), be to, jie dar ir labai patikimi. Tyrimai kosmose, kur tokie griežti reikalavimai keliami matmenims, masei ir energijos atsargoms, šiuo metu neįsivaizduojami be puslaidininkinių įrenginių, kurie, be kita ko, ir energiją aparato autonominio skridimo metu gauna iš Saulės baterijų, sudarytų iš puslaidininkinių elementų.

Nuostabias perspektyvas puslaidininkinių technikos plėtojimui atvėrė mikroelektronika. Pritaikius mikroelektroninę technologiją, vietoj iš atskirų elementų surenkamų puslaidininkinių prietaisų kuriamos ir naudojamos integralinės schemas. Pagal šiuolaikinę technologiją 1 cm² galima sudaryti 10⁵ elementų. Pastaraisiais metais sukurtų sluoksniuotų struktūrų (metalas-nitridas-dielektrikas-puslaidininkis) paviršiaus 1 mm² galima gauti 10⁸ dalių, teikiančių tam tikrą informaciją. Skaičiuoti šią informaciją galima ne tik elektriniais signalais, bet ir panaudojant lazerinį spinduliavimą, gaunamą tais pačiais puslaidininkio injekciniais lazeriais.

Tačiau puslaidininkinių galimybės dar toli gražu nėra išsemtos. Jie laukia naujų tyrinėtojų.

TURINYS

<i>I skyrius. Apie kietųjų kūnų zoninę teoriją</i>	
§ 1. Atomų sandara. Vandenilio atomas	3
§ 2. Daugiaelektroniai atomai	9
§ 3. Energijos lygmenų išsigimimas laisvuosiuose atomuose. Išsigimimo išnykimas dėl išorinio poveikio	11
§ 4. Energijos juostų susidarymas kristaluose	12
§ 5. Kaip elektronai užpildo energijos juostas	14
§ 6. Kietųjų kūnų suskirstymas į laidininkus, puslaidininkius ir dielektrikus	16
<i>II skyrius. Kietųjų kūnų elektrinis laidumas</i>	
§ 7. Ryšio jėgos kristalinėje gardelėje	18
§ 8. Metalų elektrinis laidumas	21
§ 9. Puslaidininkių elektrinis laidumas	24
§ 10. Krūvininkų koncentracijos puslaidininkiuose priklausomybė nuo temperatūros	30
§ 11. Puslaidininkių elektrinio laidumo priklausomybė nuo temperatūros	36
<i>III skyrius. Nepusiausvirieji procesai puslaidininkiuose</i>	
§ 12. Nepusiausvirųjų krūvininkų generavimas ir rekombinacija	40
§ 13. Difuzijos reiškiniai puslaidininkiuose	48
§ 14. Fotoelektrinis laidumas ir šviesos absorbcija	49
§ 15. Luminescencija	54
<i>IV skyrius. Kontaktiniai reiškiniai</i>	
§ 16. Elektronų išlaisvinimo iš metalo darbas	59
§ 17. Fermio lygmuo metaluose bei Fermio ir Dirako pasiskirstymo funkcija	51
§ 18. Fermio lygmuo puslaidininkiuose	64
§ 19. Kontaktinis potencialų skirtumas	69
§ 20. Metalo ir puslaidininkio kontaktas	71
§ 21. Metalo ir puslaidininkio kontakto lyginimo savybės	74
§ 22. Elektroninė skylinė sandūra	77
§ 23. Lyginamasis <i>pn</i> sandūros reiškinys	84
§ 24. <i>pn</i> sandūros pramušimas	89
§ 25. <i>pn</i> sandūros elektrinė talpa	91
<i>V skyrius. Puslaidininkiniai prietaisai</i>	
§ 26. Puslaidininkiniai diodai	93
§ 27. Tuneliniai diodai	95
§ 28. Tranzistoriai	101
§ 29. Puslaidininkio injekciniai lazeriai	105
Puslaidininkiniai šiandien ir rytoj	109

Aleksandras Michailovičius Poliakovas
IMINTA PUSLAIDININKIO MĪSLĖ
Knyga VIII—XI klasės mokinių užklasiniam skaitymui
Serija „Zinių pasaulyje“

Redaktorė *N. Kreimerienė*
Viršelis *E. Jakubčionytės*. Men. redaktorė *Z. Salienė*
Techn. redaktorė *R. Blojnitienė*. Korektorė *M. Rotšildienė*
Vertimą recenzavo *Albinas Plėšnys*

Серия «В мире знаний»
Александр Михайлович Поляков
РАЗГАДАННЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК
Книга для внеклассного чтения учащихся
VIII—XI кл.
Перевела с русского Зита Шлявайте
На литовском языке
Литовская ССР, 233000, Каунас, пр. Ленина, 25, издательство «Швиеса»

ИБ № 5042
Duota rinkti 85.01.29. Pasirašyta spausdinti 85.10.23. Formatas 60×90^{1/16},
popierius spaudos Nr. 2. Literatūrinė garnitūra, 10 punkty. Iškilioji spau-
da. 7 sąl. sp. l., 7,25 sąl. spalv. atsp., 8,5 apsk. lei. l. Tiražas 10 000 egz.
Užsak. Nr. 2615. Leid. Nr. 10275. Kaina 25 kp.

Leidykla „Šviesa“, 233000 Kaunas, Lenino pr. 25
Spausdino V. Kapšuko-Mickevičiaus spaustuvė, 233000 Kaunas, Lenino
pr. 23

Poliakovas A. M.

Po-94 Įminta puslaidininkio mįslė: Knyga VIII—XI kl.
mokinių užklas. skaitymui.— K.: Šviesa, 1986.— 110 p.,
ilustr.— (Žinių pasaulyje).

Remiantis kvantų vaizdiniais ir zonine teorija, knygoje populiariai ir
kartu nuodugniai išdėstyta puslaidininkų teorija ir pagrindinių puslaidininkų
prietaisų (diodų, triodų, lazerių) veikimas. Knyga skiriama vidurinių
mokyklų aukštesniųjų klasių mokiniams, besidomintiems fizika.

P 480202000—004
M853(10)—86 71—86

BBK 22.379
531.9

Įminta puslaidinininkio mįslė

