

Ybalkas
Yhnothale
dychkinothale a
Obovdo JTN2

Prof. Dipl.-Ing. HERBERT FRISCH

Základy elektroniky a elektronických obvodů

Přeložil ING. KAREL HEJDUK, CSc.

PRAHA 1987

SNTL – NAKLADATELSTVÍ TECHNICKÉ LITERATURY

Kniha vysvětluje srozumitelným způsobem fyzikální základy polovodičů, probírá pasivní a aktivní elektronické součástky a uvádí základní zapojení elektronických obvodů pro usměrňování, zesilování a spínání. Důležitě jsou vysvětleny kombinace a sekvence logické obvody, monolitické číselové obvody, různé druhy klopných obvodů, polovodičových pamětí, převodníků a přízpusobovacích členů. Poslední část knihy se zabývá integrovanými obvody velké a velmi velké integrace používanými v měřící, spotřební a mikroprocesorové elektronice.

Kniha je určena širokému okruhu zájemců o elektroniku.

Přeloženo z německého originálu *Herbert Frisch: Bauelemente und Grundschaltungen der Elektronik* (3. neubearbeitete Auflage), vydaného nakladatelstvím expert verlag v Grafenau v roce 1981.

AUTOR: *Herbert Frisch*
 národní podnik
 Nový Jičín
 technický rozvoj
Herbert Frisch

Redakce elektrotechnické literatury
 Hlavní redaktor Ing. Josef Říha
 Odpovědný redaktor Ing. Milan Veselý
 © expert verlag, 7031 Grafenau/Würtl., West-Germany,
 3. neubearbeitete Auflage 1981

Translation © Ing. Karel Hejduk, CSc., 1987

OBSAH

PŘEDMLUVA	11
SEZNAM SYMBOLŮ	13
1. OBECNÝ ÚVOD DO OBLASTI ELEKTRONIKY	17
1.1. Úvod a vymezení	17
1.2. Základní pojmy a názvy	20
1.2.1. Náboj a proud	20
1.2.2. Napětí, potenciál a intenzita elektrického pole	20
1.2.3. Výkon a energie	20
1.2.4. Kmitání a vlna	21
1.2.5. Impuls a sled impulsů	22
1.2.6. Kvantování	23
1.2.7. Znak	23
1.2.8. Zpráva a informace	24
1.2.9. Signál	24
1.2.10. Přívlastky diskrétní a spojité	24
1.2.11. Přívlastky číselový a analogový	24
1.2.12. Přívlastky binární (dvojhodnotový) a dvojkový, pojmy bit, slabika	25
1.2.13. Kód	25
1.2.14. Funkční členy	27
1.2.15. Součástky a jejich charakteristiky	27
1.2.16. Zesílení a útlum	28
1.2.17. Frekvenční charakteristika, mezní frekvence, šifka pásma	30
2. FYZIKÁLNÍ ZÁKLADY ELEKTRONICKÝCH SOUČÁSTEK	32
2.1. Konduktivita γ	32
2.1.1. Volné nosiče nábojů	32
2.1.2. Elektrický proud v pevných látkách	35
2.1.3. Pojmy vodič, polovodič a izolant	38
2.1.4. Elektrony a díry	41
2.1.5. Bipolární chování proudu	44
2.1.6. Dotování	45
2.1.6.1. Polovodič N	46
2.1.6.2. Polovodič P	47
2.1.6.3. Zákon o působení aktivní hmoty	48

2.2.	Permitivita ϵ	49
2.3.	Permeabilita μ	52
2.4.	Hallův jev	56
2.5.	Přechod PN	58
2.5.1.	Závěrná (bariérová) vrstva	58
2.5.2.	Chování nosičů náboje vně závěrné vrstvy	64
2.6.	Seebeckůva a Peltierův jev	66
2.7.	Doutnavý výboj	67
2.8.	Kapalně krystal	68

3. NEJDŮLEŽITĚJŠÍ ELEKTRONICKÉ SOUČÁSTKY 70

3.1.	Odporové součástky	70
3.1.1.	Rezistor	70
3.1.2.	Termistory	72
3.1.2.1.	Termistory NTC	72
3.1.2.2.	Termistory PTC	72
3.1.3.	Fotorezistor	74
3.1.4.	Varistor	74
3.1.5.	Magnetorezistor	75
3.2.	Kondenzátor	76
3.3.	Cívka	81
3.4.	Napájecí transformátor, sdělovací transformátor	87
3.5.	Polovodičové diody	91
3.5.1.	Plošné diody a hrotové diody, Schottkyho diody	91
3.5.2.	Stabilizační dioda, tunelová dioda a inverzní dioda	95
3.5.3.	Dioda P+PN a dioda PIN	98
3.5.4.	Kapacitní dioda	100
3.5.5.	Lavínová dioda a Gunnova dioda	101
3.5.6.	Fotodioda	102
3.5.7.	Světelná emisní dioda	103
3.5.8.	Magnetodioda	104
3.5.9.	Dvoubázová dioda (jednopřechodový tranzistor)	105
3.6.	Aktivní měničové součástky	106
3.6.1.	Termoelektrický článek a fotoelektrický článek	106
3.6.2.	Hallův generátor	107
3.7.	Tranzistory	108
3.7.1.	Unipolární tranzistor (FET)	108
3.7.1.1.	Tranzistor s přechodovým hradlem (JFET)	109
3.7.1.2.	Tranzistor s izolovaným hradlem (IGFET)	116
3.7.2.	Bipolární tranzistor	123
3.8.	Diody a zpětné závěrný tyristor a triodové tyristory	132
3.9.	Diody a obousměrný tyristor (diak) a triodový obousměrný tyristor (triak)	135
3.10.	Součástky pro číslicové zobrazování	136

4. ÚVOD DO USMĚRŇOVACÍ A ZESILOVACÍ TECHNIKY 138

4.1.	Dioda ve funkci detektoru	138
4.1.1.	Usměrňování	138
4.1.2.	Demodulace	140
4.1.3.	Násobení napětí	141
4.2.	Tranzistor ve funkci zesilovače	141
4.2.1.	Obecné o zesílení	141
4.2.2.	Zapojení se společným emitorem	143
4.2.2.1.	Pracovní bod tranzistoru	143
4.2.2.2.	Návrh napětového děliče v bázi	148
4.2.2.3.	Určení napětového, proudového a výkonového zesílení; výkonová bilance	150
4.2.2.4.	Stabilizace pracovního bodu	153
4.2.2.5.	Vazby zesilovačů	156
4.2.2.6.	Přizpůsobení	158
4.2.3.	Zapojení se společným kolektorem	160
4.2.4.	Zapojení se společnou bází	163
4.2.5.	Darlingtonovo zapojení	164
4.2.6.	Dvojitěné zapojení zesilovače	165
4.2.7.	Rozdílový zesilovač	167
4.2.8.	Operační zesilovač	170
4.2.9.	Tranzistor jako čtyřpól	173
4.2.10.	Zapojení zesilovačů s tranzistory řízenými elektrickým polem	176
4.3.	Tranzistor ve funkci spínače	177
4.3.1.	Bipolární tranzistorový spínač	177
4.3.1.1.	Nasyčený stav tranzistoru	177
4.3.1.2.	Spínání proudu	179
4.3.1.3.	Dynamické chování tranzistoru	180
4.3.2.	Unipolární tranzistorový spínač	182
4.3.2.1.	Spínač typu MOSFET	182
4.3.2.2.	Spínač typu CMOS	184
4.3.2.3.	Analogový spínač	186
4.3.3.	Dovolená pracovní oblast tranzistoru ve funkci spínače	187
4.4.	Tyristor jako regulační člen	189
5.	ANALOGOVÉ ZPRACOVÁNÍ INFORMACE	192
5.1.	Děliče napětí	192
5.2.	Derivační člen	192
5.3.	Integrační člen	194
5.4.	Regulační a počítací zapojení s operačním zesilovačem	195
5.5.	Omezovač	199
5.6.	Schmittův klopný obvod	200
6.	ČÍSLICOVÉ ZPRACOVÁNÍ INFORMACE	203
6.1.	Základní logické členy a jejich schematické značky	203

6.1.1.	Rozdělení, definice signálů	203
6.1.2.	Nejdůležitější kombinální logické členy	205
6.1.2.1.	Opakováč	205
6.1.2.2.	Negátor	205
6.1.2.3.	Součinový logický člen („a“, AND)	206
6.1.2.4.	Součtový logický člen („nebo“, OR)	206
6.1.2.5.	Logický člen NAND	206
6.1.2.6.	Logický člen NOR	207
6.1.2.7.	Logický člen „ekvivalence“	207
6.1.2.8.	Logický člen „antivalence“	208
6.1.2.9.	Montážní logické členy	208
6.1.3.	Nejdůležitější paměťové logické členy a časové logické členy (klopné obvody)	208
6.1.3.1.	Paměťové logické členy	208
6.1.3.2.	Časové logické členy	210
6.1.3.3.	Astabilní klopný obvod	211
6.2.	Elektronické kombinální logické členy	211
6.2.1.	Bipolární kombinální logické členy	212
6.2.1.1.	Diodové logické členy	212
6.2.1.2.	Transistorové logické členy	213
6.2.1.3.	Diodové transistorové logické členy (DTL)	214
6.2.1.4.	Rezistorové transistorové logické členy (RTL)	215
6.2.1.5.	Transistorové transistorové logické členy (TTL)	216
6.2.1.6.	Přímo vázané transistorové logické členy (DCTL)	218
6.2.1.7.	Integrované injekční logické členy (IIL)	218
6.2.1.8.	Emitorové vázané logické členy (ECL)	219
6.2.1.9.	Pomale logické členy odolné proti rušení (LSL)	220
6.2.1.10.	Kombinované techniky	220
6.2.2.	Unipolární kombinální logické členy	221
6.2.2.1.	Logické členy MOS	221
6.2.2.2.	Logické členy CMOS	222
6.3.	Elektronické paměťové logické členy a časové logické členy (klopné obvody)	223
6.3.1.	Bipolární bistabilní klopné obvody	223
6.3.1.1.	Bistabilní klopný obvod – základní zapojení	223
6.3.1.2.	Asynchronní klopný obvod RS	225
6.3.1.3.	Synchronní klopný obvod RS	225
6.3.1.4.	Dvoufázový klopný obvod JK	227
6.3.1.5.	Klopný obvod D	229
6.3.1.6.	Klopný obvod T	231
6.3.2.	Unipolární bistabilní klopné obvody	232
6.3.2.1.	Statický klopný obvod MOS	232
6.3.2.2.	Kvazistatický klopný obvod MOS	233
6.3.2.3.	Dynamický klopný obvod MOS řízený dvěma synchronizačními signály	235
6.3.2.4.	Dynamický klopný obvod MOS řízený čtyřmi synchronizačními signály	235
6.3.2.5.	Klopné obvody CMOS	237

6.3.3.	Monostabilní klopné obvody	237
6.3.4.	Astabilní klopné obvody	240
6.4.	Elektronické funkční jednotky	242
6.4.1.	Posuvné registry	243
6.4.2.	Čítače	246
6.4.2.1.	Kruhový čítač	246
6.4.2.2.	Binární (dvojkový) čítač	248
6.4.2.3.	Dekadický (desítkový) čítač	250
6.4.3.	Převodníky kódu a zobrazovací jednotky	251
6.4.4.	Polovodičové paměti	255
6.4.4.1.	Základní pojmy	255
6.4.4.2.	Rozdělení pamětí	256
6.4.4.3.	Technologická provedení	258
7.	ZVLÁŠTNÍ ZARÍZENÍ	266
7.1.	Převodníky	266
7.1.1.	Analogové číslicové převodníky (převodníky A/D)	266
7.1.2.	Číslicové analogové převodníky (převodníky D/A)	267
7.2.	Zařízení pro kvantování signálu	268
7.3.	Vstupní členy a výstupní členy (přízpusobovací obvody)	269
7.3.1.	Přízpusobení akčních členů k elektronickým obvodům (výstupní členy)	269
7.3.1.1.	Spínání indukční zátěže	269
7.3.1.2.	Spínání žárovek	270
7.3.1.3.	Zvětšení výstupního výkonu	270
7.3.1.4.	Přízpusobení s galvanickým oddělením	270
7.3.2.	Přízpusobení zdrojů (vysilačů) signálu k elektronickým obvodům (výstupní členy)	272
7.3.3.	Vzájemné přízpusobení elektronických obvodů	272
7.3.3.1.	Přízpusobení ke kladným vstupním napětím	273
7.3.3.2.	Přízpusobení k záporným vstupním napětím	274
7.3.3.3.	Přízpusobení k výstupním obvodům MOS	275
7.3.4.	Potlačení rušivých impulsů na vedení	275
7.4.	Stabilizační obvody	276
7.4.1.	Stabilizátory napětí	276
7.4.2.	Zdroje konstantního proudu	277
8.	INTEGROVANÉ OBVODY VELKÉ A VELMI VELKÉ INTEGRACE (DODATEK PŘEKLADATELE)	279
8.1.	Rozvoj integrovaných obvodů LSI a VLSI	279
8.1.1.	Integrované obvody spotřební elektroniky	281
8.1.2.	Integrované obvody LSI pro měřicí techniku	284
8.2.	Integrované obvody číslicové techniky	291
8.2.1.	Bipolární polovodičové paměti	291
8.2.2.	Unipolární polovodičové paměti	293

8.2.3.	Programovatelné polovodičové paměti	295
8.2.4.	Obvody mikroprocesorových systémů	297
8.2.5.	Mikropočítače	303
8.3.	Programování mikropočítačů	306
8.4.	Obvody styku s prostředím (komunikační obvody)	307
	LITERATURA	310
	REJSTŘÍK	313

PŘEDMLUVA

Kniha Základy elektroniky a elektronických obvodů vznikla na základě přednášek z oblasti elektroniky na Sarské vysoké škole v Saarbrückenu a na základě učebních kursů vzdělávacího střediska Spolku německých inženýrů (VDI) v Düsseldorfu, nazvaných „Úvod do elektroniky z hlediska přednostního použití v řídicí technice“ a „Základy elektroniky a elektronických obvodů“. Trvalý zájem posluchačů o to, aby bylo možné si ve zhuštěné formě přečíst obsah mých přednášek, mě přivedl k napsání této knihy. Tištěný text sice nemůže zachytit živou atmosféru přednášek nebo učebních běhů, přesto se čtenář může seznámit i s mluveným slovem, které naplňovalo okamžiky mezi odvozeními, nákresy a experimenty, objasňovalo složitě pasáže a na které někdy při vlastních přednáškách (ať již z nedostatku času, nebo porozumění) nezbyl čas.

Elektronické obvody s polovodičovými součástkami jsou dnes — po bouřlivém vývoji během posledních 30 let — stálou součástí automatizačních prostředků, a to nejen velkých elektronických zařízení, jako jsou číslíkové počítače, řídicí počítače, číslíkové řídicí automaty obráběcích strojů, ale stále více i běžných zařízení řídicí a regulační techniky.

Protože uživatel má již delší dobu k dispozici levné elektronické funkční členy nebo jednotky, a to jak v diskrétní, tak integrované podobě, neměly by v zásadě nastávat žádné potíže s účelovou a plánovitou aplikací elektronických obvodů, pokud je ovšem personál dostatečně vyškolen. Určité znalosti však musí mít i neodborník, aby mohl jako uživatel např. rozhodnout o různých aplikačních možnostech nebo aby mohl s výrobem elektronických součástek a zařízení vést rozhovor na odborné úrovni.

Z těchto důvodů byla kniha koncipována jako úvod do elektroniky (zvl. diodové a tranzistorové techniky) a jejího použití v řídicí a regulační technice. V první kapitole jsou v obecném úvodu do oblasti elektroniky vysvětleny základní pojmy. Po objasnění fyzikálních základů elektronických součástek (druhá kapitola) jsou pak popsány základní elektronické součástky a jejich vlastnosti (třetí kapitola). Čtvrtá kapitola představuje

SEZNAM SYMBOLŮ

A	práce, energie, amplituda
a	okamžitá hodnota signálu
A_1	proudové zesílení
A_p	výkonové zesílení
A_u	napětové zesílení
b_N, b_p	pohyblivost nosičů náboje
B	magnetická indukce
C	kapacita
B_r	remanentní magnetická indukce
D_p, D_N	difúzní konstanty
d_{zv}	šířka závěrné vrstvy
E	intenzita elektrického pole
E_F	střední energie mezi valenčními pásy
E_1	osvětlení
e	náboj
e_0	náboj elektronu
F	síla
f	pravděpodobnost výskytu elektronů, frekvence, Fermiho-Diracovo rozdělení
f_m	mezní frekvence
f_T	přechodová frekvence
$f_{h,21b}$	mezní frekvence při zapojení se společnou bází
$f_{h,21e}$	mezní frekvence při zapojení se společným emitorem
$f_{h,21c}$	mezní frekvence při zapojení se společným kolektorem
G	počet generovaných párů
g	stupeň dotování
h_{21e}, h_{21c}	proudový zesilovací činitel
H	intenzita magnetického pole
H_c	koercitivní intenzita magnetického pole
h	Planckova konstanta

úvod do usměrňovací a zesilovací techniky a je zakončena principy řízení tyristorů. Pak následují dvě kapitoly – o analogovém a o číslicovém zpracování informací. Následující část knihy se zabývá zvláštními zařízeními. Na konci knihy je věcný rejstřík.

Protože je tato kniha vhodná jak k samostatnému studiu, tak ke studiu souvisejícímu s přednáškami, obrací se k žákům a studentům, technikům a inženýrům strojírenských a elektrotechnických oborů, fyzikům, chemikům a ostatním přírodovědcům, kteří se musí zabývat využitím elektroniky. Matematické a fyzikální znalosti se předpokládají v rozsahu potřebném pro přijetí na vysokou odbornou školu. Matematická vyjádření byla však použita jen v těch případech, kdy bylo třeba některé skutečnosti zdůraznit a teoreticky podložit.

Tato kniha se vzhledem ke svému (úmyslně) malému rozsahu nemůže zabývat elektronikou zcela důkladně a do hloubky. Má však zprostředkovat základy této techniky a být úvodem pro další studium.

Závěrem bych chtěl poděkovat všem, kteří mi pomáhali při tvorbě rukopisu.

Autor

I	proud
I_a	anodový proud
I_B	proud báze
I_D	proud kolektoru
I_E, I_S	proud emitoru
I_G	proud hradla
I_H	proud Hallova generátoru
I_m	vrcholová hodnota proudu
i	okamžitá hodnota proudu
i_{sat}	nasyčený (saturační) zbytkový proud
I_F	tok majoritních nosičů
K	materiálová konstanta
k	Boltzmannova konstanta
L	indukčnost
l	dráha, délka
M	vzájemná indukčnost
m	hmotnost
N	počet závitů
n	hustota elektronů
n_1	intrinzičná hustota částic
P	výkon
p	hustota děr, převod transformátoru
R	počet rekombinací
R_{BE}	vstupní odpor tranzistoru
R_C	kolektorový odpor
R_H	Hallova konstanta
R_i	vnitřní odpor
R_L	odpor zátěže
r	součinitel rekombinace
Q	náboj, výstup logického členu
S	průřez, strmost
T	perioda, časová konstanta
t	čas
U	napětí
U_a	anodové napětí
U_{BE}	napětí báze—emitor
u_C	okamžité napětí na kondenzátoru

14

U_{DS}, U_{CE}	napětí kolektor—emitor
U_F	napětí v přímém směru
U_{GS}	napětí hradlo—emitor
U_H	napětí Hallova generátoru
U_K	kontaktní napětí
u_L	indukované napětí, napětí na zátěži
U_m	magnetické napětí
U_r, U_R	napětí ve zpětném směru
U_R	okamžité napětí na rezistoru
$U_{(TO)}, U_{TH}$	prahové napětí
U_0	vnitřní napětí
U_1, U_2	napětí vstupní, výstupní
U_θ	teplotní napětí
v	rychlost elektronů
v_{dr}	driftová rychlost
x	dráha
Z	impedance
Z_C, Z_L	impedance kondenzátoru, cívky
z	počet částic procházejících průřezem
α	úhel
$\bar{\alpha}$	oblonková míra
β	fázová míra
γ	konduktivita
δ_C	ztrátový úhel
ϵ	permitivita
η	účinnost, typová konstanta
Θ	termodynamická teplota
ϑ	Hallův úhel, teplota
κ	činitel vazby
μ	permeabilita
μ_r	relativní permeabilita
μ_0	permeabilita vakua
ϱ	hustota prostorového náboje, rezistivita
σ	činitel rozptylu
ϕ	magnetický tok, difúzní napětí
φ	úhel natočení

15

1. OBECNÝ ÚVOD DO OBLASTI ELEKTRONIKY

1.1. ÚVOD A VYMEZENÍ

Co rozumíme pod pojmem elektronika? Abychom mohli dát jasnou definici – vyjdeme od pojmu elektronu jako elementární částice elektroniky. Je účelné nejprve objasnit pojem elektronická součástka. *Elektronické součástky* jsou součástky, které fyzikálně vykazují elektrický jev podmíněný elektrony, vlnými děrami nebo ionty. To vylučuje jiné fyzikální formy, jako mechanické nebo elektromechanické, pneumatické atd. Takovými typickými součástkami jsou např. rezistory, kondenzátory, cívky, vakuové nebo elektrické předměty plněné plynem, jako elektronky, obrazovky, výbojky, určité kombinace polovodičů ve formě diod, tranzistorů, tyristorů, fotoelektrických součástek, Hallových generátorů, ve vzdálenějším smyslu maserů, laserů apod.

Pod pojmem elektronika můžeme tedy rozumět techniku elektrických obvodů a zapojení, které používají uvedené elektronické součástky. Za kritérium, že jde o elektronické zařízení, by bylo možné považovat nepřítomnost mechanických nebo elektromechanických pohyblivých částí.

V technice nelze nikdy udat exaktní hranice, neboť mnohá elektronická zapojení nevystačí bez elektromechaniky. Hovoří o elektronice je proto relativní rozhodnutí, které předpokládá, že se naprostá většina elektrických obvodů skládá z elektrických součástek.

S pojmem elektronika se spojuje často další pojem, a to polovodičová technika.

Polovodiče jsou chemické prvky a určité intermetalické sloučeniny, které mají oproti mnohým kovům velkou rezistivitu; její hodnoty zasahují až do oblasti izolantů. Vodičnost polovodičů může být zvětšena aktivací energií. Důležité polovodiče jsou např. germanium (Ge), křemík (Si) a selen (Se).

Pod pojmem *polovodičová technika* rozumíme použití určitých polovodičových zapojení se snahou o dosažení usměrňovacího nebo zesilova-

ciho účinku atd. Polovodičová technika je tedy částí elektroniky. Tato část elektroniky je téžistiém knihy.

Kde se dnes elektronika obecně používá? Proliná v podstatě celou elektrotechnikou, ačkoli její hlavní použití je v oblasti sdělovací, měřicí a usměrňovací techniky.

Ve sdělovací technice má elektronika základní význam, používají se elektrony, tranzistory, zesilovače, kmitavé a impulsové obvody, obvody pro přenos a zpracování signálů.

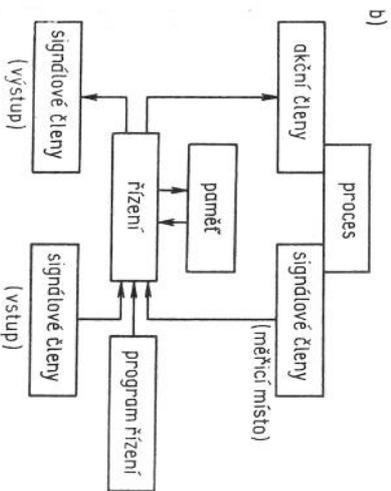
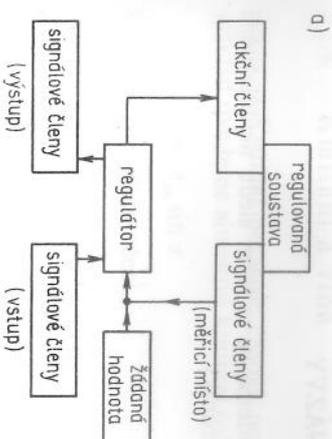
V měřicí technice má elektronika revoluční účinek a její význam rozhodujícím způsobem vzrostl. Nasazení zesilovačů a usměrňovačů umožnilo měřit napětí až do nejmenších hodnot jak v nízkofrekvenční, tak ve vysokofrekvenční oblasti. Vznikly nové názvy – např. elektronkový nebo tranzistorový voltmetr. Analogové měřené veličiny mohou být zobrazeny číselně. Významná je možnost zobrazit pomocí osciloskopů rychle se měnící děje. Elektronická měřicí technika se podílí rostoucí měrou na měření neelektrických veličin, jako tlaku, teploty, roztažnosti, světelného záření.

Při usměrňování střídavého proudu (vytváření stejnosměrného proudu) se stále více používají polovodičové usměrňovače s tyristory nebo při opačném postupu střídače.

Elektronika je předpokladem pro automatizaci, tj. pro racionalizaci výroby v nejrůznějších odvětvích průmyslu, ale i různých jiných oblastí od domácích přístrojů až k nejkomplicovanějším přístrojům ve vesmíru.

Těžisté průmyslového využití elektroniky je zejména v *regulaci a řízení technice*. Obrázek 1.1 ukazuje obecně znázornění regulačního obvodu a obvodu číslicového řízení technologického procesu.

Co hovoří tak význačně pro elektroniku? Elektronická zařízení mají proti mechanickým, hydraulickým a pneumatickým přístrojům mnohé přednosti: Zpracovávají signál bez zpoždění, tj. rychle, jsou proto určeny pro vysoké provozní frekvence, nevyskytuje se u nich tření a mechanické opotřebení a jsou relativně nezávislé na poloze a otřesech, rovněž nevznikají problémy s kontakty. Nemají velké nároky na ochranu proti prachu, vlhkosti a výbušným plynům, pracují bezhlukově a často s minimální spotřebou energie, životnost při správném návrhu zapojení je velká. Zastavěný prostor je malý, mnohá zapojení mohou být rychle realizována použitím typizovaných modulů a jsou díky technice integrovaných obvodů (IO, IC – integrated circuit) i cenově výhodná.



Obr. 1.1. Obecné znázornění
a) regulačního obvodu,
b) obvodu číslicového řízení
technologického procesu

Pod pojmem *integrovaný obvod* rozumíme systém zapojení, ve kterém jsou jednotlivé součástky neodělitelně propojeny v jeden celek (např. operační zesilovač, obvod NAND).

Hlavní nedostatky elektroniky jsou její velká závislost na okolních změnách teploty a elektromagnetických rušivých polích i relativně vysoké náklady při odstraňování rušení a dalším „ošetření“ obvodu.

Otázku, které problémy je nutné řešit, rozhodneme-li se použít elektronické prostředky, zde nemůžeme všeobecně prodiskutovat, řešení každého praktického případu vyžaduje speciální rozbor.

1.2. ZÁKLADNÍ POJMY A NÁZVY

V následujících částech uvedeme ve volném sledu nejdůležitější základní pojmy a názvy obecné elektroniky.

1.2.1. Náboj a proud

Nosičem elektrického náboje jsou elektricky nabití částice. V elektrotechnice je důležitou nabitou částicí elektron. Je nosičem záporného náboje $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C (coulomb); $1 \text{ C} = 1 \text{ A} \cdot \text{s}$ (ampér sekunda). Má hmotnost $m = 9,11 \cdot 10^{-28}$ g $= 9,11 \cdot 10^{-35}$ W. s³/cm².

Proud je pak pohyb nábojů vztahovaný k času

$$I = dQ/dt \quad (1.1)$$

Jeho jednotkou je ampér (A).

1.2.2. Napětí, potenciál a intenzita elektrického pole

Napětí U (udává se ve voltech — V) je elektrická veličina, která podmiňuje vznik elektrického proudu. Napětí vztahované k 0 V se nazývá *potenciál* φ . Rozdíl potenciálů mezi dvěma body je *napětí*, které podle směru spádu může být kladné nebo záporné, např. $\varphi_1 - \varphi_2 = U_{12}$.

Intenzita elektrického pole udává změnu napětí vztahovanou na délku

$$E = du/dx \quad (\text{V/m}) \quad (1.2)$$

1.2.3. Výkon a energie

Výkon je dán součinem proudu a napětí

$$P = UI \quad (1.3)$$

Energie, popř. *práce* je definována integrálem z výkonu podle času

$$A = \int ui dt \quad (\text{W} \cdot \text{s}) \quad (1.4)$$

Uvedeme zde také jednotku známou z fyziky, která v polovodičové technice zaujímá významné místo. Protože energii, kterou elektron získal v elektrickém poli, lze vypočítat podle vzorce $A = e_0 u$, byla jako 1 elektron-volt (eV) definována energie, kterou získá elektron při průchodu rozdílem potenciálů 1 V.

1.2.4. Kmitání a vlna

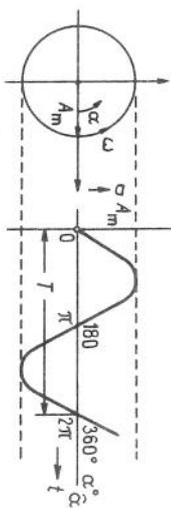
Kmitání popisuje časové periodickou závislost amplitudy. Jako příklad uvedeme sinusové kmitání (obr. 1.2)

$$a = A_m \sin \alpha \quad (1.5)$$

kde α je úhel natočení,

A_m maximální dosažitelná hodnota, tj. vrcholová amplituda.

α okamžitá hodnota závislá na úhlu natočení α .



Obr. 1.2. Sinusový kmit

Elektricky můžeme na amplitudu nahlížet jako na napětí, proud, výkon atd. Často bývá jako amplituda udávána *efektivní hodnota*

$$A_{ef} = \frac{A_m}{\sqrt{2}}$$

Například střídavý proud s efektivní hodnotou I_{ef} vyvolá stejnou tepelnou energii jako stejnosměrný proud s velikostí $I_0 = I_{ef}$. Představuje-li naproti tomu amplituda *střední hodnotu*, přeneseme tento proud stejný náboj jako stejnosměrný proud stejné velikosti

$$I_{av} = \frac{2}{\pi} I_m = I_0$$

Často bývá amplituda udávána jako *amplituda mezi dvěma vrcholy* $A_{av} = 2A_m$.

Pro závislost úhlu natočení α° na obouhokové míře $\tilde{\alpha}$ nebo na času t (s) lze udát vztahy

$$\frac{\alpha^\circ}{360^\circ} = \frac{\tilde{\alpha}}{2\pi} = \frac{t}{T} = ft \quad (1.6)$$

kde 2π je obouhoková míra natočení o 360° , T je doba trvání jednoho kmitu, nazývaná také *perioda*. Obrácená hodnota $1/T = f$ je *frekvence* v 1/s = Hz (hertz). Udává počet kmitů za sekundu.

Po úpravě vztahu (1.6), kdy $\tilde{x} = 2\pi ft = \omega t$, kde ω je úhlová frekvence, dostaneme

$$a = A_m \sin \omega t \quad (1.7)$$

Nezáčíná-li kmit v nule, je nutné brát v úvahu fázový posun φ , např. při posunutí doprava o úhel φ je

$$a = A_m \sin(\omega t - \varphi) \quad (1.8)$$

Jednoduché frekvenční členění lze provést takto:

technický střídavý proud	do 100 Hz
nízká frekvence, nř	0 až 20 kilohertzů (kHz)
vyšoká frekvence, vř	kiloherty až megaherty (kHz až MHz)
nejvyšší frekvence	kolem 1 000 megahertzů (1 GHz) a výš

Jestliže signál základní frekvence je překryt signály vyšších frekvencí (harmonických), udáváme vzniklé zkreslení prostřednictvím *činitel zkreslení*. Činitel zkreslení je definován jako poměr efektivního součtu vyšších harmonických k efektivnímu součtu veškerých harmonických. Je-li násoben stem, je udáván v procentech (%).

Pokud není pozorována periodická závislost, nelze kmitavý průběh jednoznačně matematicky popsat.

Vznikají-li poruchy vlivem proudů a napětí, jejichž amplitudy a periody nejsou časově konstantní a periodické, ale mají statistické rozdělení (vlivem materiálových vlastností, konstrukce součástek, teploty, tj. neuspokojivého pohybu nábojových nosičů), hovoříme o *šumu*. Rozlišujeme šum rezistorů (vliv teploty), šum proudového rozdělení, jiskrový šum atd. *Úhna* představuje časovou a místní závislost amplitudy, např. sinusová vlna

$$a = A_m \sin(\omega t - \sigma x) \quad (1.9)$$

kde σ je vlnočet a x je dráha (vzdálenost).

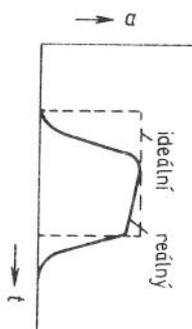
1.2.5. Impuls a sled impulsů

Impuls je definován jako jednořázkový jev konečné délky. Je definován svým tvarem (pravoúhlý, jehlový, trojúhelníkový atd.), amplitudou, dobou trvání a okamžikem vzniku.

Vyděme-li z reálného tvaru impulsu (obr. 1.3), lze stanovit následující důležité pojmy:

Amplituda impulsu — rozumíme ji střední, efektivní, okamžitou nebo vrcholovou amplitudu. Obecně je třeba vyloučit rušivé vlivy, jako např. rušivé špičky. Většinou máme na mysli maximální, tj. vrcholovou amplitudu.

Doba trvání impulsu (tzv. *aktívní délka impulsu*) — je rozpětí mezi časovým okamžikem přední a zadní hrany impulsu (čela a výlu impulsu), ve kterém dosahuje okamžitá hodnota 50% nejvyšší hodnoty. Náběh (doběh) impulsu je rozpětí mezi časovými okamžiky, ve kterých okamžitá hodnota impulsu dosáhla 10% a 90% (90% a 10%) největší hodnoty.



Obr. 1.3. Průběh amplitudy obdélníkového impulsu

Zesítknutí vrcholu impulsu — je zkreslení pravotočitého impulsu charakterizované nárůstem a poklesem vrcholu impulsu.

Sled impulsů — rozumíme jim pravidelně se opakující impulsy.

Frekvence impulsů — udává počet impulsů za sekundu.

Perioda impulsů — je doba daná součtem doby trvání impulsu a mezery mezi impulsy.

Strida — je poměr doby trvání impulsu k délce periody. Rovná-li se délka impulsu délce mezery, je strida 1 : 2.

1.2.6. Kvantování

Kvantování je postup, při kterém se rozsah amplitudy dělí na konečný počet dílčích intervalů a každému intervalu se přiřadí jedna (kvantovaná) hodnota.

1.2.7. Znak

Znak je definován jako prvek z množství prvku sloužících k zobrazení informace (např. abecední znak).

1.2.8. Zpráva a informace

Zpráva je originálně modulovaný znak v komunikačním systému. *Informace* je matematicky definovaná zpráva. Při zpracování dat počítačem říkáme, že informace je význam přisuzovaný datům.

1.2.9. Signál

Signál je fyzikální forma informace, např. změna napětí, pokles tlaku. Signály jsou tedy složky fyzikálních dějů, které slouží k přenosu a zapamatování zpráv.

1.2.10. Přívlaskty diskrétní a spojité

Přívlasktem *diskrétní* se označuje jev probíhající v jednotlivých dílčích krocích (bodech) s kvantovanými daty. *Spojité* je jev probíhající kontinuálně.

1.2.11. Přívlaskty číslicový a analogový

Číslicové zpracování informace je zvláštní forma diskrétního způsobu zpracování, při němž jsou kvantovaná data vyjádřena čísly. Při *analogovém* zpracování informace se využívá úměrnosti veličin, přičemž tyto veličiny mohou mít různou fyzikální formu (např. napětí u úměrné dráze x).

Tabulka 1.1 ukazuje na jednoduchém příkladě číslicové a analogové zobrazení veličin.

Tabulka 1.1. Číslicové a analogové zobrazení veličin

číslcové	analogové
66,6	
50,0	
100,0	
75,0	

1.2.12. Přívlaskty binární (dvojhodnotový) a dvojkový, pojmy bit, slabika

Signál je *binární*, má-li pouze dva významové stavy. Obvykle jsou označovány 0 a 1.

Příklad: Napětí 0 V a 5 V.

Obsahuje-li průběh signálu tři významové stavy, např. napětí -5 V, 0 V a $+5$ V, je signál *ternární* (třihodnotový).

V elektrotechnice se binární zobrazení informace z technickoekonomických důvodů používá nejvíce. Označení *bit* vzniklo z anglického *binary digit*. Určitý počet bitů, nejčastěji informačních bitů, se nazývá *slabika* (byte).

U počítačů bývá často připojen zkušební bit (paritní bit), pak se slabika skládá z 9 bitů.

Dále platí
 2^{10} byte = 1 024 byte = 1 K byte, což nelze zaměnit s 1 000 byte = 1 kbyte.

Má-li signál deset rozdílných stavů jako u přirozených čísel 0, 1, 2, ..., 9, hovoříme o *dekadické* (desítkové) soustavě.

Desítkové číslo můžeme např. dostat přiřazením celočíslných mocnin základu 10

$$2\ 013_{10} = 2 \cdot 10^3 + 0 \cdot 10^2 + 1 \cdot 10^1 + 3 \cdot 10^0 = 2\ 000 + 0 + 10 + 3$$

Přeneseme-li tuto číselnou konstrukci do *dvojkové* soustavy a volíme-li jako významový základ číslo 2, dostaneme dvojkové číslo, které je dnes nejvíce používané, např. číslo 01101

$$01101_2 = 0 \cdot 2^4 + 1 \cdot 2^3 + 1 \cdot 2^2 + 0 \cdot 2^1 + 1 \cdot 2^0 = 0 + 8 + 4 + 0 + 1 = 13_{10}$$

1.2.13. Kód

Kód je předpis, kterým je určeno jednoznačné přiřazení mezi dvěma množinami znaků. Slouží ke kvantitativnímu vyjádření informace.

Tabulka 1.2 ukazuje dva typické kódy, dvojkový kód a Grayův kód pro znázornění čísel od 0 do 15.

Tabulka 1.2. Dvojkový kód a Grayův kód

	Dvojkový kód				Grayův kód			
	2 ³	2 ²	2 ¹	2 ⁰				
0	0	0	0	0	0	0	0	0
1	0	0	0	1	0	0	0	1
2	0	0	1	0	0	0	1	1
3	0	0	1	1	0	0	1	0
4	0	1	0	0	0	1	1	0
5	0	1	0	1	0	1	1	1
6	0	1	1	0	0	1	0	1
7	0	1	1	1	0	1	0	0
8	1	0	0	0	1	1	0	0
9	1	0	0	1	1	1	0	1
10	1	0	1	0	1	1	1	1
11	1	0	1	1	1	1	1	0
12	1	1	0	0	1	0	1	0
13	1	1	0	1	1	0	1	1
14	1	1	1	0	1	0	0	1
15	1	1	1	1	1	0	0	0

Dvojkový kód je vhodný k výpočtům, méně již k exaktnímu zpracování. U Grayova kódu je tomu opačně, neboť mezi sousedními řádky dochází k změně pouze jednoho bitu. Dvojkové zobrazení čísel 0 až 9 se také nazývá kód BCD (binary coded decimal system).

1.2.14. Funkční členy

V systému zpracovávajícím signál se každá součástka nebo zařízení mající určitou funkci nazývá (funkční) člen. Speciální členy jsou např.:

Měníče, tj. zařízení, která převádějí signál na jinou fyzikální formu, např. motory, termoelektrické články, popř. zařízení, u kterých je výstupní signál úměrný vstupnímu signálu, přičemž fyzikální forma signálu zůstává nezměněna, např. pohony, transformátory.

Převodníky, tj. zařízení, která mění určitý proces (zprávu) na jiný tvar (zobrazení), např. převodník kódu, analogové číslicový převodník.

Klopné obvody, tj. zařízení, která při zcela určité hodnotě amplitudy, časové hodnotě apod. změni stav, překlopí; např. Schmittův obvod.

1.2.15. Součástky a jejich charakteristiky

Pojmem *součástky* se rozumějí všechny elementární stavební prvky daného elektronického obvodu. Přitom rozlišujeme lineární součástky a nelineární součástky. U *lineárních součástek* jsou elektrické veličiny jako proud a napětí matematicky v lineárním vztahu, např. Ohmův zákon

$$I = \frac{1}{R} \cdot U$$

Součástky tohoto druhu jsou rezistory, kondenzátory a cívky bez železného jádra. U matematických vztahů je tedy podstatné, že zde vystupují pouze členy v první mocnině; je tedy možný výskyt integrálů, dvojných integrálů, diferenciálního počtu atd.

U *nelineárních součástek* je matematický vztah nelineární, tj. vystupují zde veličiny jako U^2 , U^3 ... dU/dt^2 atd.

Příklady:

U elektronkové diody, popř. triody v oblasti prostorového náboje je proud vyjádřen vztahem

$$I_a = U_a^{3/2}$$

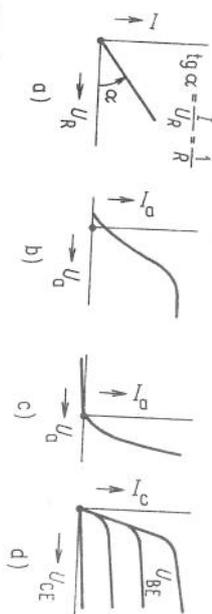
u polovodičové diody:

$$I_a = I_{sat} (e^{U_a/U_0} - 1)$$

Mezi nelineární součástky patří také tranzistory, cívky se železným jádrem atd.

Součástky, které signál zesilují, se často nazývají *pasivní součástky*; ty, které jej zesilují, *aktivní součástky*.

Charakteristiky součástek jsou (grafickým) znázorněním jejich matematických funkcí v soustavě souřadnic (obr. 1.4).



Obr. 1.4. Charakteristiky
a) rezistoru, b) elektronkové diody, c) polovodičové diody,
d) tranzistoru NPN

Jako důležitá veličina charakteristik bývá často udávána tzv. *strmost*. Je definována jako sklon tečny v určitém (zpravidla pracovním) bodě charakteristiky dané součástky.

$$S = \frac{dI}{dU} \quad (1.10)$$

1.2.16. Zesílení a útlum

Ve vztahu k zesílení mluvíme speciálně:

o napětovém zesílení

$$A_U = U_2/U_1 \quad (1.11)$$

o proudovém zesílení

$$A_I = I_2/I_1 \quad (1.12)$$

o výkonovém zesílení

$$A_P = P_2/P_1 = \frac{U_2 I_2}{U_1 I_1} = A_U A_I \quad (1.13)$$

U *zesílení* je podíl výkonů obecně roven 1 nebo je větší než 1, u *útlumu* je podíl výkonů vždy menší než 1.

Je-li zapojeno několik zesilovacích stupňů za sebou, je výsledné zesílení při ideálním přizpůsobení dáno součinem jednotlivých zesilovacích stupňů.

Počítáme-li podíl výstupního fázoru a vstupního fázoru napětí nebo proudu, dostaneme veličinu komplexního charakteru, to znamená, že výstupní signál se od vstupního neliší jen v amplitudě, ale je i fázově posunutý. Komplexní výpočet dvou zesilovacích stupňů lze vyjádřit takto

$$\begin{aligned} A_1 &= |A_1| e^{j\varphi_1}; \quad A_2 = |A_2| e^{j\varphi_2} \\ A_{\text{celk}} &= A_1 A_2 = \\ &= |A_1| |A_2| e^{j\varphi_1} e^{j\varphi_2} \\ &= |A_1| |A_2| e^{j(\varphi_1 + \varphi_2)} \end{aligned} \quad (1.14)$$

To znamená, že jednotlivé amplitudy frekvenčních přenosů se vzájemně násobí a fáze se sčítají.

Z důvodů příznivějšího znázornění je zesílení (popř. útlum) udáváno v logaritmickém měřítku. Pro U_1 jako vstupní signál a U_2 jako výstupní signál platí pro napětové zesílení, popř. útlum

$$A_U = 20 \log \frac{U_2}{U_1} \text{ (dB)} \quad A_U = \ln \frac{U_2}{U_1} \text{ (Np)} \quad (1.15)$$

kde 1 dB (decibel) = 0,115 Np nebo 1 Np (neper) = 8,7 dB
např. $U_2/U_1 = 10^0 = 1 \cong 0 \text{ dB}$

$$\begin{aligned} &= 10^{\pm 1} = 10 \text{ nebo } 1/10 \cong \pm 20 \text{ dB} \\ &= 10^{\pm 2} = 100 \text{ nebo } 1/100 \cong \pm 40 \text{ dB} \end{aligned}$$

tedy +40 dB $\rightarrow U_2/U_1 = 100 \rightarrow 100$ násobné zesílení
-40 dB $\rightarrow U_2/U_1 = 1/100 \rightarrow 100$ násobný útlum

Významný údaj ve sdělovací technice je -3 dB $\rightarrow U_2/U_1 = 1/\sqrt{2}$, který znamená, že výstupní signál se proti vstupnímu signálu zmenšil asi o 30 %.

Protože zesílení, popř. útlum jsou v každém případě závislé na zatěžovacím odporu R_2 a vnitřním odporu stupně R_1 , můžeme ve vztahu k oběma odporům rozlišovat:

napětové přizpůsobení $R_2 > R_1$,
výkonové přizpůsobení $R_2 = R_1$,
proudové přizpůsobení $R_2 < R_1$.

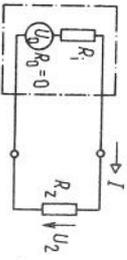
Pro náhradní zapojení napětového zdroje na obr. 1.5 platí

$$U_0 = I(R_1 + R_z) \quad (1.16)$$

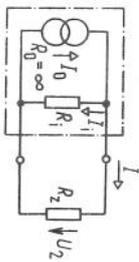
$$U_2 = IR_z = U_0 \frac{R_z}{R_1 + R_z} \quad (1.17)$$

$$P_2 = U_2 I = I^2 R_z = U_0^2 \frac{R_z}{(R_1 + R_z)^2} \quad (1.18)$$

Uj. pro $R_z > R_1$ z rovnice 1.17 $U_2 = U_{2\max} = U_0$
 pro $R_z = R_1$ z rovnice 1.18 $P_2 = P_{\max} = U_0^2/4R_1$
 pro $R_z < R_1$ z rovnice 1.16 $I = I_{\max} = U_0/R_1$



Obr. 1.5. Napětový zdroj – náhradní zapojení



Obr. 1.6. Proudový zdroj – náhradní zapojení

Obdobné vztahy lze odvodit z náhradního zapojení proudového zdroje (obr. 1.6).

Výrazy zesílení nebo útlum vytlupují v literatuře často s označením lineárního zkreslení. Objevili se vlivem nelineárních součástek vyšší harmonické, hovoříme o nelineárním zkreslení, které je popsáno činitelem zkreslení.

Jak bylo dříve uvedeno v odst. 1.2.15, rozumíme pojmem zesilovací součástky často aktivní součástky a pojmem zeslabující součástky rozumíme pasivní součástky.

1.2.17. Frekvenční charakteristika mezní frekvence, šířka pásma

Pojmem *frekvenční charakteristika* se rozumí závislost amplitudy a fáze frekvenčního přenosu součástky nebo přístroje na frekvenci.

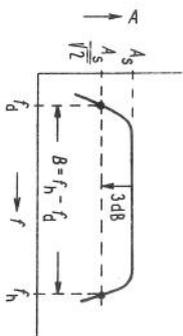
Obrázek 1.7 ukazuje průběh amplitudové frekvenční charakteristiky napětového zesilovače. Tam, kde střední amplituda A_s má pokles o 3 dB,

tj. asi o 30% hovoříme o *mezní frekvenci*. V popsaném příkladě lze tedy uvést dolní a horní mezní frekvenci.

Rozdíl mezi horní (f_h) a dolní (f_d) mezní frekvencí

$$f_h - f_d = B \quad (1.19)$$

se nazývá *šířka pásma B*.



Obr. 1.7. Frekvenční (amplitudová) charakteristika zesilovače

U tranzistoru se rozumí mezní frekvencí hodnota frekvence, při které proudový zesilovací činitel poklesne o 3 dB. Protože tranzistor zesiluje i stejnosměrné proudy, udává se u něj pouze horní mezní frekvence.

2. FYZIKÁLNÍ ZÁKLADY ELEKTRONICKÝCH SOUČÁSTEK

2.1. KONDUKTIVITA γ

Konduktivita (měrná elektrická vodivost) v pevných látkách je (jako u kapalných a plyných látek) určena nosiči nábojů. Velikost γ je přitom v první řadě závislá na počtu volných nosičů nábojů.

2.1.1. Volné nosiče nábojů

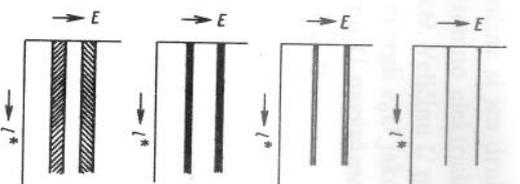
Každý atom má kladný náboj, odpovídající počtu protonů obsaženému v jádru. Náboj jádra je kompenzován elektrony, obíhajícími kolem jádra, nosiči záporného náboje, přičemž počet protonů a elektronů je stejný (atomové číslo v periodické tabulce prvků).

Elektrony, které obíhají jádro v největší vzdálenosti, se nazývají *valenční elektrony* a vytvářejí vazbu se sousedními atomy při tvorbě molekul.

Každý elektron má potenciální energii, která se se vzdáleností od jádra zvětšuje. U jednotlivých atomů lze podle Planckovy kvantové teorie na Bohrově modelu atomu (nazvaném podle Nielse Bohra) přiřadit elektronům příslušné *energetické hladiny* – *slupky* (obr. 2.1).

Jestliže se spojí dva atomy do jedné molekuly, způsobí překrytí polí od obou jader, že se všechny energetické hladiny atomů rozdělí do dvou sousedních hladin. Počet možných energetických hladin roste s počtem atomů obsažených v molekule. Protože pevné látky mají pevně určené uspořádání atomů, u kterých se vzhledem k množství sousedních atomů v každém bodě jejich pole překrývají, vzniká tím rozdělení do takového počtu energetických hladin, že jejich souhrn nazýváme *energetický pás*, ve kterém je mezi dvěma hranicemi možný každý energetický stav (obr. 2.1).

Tak vznikají v jedné pevné látce energetické pásy z různých hladin, které se energeticky vzájemně překrývají. Fyzikové potom hovoří o *pásovém modelu*.



Obr. 2.1. Oblasti energie elektronů ve vztahu k atomovému jádru, nahoře jeden atom, uprostřed molekula (dvuatomová a tříatomová), dole atomová vazba (např. krystal) E – energetická vzdálenost od jádra v elektronvoltech, l^* – lineární rozměr uvnitř prvku

Energetická oblast valenčních elektronů se nazývá *valenční pás*. Podle obsazení a uspořádání valenčního pásu vzniká vlivem teploty a přijetím většího nebo menšího množství energie u jednotlivého elektronu možnost dostat se ze silových účinků jádra, a tím se stát *volně pohyblivým nosičem náboje*. Ten se chová podobně jako molekula plynu – vlivem srážek s jinými elektrony a s atomy se pohybuje neuspořádaně v mřížce prvku. Vzniká neuspořádaný tepelný pohyb.

Protože samotným tepelným pohybem nemůže vzniknout elektrický proud, je možné tento pohyb hodnotit jen statisticky během určité doby, a to jako cyklický proces (obr. 2.2). U elektronů se pak ovšem nevyskytuje jen jedna určitá rychlost, ale existuje teoreticky nekonečně mnoho rychlostí elektronů, a sice od nuly do velmi vysokých hodnot. Proto je účelné se krátce zabývat rozdělovací funkcí rychlosti $f(v, \Theta)$ podle Maxwella

$$f(v, \Theta) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k \Theta} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2k\Theta} \quad (2.1)$$

kde m je hmotnost elektronu, v odpovídající rychlost elektronu, k Boltzmannova konstanta, Θ termodynamická teplota v kelvinech (K). Přitom je stanovena jednotka teploty

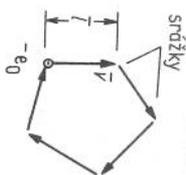
$$1 \text{ K (Kelvin)} = 1^\circ \text{C (Celsiův stupeň)}$$

Pro přepočet jednotlivých hodnot teploty platí

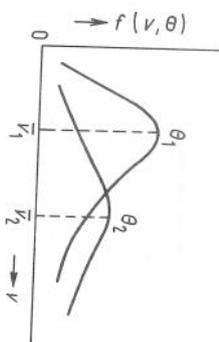
$$g = \Theta - \Theta_0$$

kde g je Celsiova teplota,

Θ Kelvinova (termodynamická) teplota,
 $\Theta_0 = 273,15 \text{ K} \approx 273 \text{ K}$.



Obr. 2.2. Statistické znázornění tepelného pohybu elektronu



Obr. 2.3. Funkce rozdělení rychlosti pro dvě teploty, přičemž $\Theta_2 > \Theta_1$

Grafické vyjádření $f(v, \Theta)$ s teplotou Θ jako parametrem a rychlostí v jako nezávisle proměnnou ukazuje obr. 2.3. Je-li $\Theta_2 > \Theta_1$, lze zjistit: čím menší je teplota, tím menší je pravděpodobnost, že se objeví vysoké rychlosti, a tím více částic bude mít stejnou rychlost. Vycházíme z toho, že plocha ohraničená křivkou obsahuje vždy všechny částice.

Nejčastěji se vyskytující rychlost \bar{v} odpovídá tedy maximu křivky $f(v, \Theta)$. Řešení poskytuje rovnice známá z nauky o teple

$$\frac{1}{2}mv^2 = k\Theta \quad (2.2)$$

z které lze rychlost \bar{v} vypočítat

$$\bar{v} = \sqrt{2 \frac{k}{m} \Theta} \quad (2.3)$$

Pro $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ W} \cdot \text{s}/\text{K}$ a $m = 9,1 \cdot 10^{-28} \text{ g} = 9,1 \cdot 10^{-35} \text{ W} \cdot \text{s}^2/\text{cm}^2$ a pokojovou teplotu ($27^\circ \text{C} \rightarrow \Theta = \Theta_0 + g = 273 + 27 = 300 \text{ K}$) je rychlost elektronu $\bar{v} \approx 10 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$.

Protože elektrická energie elektronu se rovná e_0U , lze rovnici energie dále rozšířit

$$\frac{1}{2}mv^2 = k\Theta = e_0U \quad (2.4)$$

Všimněme si jen druhé části rovnice ($k\Theta = e_0U$) a předpokládejme, že není přítomno elektrické napětí. Elektron má však v důsledku teploty Θ energii $k\Theta$. Veličinu U pak lze vyloučit jako napětí, které by udělilo elektronu stejnou energii e_0U jako odpovídající teplota Θ .

Veličinu U nazýváme proto *teplotní napětí* (U_Θ) a vypočítá se z rovnice $k\Theta = e_0U_\Theta$, tj.

$$U_\Theta = \frac{k}{e_0} \Theta \approx \frac{\Theta}{11\,600} \quad (\text{V}; \text{K}) \quad (2.5)$$

Pro teplotu okoli $\Theta = 300 \text{ K}$ je $U_\Theta \approx 0,026 \text{ V}$, popř. pro $20^\circ \text{C} \rightarrow \Theta = 293 \text{ K} \rightarrow U_\Theta = 0,025 \text{ V}$.

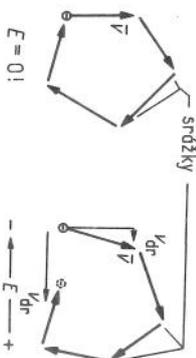
2.1.2. Elektrický proud v pevných látkách

Jak již bylo zdůrazněno, tepelný pohyb nezpůsobuje vznik elektrického proudu.

Působí-li na příslušný prvek intenzita elektrického pole E , bude tepelný pohyb elektronů orientován ke kladnému potenciálu. Jak ukazuje obr. 2.4, objeví se ve směru pole rychlost, která je úměrná intenzitě pole. Nazývá se *driftová rychlost* a je definována takto

$$v_{dr} = bE \quad (2.6)$$

kde b je rychlost vztažená na intenzitu pole a nazývá se *pohyblivost*.



Obr. 2.4. Náhodný pohyb bez driftu a s driftem

Pohyblivost je teplotně závislá. Změňuje se s rostoucí teplotou, což je způsobeno intenzivnějším tepelným pohybem a současným zvětšením počtu vzájemných srážek částic.

Uvažujme vodič délky l a průřezu S , v kterém se pohybují volné elektrony na základě driftu. Počet částic z procházejících za jednotku času průřezem S se rovná

$$z = Snv \quad (2.7)$$

kde n je hustota, tj. počet částic v krychlovém centimetru. Tzv. *driftový proud* dostaneme jako

$$I = e_0 z = e_0 S n v \quad (2.8)$$

přičemž e_0 je náboj elektronu v (C) nebo v (A. s). Vzhledem ke vztahům $v = bE$ a $E = U/l$ platí

$$I = \frac{e_0 S n b U}{l} \quad (2.9)$$

Proud můžeme vyjádřit Ohmovým zákonem

$$I = \frac{U}{R} \quad (2.10)$$

Protože odpor vodiče je závislý na materiálu, délce a průřezu, dostáváme vztah

$$R = \varrho \frac{l}{S} = \frac{1}{\gamma} \frac{l}{S} \quad (2.11)$$

kde ϱ je rezistivita (měrný odpor), popř. $1/\varrho = \gamma$ je konduktivita (měrná vodivost).

Pomocí Ohmova zákona můžeme psát

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U \gamma S}{l} \quad (2.12)$$

Porovnáním rovnic (2.9) a (2.12) dostáváme pro konduktivitu

$$\gamma = e_0 n b \quad (2.13)$$

K hodnotě konduktivity γ přispívá především *hustota volných nosičů n* a zatímco pohyblivost b je u mnohých materiálů, jak bude později ukázáno, poměrně malá.

Jako příklad pro uvedené vztahy použijeme měděný vodič: Jsou známy hodnoty $\gamma = 57 \text{ m}/(\Omega \cdot \text{mm}^2) = 57 \cdot 10^4 \text{ I}/(\Omega \cdot \text{cm})$, $e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s}$ a $n = 8,43 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (Loschmidovo číslo dělené molárním objemem). Dále lze případně vypočítat pohyblivost

$$b = \frac{\gamma}{e_0 n} \approx 43 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} = 43 \frac{\text{cm/s}}{\text{V/cm}}$$

Pro vodič o průřezu 1 mm^2 a přípustném proudu 12 A dostáváme intenzitu pole

$$E = \frac{U}{l} = \frac{IR}{l} = \frac{I}{\gamma S} = 0,21 \text{ V/m}$$

a konečně driftovou rychlost

$$v_{dr} = bE = 0,09 \text{ cm/s}$$

Je zřejmé, že *driftová rychlost*, jak zde nazýváme *rychlost proudu*, je mnohem menší než rychlost tepelného pohybu. Dále je vidět, že vysoká rychlost elektrického zprostředkování informace, která se přibližuje rychlosti světla ($300\,000 \text{ km/s}$), se nezakládá na posuvu elektronů ve vodiči, ale na rychlosti šíření elektrického pole ve vodiči.

V určitých případech, kde je možný spád hustoty náboje, může vzniknout proud (tj. uspořádaný pohyb nosičů náboje) tím, že částice mají snahu vyrovnat tento spád *dílními* prostřednictvím své tepelné energie (tepelného pohybu).

Je-li n střední hustota částic, lze spád hustoty vyjádřit n/x nebo lépe dn/dx (obr. 2.5).

Vyděleme-li z rovnice (2.8) a uspořádáme-li jinak její jednotlivé členy, dostaneme

$$I = Se_0 n v = Se_0 n b E = Se_0 n b \frac{U}{x} = Se_0 b U \frac{n}{x}$$

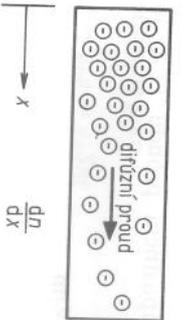
Vyjádříme-li n/x jako diferenciál, není-li připojeno žádné napětí U , a přiřadíme-li tepelnému pohybu napětí $U = U_\theta$, můžeme udat *dílní proud* takto

$$I = Se_0 b U_\theta \frac{dn}{dx} \quad (2.14)$$

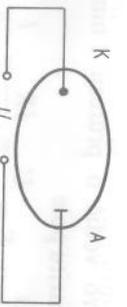
Dále podle Nernsta, Townsenda a Einsteina považujeme $bU_\theta = D$ za tzv. *dílní konstantu*. Pak můžeme psát

$$I = Se_0 D \frac{dn}{dx} \quad (2.15)$$

Pro porovnání prodiskutujeme možnost průchodu elektrického proudu ve vakuu. Jestliže např. ve vakuové elektronce (obr. 2.6) začnou vystupovat vlivem emise elektrony z elektrody K (katody), mohou být tyto elektrony urychleny kladným napětím U přiloženým na anodu A.



Obr. 2.5. Spád hustoty nosičů náboje v polovodiči



Obr. 2.6. Princip vakuové elektronky

Protože podle rovnice (2.4) platí

$$\frac{1}{2}mv^2 = e_0 U$$

je rychlost v elektronů při vstupu na anodu

$$v = \sqrt{2 \frac{e_0}{m} U}$$

$$\text{tj. pro } e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ A} \cdot \text{s} \quad \text{a} \quad m = 9,1 \cdot 10^{-35} \text{ V} \cdot \text{A} \cdot \text{s}^3/\text{cm}^2 \quad (2.16)$$

$$v \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U} \quad (\text{cm/s; V}) \quad (2.17)$$

Vidíme, že zde oproti proudovému mechanismu v pevných látkách (viz příklad s $v \approx 0,09 \text{ cm/s}$) může být při nižších napětích dosaženo vysokých rychlostí nosičů náboje: např. pro $U = 1 \text{ V}$

$$v = 60 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$$

Uvedený výklad objasňuje důležitou skutečnost, proč pevné prvky, jako polovodiče, nedosahují mezních frekvencí vakuových elektronek.¹⁾ Protože polovodičová technika až na několik výjimek vytlačila vakuové elektronky, nebudeme se jimi dále v souvislosti s obecnou elektronikou podrobně zabývat.

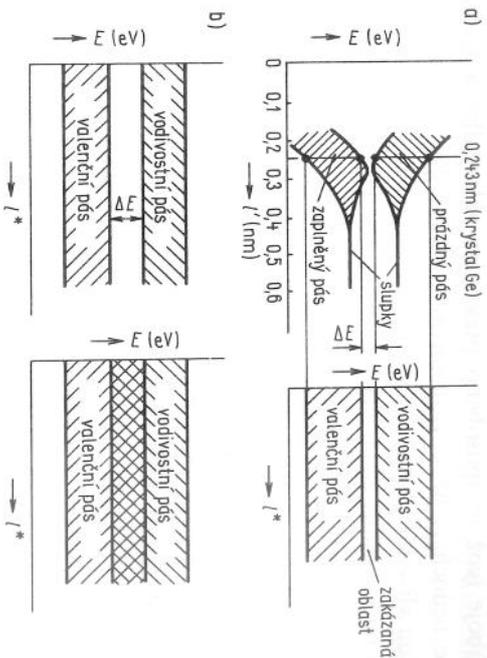
2.1.3. Pojmy vodič, polovodič a izolant

Jak již bylo dříve ukázáno, přispívají volné nosiče náboje k vodivosti (konduktivitě). Energetickou oblast elektronů, ve které se mohou volně pohybovat, proto nazýváme vodivostní pás. Bude-li mezi valenčním

¹⁾ Poznámka překladatele:

V současné době jsou známy polovodičové součástky (GaAs MOSFET), které zesilují na frekvenci 20 GHz se šumovým číslem (3 až 4) dB. Kromě oblastí vysokofrekvenčních výkonových zesilovačů lze konstatovat, že polovodičové součástky nahradily vakuové elektronky.

a vodivostním pásem energetický odstup (obr. 2.7), bude vzhledem k předpokládanému vlivu teploty přibližně poměrně málo volných nosičů náboje. Podle velikosti energetického odstupu ΔE , nazývaného také zakázaná zóna, hovoříme o *polovodičích* ($\Delta E \approx 1 \text{ eV}$) nebo *izolantech* ($\Delta E \gg 1 \text{ eV}$).



Obr. 2.7. Energetické oblasti valenčních a vodivostních pásů

a) vznik energetických oblastí u germania, b) energetické oblasti pro izolant, polovodič (vlevo) a vodič (vpravo)

E – energetická vzdálenost od jádra (eV), ΔE – zakázaná oblast – izolantiční napětí (eV), l^* – lineární rozměr uvnitř prvku

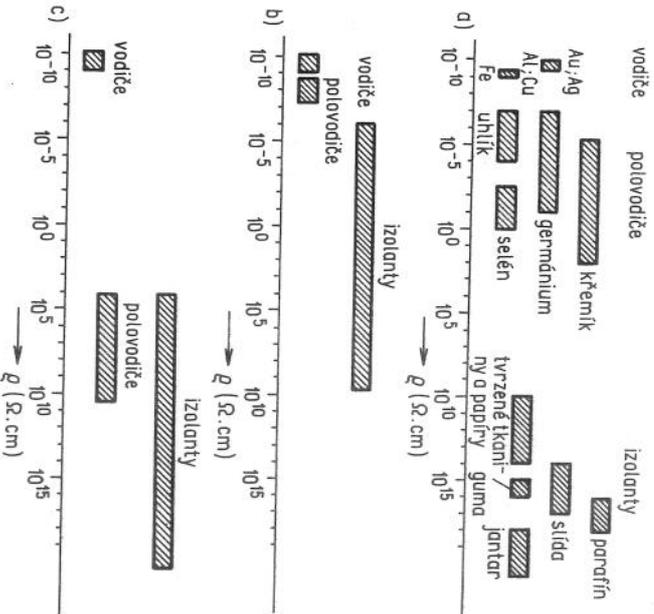
Látky, u kterých vodivostní pás začíná na rozhraní valenčního pásu nebo ve valenčním pásu, obsahují v přirozeném stavu velký počet volných nosičů náboje (u mědi např. přibližně 10^{23} cm^{-3}) a nazýváme je *vodiče*.

Tyto skutečnosti (obr. 2.7) umožní nyní jednoznačně objasnit teplotní závislosti vodičů, polovodičů a izolantů.

Vodič obsahuje množství volných nosičů náboje a vodivostní pás se např. překrývá s valenčním pásem. Zvýší-li se teplota, narážejí do sebe nosiče náboje stále častěji, zmenšuje se pohyblivost b , tj. zvětšuje se elektrický odpor.

Naproti tomu polovodiče a izolanty obsahují jen poměrně málo volných nosičů náboje. Zvětšuje-li se teplota, dostává se stále více nosičů náboje z valenčního do vodivostního pásu, počet volných nosičů náboje n roste a elektrický odpor klesá.

Podobně se také vysvětluje, že mnoho vodičů nemá v blízkosti absolutní teplotní nuly elektrický odpor, protože elektrony jsou stále volnými nosiči náboje (což je způsobeno překrytím valenčního a vodivostního pásu), ale nedochází již k vzájemným srážkám. Naproti tomu u polovodičů jsou vlivem nedostatku energie pro uvolnění elektronů v blízkosti absolutní nuly všechny elektrony vázány s atomovým jádrem a polovodiče se mění v izolanty.



Obr. 2.8. Rezistivita různých látek při teplotě
a) 0°C , b) 300°C , c) -50°C

Součástky vyvinuté pro měření teplot nazýváme termistory. Na obrázku 2.8 jsou znázorněny rezistivity určitých materiálů při různé teplotě.

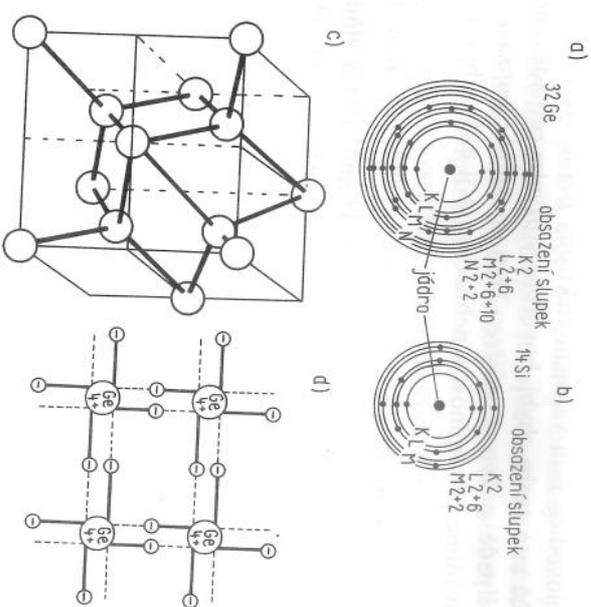
Protože u polovodičů jsou valenční elektrony pevně svázaný s atomy, zatímco u vodičů tato vazba chybí, hovoříme v prvním případě o *atomové* a v druhém případě o *kovové mřížce*. Třetí možnost, *iontovou mřížku* (např. NaCl), uvádíme pro úplnost a nebudeme se jí dále zabývat.

2.14. Elektrony a díry

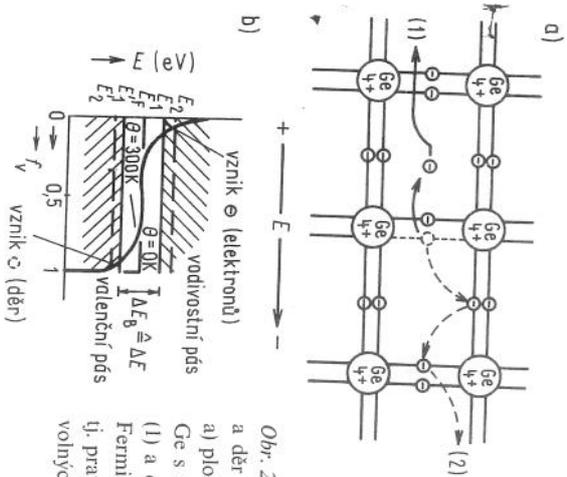
Protože polovodiče germanium (Ge), křemík (Si) a sloučenina galliumarzenid (GaAs) jsou pro diodovou a tranzistorovou techniku průmyslově nejzajímavější materiály, objasníme jejich vlastnosti na následujícím příkladě.

Tabulka 2.1. Důležité prvky polovodičové techniky
(část periodické soustavy prvků)

Skupina	III	IV	V	Elektronové sloupky
Atomové číslo	5	6	7	2
	bór B	uhlík C	dusík N	K, L
Atomové číslo	13	14	15	3
	hliník Al	křemík Si	fosfor P	K, L, M
Atomové číslo	21	22	23	4
	skandium Sc	titan Ti	vanad V	K, L, M, N
Atomové číslo	31	32	33	4
	gallium Ga	germanium Ge	arzen As	K, L, M, N
Atomové číslo	39	40	41	5
	yttrium Y	zirkonium Zr	niob Nb	K, L, M, N, O
Atomové číslo	49	50	51	5
	indium In	cin Sn	antimon Sb	K, L, M, N, O



Obr. 2.9. Modely atomu polovodičů a modely krystalu
 a) atom germania, b) atom křemíku, c) tetraedrická struktura (diamantová mřížka) krystalu germania (4 základní jednotky),
 d) dvouuzměřové znázornění vazby atomů germania



Obr. 2.10. Vznik volných elektronů a děr v čistém germaniu
 a) plošné znázornění stavby krystalu Ge s označením pohybu elektronů (1) a děr (2), b) grafické znázornění Fermiho rozdělení,
 tj. pravděpodobnosti f_e vzniku volných nosičů náboje

Tabulka 2.1 ukazuje pro tento účel nejdůležitější prvky polovodičové techniky a na obr. 2.9 je stavba atomů Ge a Si.

Na obrázku 2.9 lze rozpoznat, že Ge obsahuje 32 elektronů, z nichž jsou 4 elektrony valenční. V čistém krystalu (Ge krystaluje v diamantové mřížce) by při vazbě dvojice valenčních elektronů (obr. 2.10) nesměly existovat žádné volné nosiče náboje. Vlivem tepelné energie při teplotě Θ větší než 0 K kmitají atomy v mřížce kolem klidové polohy. Získá-li tím valenční elektron tak vysoký přírůstek energie, že překročí zakázanou zónu, tj. energeticky se nachází ve vodivostním pásu, vazba se přeruší. Elektron se stane volným nosičem náboje, dokud na jiném místě nevytvoří novou vazbu.

Tam, kde elektron opustil svou vazbu, zůstane mezera, která ve smyslu chybějícího záporného náboje představuje kladný elementární náboj. Nazýváme ji *díra*. Protože nosiče nábojů vznikají v čistém Ge vždy jako páry, je *hustota elektronů* n rovna *hustotě děr* p .

Hustota vzniklá vlivem přerušení vazeb jako důsledek tepelného pohybu, se nazývá u čistého polovodiče *intrinziční hustota* nebo *hustota vlastní vodivosti* n_i . Platí

$$n = p = n_i \quad (2.18)$$

Hustota n_i je přitom závislá na materiálu, teplotě a stavu energie E . Podle E. Fermiho lze intrinzičnou hustotu spočítat takto

$$n_i = n_0 e^{-\Delta E_B / 2k\Theta} = n_0 e^{-\Delta E / 2U\Theta} \quad (2.19)$$

kde ΔE_B je rozdíl energie mezi valenčním a vodivostním pásem (výstupní práce ve W. s),

ΔE ionizační energie (ionizační napětí v eV),
 n_0 materiálová konstanta, která je závislá na hustotě (atomy na cm^3) a ve vztahu k tab. 2.2 pro Ge a Si musí mít přibližně stejnou velikost. Při pokojové teplotě má hodnotu $n_0 = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Při pokojové teplotě ($\approx 300 \text{ K}$) má germanium (tab. 2.2) $\Delta E = 0,72 \text{ eV}$, tedy n_i nabývá hodnoty $2,4 \cdot 10^{13}$ nosičů náboje jedné polaritý na 1 cm^3 . Obrácený postup, než je vytvoření páru, tj. spojení elektronu s dírou na neutrální jednotku, se nazývá *regenerace* nebo *rekombinace*.
 Matematické vyjádření pro statistickou existenci volných elektronů

Tabulka 2.2. Důležité údaje polovodičů germania a křemíku

Atomové číslo	Valenční elektrony	Počet atomů v 1 cm ³	n_i (1/cm ³) při 300 K	Počet atomů na 1 volný elektron	Ionizační napětí ΔE (eV)
Ge	4	$4,24 \cdot 10^{22}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^9$	0,72
Si	4	$4,99 \cdot 10^{22}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^{12}$	1,1

a děr poskytuje Fermiho – Diracovo rozdělení. Udává pravděpodobnosti obsazení (výskytu) f

$$f = \frac{1}{1 + \frac{n_0}{n_1}} = \frac{1}{1 + e^{AE/2U\theta}} \quad (2.20)$$

v energetickém schématu pro povolené úrovně energie elektronů jako funkci teploty θ , popř. teplotního napětí U_θ . Nepřítomnost elektronů odpovídá přítom existenci děr.

Na obr. 2.10b je zobrazen vodivostní a valenční pás. E_F je střední energie mezi oběma pásy pro případ intrinzičké vodivosti, tj. při čistém polovodiči $n = p = n_i$ představuje Fermiho hladinu. Např. při $\theta = 0$ K je nad E_F ve vodivostním pásu pravděpodobnost výskytu elektronů $f = 0 \cong 0\%$ (neexistují zde elektrony) a pod E_F ve valenčním pásu je $f = 1 \cong 100\%$ (existují zde všechny elektrony), tj. Fermiho rozdělení je skoková funkce. Při $\theta = 300$ K je nad E_F při spodní hraně vodivostního pásu $E_1 f_1 = 0,9 \cdot 10^{-6}$ ($\cong 90 \cdot 10^{-6}\%$ elektronů), při $E_2 f_2 = 0,6 \cdot 10^{-9}$ ($\cong 60 \cdot 10^{-9}\%$ elektronů) atd., zatímco pod E_F při horní hraně valenčního pásu $E_1' f_1' = 1 - f_1$ (odpovídá nepřítomnosti $90 \cdot 10^{-6}\%$ elektronů \cong děr) při $E_2' f_2' = 1 - f_2$ (odpovídá nepřítomnosti $60 \cdot 10^{-9}\%$ elektronů \cong děr) atd. Vidíme, že pro zrcadlové uspořádání hladin energie $E_F -$ např. E_1 a E_1' , E_2 a E_2' atd. – platí vždy $n = p$. Dále můžeme konstatovat, že s rostoucí teplotou θ je skoková funkce méně dokonalá.

2.1.5. Bipolární chování proudu

Jestliže při pokojové teplotě působí na krystal Ge intenzita elektrického pole, bude se volný elektron pohybovat krystalovou mřížkou ve směru kladného potenciálu. Vzniká proud elektronů s pohyblivostí b_N .

Vlivem elektrického pole může být některá díra vyplněna sousedním valenčním elektronem, tj. bude kompenzována a objeví se díra v sousední vazbě. Proběhne-li tento postup vícekrát po sobě tím způsobem, že se jednotlivé elektrony pohybují ve směru kladného potenciálu, mění sice každý valenční elektron podléhající se na pohyb svou vazbu jen jednou, ale vypadá to, jako by se díra pohybovala ve směru záporného potenciálu (obr. 2.10). Vzniká tak proud děr s pohyblivostí b_p , většinou menší než b_N , což je zřejmé z naznačeného pohybového mechanismu. Podobný je vztah mezi difúzními konstantami ($D_p < D_N$).

Současně tedy vznikají dva druhy proudu, hovoříme proto o *bipolárním chování proudu*.

Pro konduktivitu přítom platí

$$\gamma = e_0(b_N n + b_p p) \quad (2.21)$$

Uvedené veličiny jsou udány pro germanium a křemík v tab. 2.3.

Tabulka 2.3. Pohyblivosti a difúzní konstanty germania, křemíku a mědi

	b_N (cm/s) (V/cm)	b_p (cm/s) (V/cm)	D_N (cm ² /s)	D_p (cm ² /s)
Ge	3 800	1 800	100	50
Si	1 300	500	31	13
Cu	43	–	–	–

Vidíme, že pohyblivost elektronů je v germaniu 80krát větší než v mědi. Je to způsobeno tím, že pohybové možnosti nosičů nábojů v mědi jsou vzhledem k jejich vysoké hustotě velmi omezené.

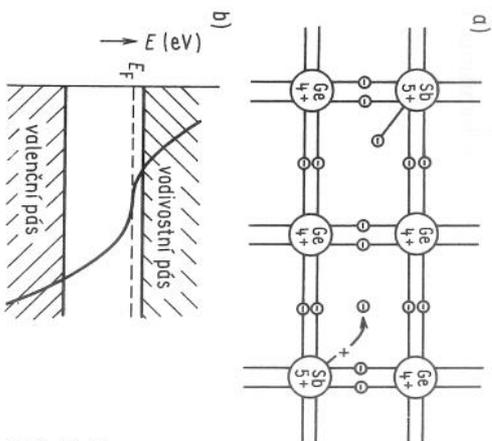
2.1.6. Dotování

Z polovodičové techniky je známo, že diody, tranzistory, tyristory atd. mohou spínat poměrně velké proudy, např. od miliampérů až do stovek ampérů. K tomu musí být polovodič vodivý, což není jeho přirozená vlastnost.

Jedna z mnoha možností, jak zvýšit jeho vodivost, spočívá v úmyslném znečištění polovodiče látkami s vyšším nebo nižším mocenstvím než u výchozího materiálu. Tento postup nazýváme *dotováním*, přičemž cizí atomy zaujmou místa původních atomů v mřížce polovodiče.

2.1.6.1. Polovodič N

Dotujeme-li např. germanium (Ge) pětimočným antimonem (Sb), mohou být vázány v mřížce čtyřmočného krystalu germania pouze čtyři valenční elektrony antimonu, takže pátý zůstává volný (obr. 2.11).



Obr. 2.11. Germanium dotované antimonem (Sb)
a) struktura krystalu,
b) Fermiho rozdělení

Aby byla zajištěna neutralita vazby ve stavbě krystalu, má cizí atom snahu přizpůsobit se dané „hostitelské“ mřížce. To je možné jedině tak, že atom Sb „odevzdá“ svůj pátý elektron s vynaložením nepatrné energie.

Skutečná výstupní práce elektronu je

u Ge 0,01 eV (čistě Ge 0,72 eV),

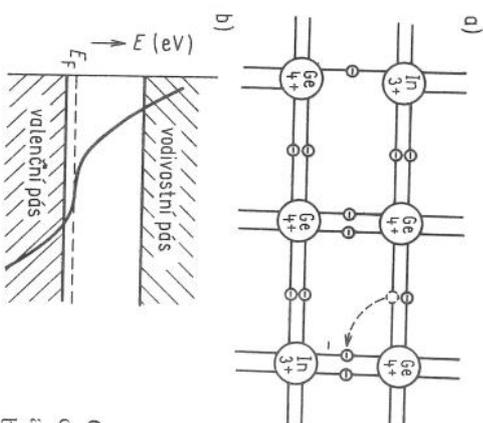
u Si 0,04 eV (čistý Si 1,1 eV).

Při pokojové teplotě budou tedy téměř všechny nevázané elektrony Sb vystupovat jako další volné elektrony. V určitých místech zůstanou kladné ionty, které jsou však nepohyblivé. Tím bude převládát charakter polovodiče N ($n > p$) a hovoříme o vodivosti N, protože vodivost je vyvolána elektrony. Cizí atomy popsanych vlastností nazýváme *donory*.

Převahu částic N lze ve Fermiho rozdělení naznačit tím, že se Fermiho hladina E_F , a tím i celé rozdělení energií posune ze střední polohy k vodivostnímu pásu.

2.1.6.2. Polovodič P

Dotujeme-li Ge např. trojmočným indiem (In), mohou vstoupit do vazby v krystalu Ge tři valenční elektrony In a v atomu Ge zůstanou jeden valenční elektron (obr. 2.12) volný. I zde se pokouší cizí atom o přizpůsobení v hostitelské mřížce. Valenční elektron, který byl použit ve vazbě mezi dvěma atomy Ge, vytváří tzv. *pseudovazbu* v mřížce Ge.



Obr. 2.12. Germanium dotované indiem (In)
a) struktura krystalu,
b) Fermiho rozdělení

K tomu dojde tím způsobem, že zmíněný valenční elektron s nepatrnou energií (u Ge $\approx 0,01$ eV a u Si $\approx 0,04$ eV) se z vazby Ge–Ge odtrhne a umístí se mezi In a Ge. Tak sice vznikají v mřížce Ge nepohyblivé záporné ionty In, ale zároveň také volně pohyblivé díry. Proto je zde hustota p větší než hustota n . Hovoříme o polovodiči P, o vodivosti P, protože vodivost zajišťují díry. Atomy způsobující vznik děr se nazývají *akceptory*.

Převahu částic P (děr) můžeme ve Fermiho rozdělení vyjádřit tím, že Fermiho hladinu E_F , a tím celé rozdělení energií posuneme ze střední polohy k valenčnímu pásu.

2.1.6.3. Zákon o působení aktivní hmoty

Obrácený proces k vytváření páru je znám jako *rekombinace* nebo *regenerace*, tj. opětné spojení elektronu s dírou, vedoucí ke vzniku neutrální částice.

Rekombinace je závislá pouze na hustotách p a n , zatímco (jak bylo již dříve diskutováno) vytváření dvojic závisí jen na teplotě. Aby se zachovala termodynamická rovnováha v krystalu, musí být počet re-kombinací $R = f(n, p)$ roven počtu nových páru $G = f(\Theta)$.

$$R(n, p) = G(\Theta) \quad (2.22)$$

Fermiho rozdělení potvrzuje podle obr. 2.10b vztah, který již známe pro nedotovaný krystal

$$n = p = n_i$$

Podle obr. 2.11b a 2.12b je však zároveň zřejmé, že při zvětšení počtu jednoho typu nosičů se musí zmenšit množství nosičů druhého typu. Příslušný zákon dostaneme, vynásobíme-li n a p

$$np = n_i^2 = f(\Theta) \quad (2.23)$$

To je *zákon o působení aktivní hmoty* – vzhledem ke vztahu $f(\Theta) = n_i^2$ neobsahuje závislost na změně koncentrace. Bude-li proto dotováním zvětšena hustota určitého nosiče oproti n_i , pak se v důsledku toho musí hustota zbyvajících nosiče zmenšit.

Nosiče existující ve větším počtu nazýváme *majoritní (většinové) nosiče*. Nosiče, které jsou v menšině, nazýváme *minoritní (menšinové) nosiče*.

Nejčistší nedotovaný krystal, který lze získat chemickými a fyzikálními postupy, má obvykle stupeň znečištění 10^{-8} až 10^{-10} , tj. na jeden „znečišťující“ atom připadá 10^8 až 10^{10} atomů polovodiče.

Při normálním dotování se vyskytují koncentrace od 10^{-5} do 10^{-7} poruch krystalové mřížky na atom polovodiče, tj. přibližně na 10^{23} atomů polovodiče (Ge, popř. Si) v 1 cm^3 je asi 10^{16} až 10^{18} poruch/cm³.

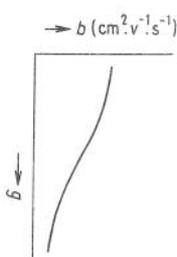
Typické látky pro dotování (tab. 2.1) jsou:

dotování N	antimon (Sb)
	fosfor (P)
	arzen (As)
dotování P	indium (In)
	gallium (Ga)
	hlínek (Al)

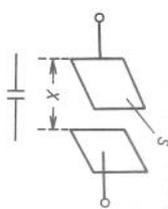
Pro konduktivitu polovodiče obecně platí (ať je dotován, nebo nikoli) podle rovnice 2.21

$$\gamma = e_0(b_n n + b_p p)$$

Je-li například dotován tím způsobem, že $n = g n_i$ (g = stupeň dotování), pak podle zákona o působení aktivní hmoty musí být $p = n_i/g$.



Obr. 2.13. Závislost pohyblivosti b na stupni dotování



Obr. 2.14. Uspořádání desek kondenzátoru a schematická značka

Závislost pohyblivosti na dotování je znázorněna na obr. 2.13. Vidíme, že s růstem stupně dotování, tj. s přibývajícím hustotou nosičů náboje, se zmenšuje pohyblivost; je to způsobeno větší pravděpodobností vzájemných srážek nosičů náboje.

2.2. PERMITIVITA ϵ

Jestliže na vzájemně izolovaných deskách, koulích nebo válcích zvětšujeme elektrické napětí U , ukáže se, že množství nábojů Q přenesených napětím U se zvětšuje úměrně s tímto napětím.

To znamená, že podle polaritý napětí budou náboje z jedné elektrody odvedeny a přivedeny na druhou elektrodu. Proto lze psát

$$Q = CU \quad (2.24)$$

Součinitel úměrnosti C se nazývá *kapacita* a udává schopnost kondenzátoru pojmout elektrický náboj při daném napětí. Kapacita kondenzátoru závisí na vlastnostech materiálu a na geometrických rozměrech.

Na obrázku 2.14 je uspořádání desek; jejich kapacita je tím větší, čím větší je plocha desek S a čím menší je vzdálenost mezi deskami x .

Na základě uvedeného lze psát

$$C = \text{konst.} \frac{S}{x} = \frac{Q}{U} \quad (2.25)$$

Jednotkou kapacity C je F (farad) $= A \cdot s/V$.

Zatímco elektrické pole se uzemněnou kovovou deskou odstíní, izolantem prochází. Izolační látka nazýváme dielektrika. Konstanta ve vztahu (2.25) se nazývá *permittivita*. Pro případ, že mezi deskami je vakuum, má hodnotu $8,859 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ a nazýváme ji *permittivita vakua* ϵ_0 . *Relativní (poměrnou) permittivitu látky* ϵ_r definujeme jako poměr skutečné kapacity ke kapacitě rovnocenného kondenzátoru s vakuovým dielektrikem

$$\epsilon_r = \frac{C_{\text{skut}}}{C_{\text{vak}}} \quad (2.26)$$

V tabulce 2.4 jsou udány některé hodnoty ϵ_r pro různé materiály.

Tabulka 2.4. Relativní permittivita různých látek

Dielektrikum	Vakuum	Vzduch	Tvrzený papír	Oxid hlinitý	Rutil (TiO ₂)	Voda
ϵ_r	1,000 000	1,000 55	4	8,5	110	80

Permittivitu ϵ dostaneme jako

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (2.27)$$

a kapacitu deskového kondenzátoru jako

$$C = \epsilon \frac{S}{x} \quad (2.28)$$

Z uvedeného vyplývá, že např. při použití oxidu hlinitu jako dielektrika dosáhneme při stejném napětí 8,5krát většího množství naakumulovaného náboje než u dielektrika z vakua. Tento jev lze popsat polarizací dielektrickým posuvem a orientační polarizací.

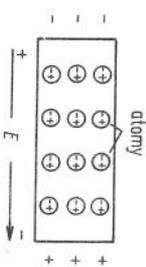
Nosiče elektrického náboje, z kterých jsou vytvořeny atomy (jádra a elektrony), nejsou vzájemně pevně vázány. Mohou být vlivem elektrického pole, které působí na kladná jádra a záporné elektrony, v dielektriku tak posunuty, že těžší záporných a kladných nábojů se přestanou shodovat.

Atom má pak charakter dipólu. Vzniklý elektrický moment je přímo úměrný intenzitě pole

$$P = \alpha E \quad (2.29)$$

kde α je charakteristická konstanta atomu, která vyjadřuje jeho schopnost být polarizován.

Představíme-li si, že atomy v dielektriku vytvářejí řetězce (obr. 2.15), musí se náboje při stejné polarizaci v řetězci kompenzovat. Na koncích řetězce, tj. na povších dielektrika, se objeví plošné náboje, a to ve směru pole záporný náboj, na opačné straně kladný. Velikost náboje závisí na schopnosti posunutí nábojů v atomech a na jejich počtu v jednotce objemu, tj. na použití materiálu. Tento jev nazýváme *polarizace dielektrickým posuvem* neboli *atomová polarizace*.



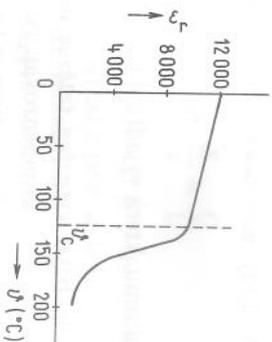
Obr. 2.15. Polarizace atomu jako přičina volného povrchového náboje

U některých látek se kromě atomové polarizace, která je vlastní všem materiálům v elektrickém poli, projevuje *orientační polarizace*. Obsahují totiž (na základě své struktury tvořené nabitými atomy) pevné dipóly, a v důsledku toho mají v prostoru bez elektrického pole elektrický moment. Vzhledem k tepelnému pohybu je každý směr momentu stejně pravděpodobný, takže větší počet dipólů dává nulový výsledný moment, protože se všechny vzájemně kompenzují. Elektrické pole pak natáhne dipóly do směru elektrického pole, a to tím více, čím silnější je pole a nižší teplota. Zvyšující se teplota ruší nastavení dipólů ve směru pole, ϵ se s rostoucí teplotou zmenšuje.

Existují látky, např. ferroelektrické keramické materiály, které při teplotě nižší než Curieova teplota mají *spontánní polarizaci*. Předpokladem k tomu je, že náboje atomů těchto látek se mohou snadno přemisťovat. Obrázek 2.16 ukazuje teplotní závislost permittivity pro baryumtitanátový keramický materiál. Nad Curieovou teplotou θ_c odpovídá průběh křivky hyperbole, což plyne z Curieova – Weissova zákona

$$\epsilon = \frac{K}{\theta - \theta_c} \quad (2.30)$$

kde K je materiálová konstanta.



Obr. 2.16. Permittivita baryum-titanového keramického materiálu jako funkce teploty

Ve vlastní ferroelektrické oblasti, tj. pro $\theta < \theta_c$, tento vztah neplatí, permittivita ϵ v důsledku spontánní polarizace silně roste a je ještě závislá na intenzitě elektrického pole E . Toto chování má velký význam pro vysvětlení termoelektrického jevu. Uvedme na tomto místě, že při Curieově teplotě se také feromagnetický materiál mění na paramagnetický.

Jestliže krystal, který má tzv. polární osu, deformujeme, bude rovněž polarizován. V jeho struktuře budou – v důsledku jeho mechanického napětí, např. tlaku – vytvořeny dipólové momenty, popřípadě budou změněny, což vede k tomu, že na rozhraních, tj. na plochách krystalu, musí vzniknout náboje. Tento jev se nazývá *piezoelektrický jev* a vykazuje ho zvláště silně turmalin, křemen, Seignettova sůl atd. Možný je také obrácený jev, tzv. *elektrostrikční jev*.

2.3. PERMEABILITA μ

Indukční cívka je cívka vytvořená vodičem ve tvaru spirály nebo šroubovice, přičemž se rozlišuje mezi cívkami bez jádra, tzv. vzduchovými cívkami, a cívkami s jádrem z feromagnetického materiálu. Cívký v principu představují magnetické akumulátory. Při průchodu proudu vodičem vzniká magnetické pole, pro jehož polaritu platí „pravidlo pravé ruky“. Např. na obr. 2.17 pro zobrazenou kruhovou cívku uvažujeme proud i , střední délku jádra l , průřez jádra S a počet závitů N . Platí následující vztahy a veličiny:

$$H = \frac{iN}{l} \quad (\text{A/m}) \quad (2.31)$$

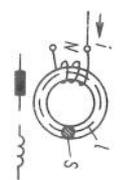
magnetické napětí

$$U_m = NI \quad (\text{A}) \quad (2.32)$$

magnetická indukce

$$B = \mu H \quad (\text{V} \cdot \text{s/m}^2 = \text{T}) \quad (\text{tesla}) \quad (2.33)$$

magnetický tok

$$\Phi = BS \quad (\text{V} \cdot \text{s} = \text{Wb}) \quad (\text{weber}) \quad (2.34)$$


Obr. 2.17. Kruhová cívka a schematické značky indukční cívky

Přičemž

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (2.35)$$

je *permeabilita*. Uvádá materiálovou závislost magnetické indukce B . *Relativní (poměrná) permeabilita* μ_r je rovna jedné pro vakuum, popř. přibližně jedné pro vzduch. *Permeabilita vakuu* μ_0 je konstanta o hodnotě $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Podle velikosti μ_r rozdělujeme látky na

- $\mu_r \lesssim 1$ diamagnetické
- $\mu_r \gtrsim 1$ paramagnetické
- $\mu_r \gg 1$ feromagnetické

Relativní permeabilitu lze pak definovat

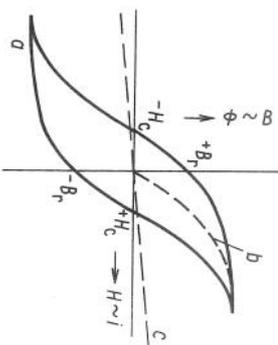
$$\mu_r = \frac{B_{(\text{cívky s jádrem})}}{B_{(\text{vzduchové cívky})}} \quad (2.36)$$

Veličina μ popisuje schopnost *magnetické polarizace* materiálu. Uvádá, do jaké míry mají elementární magnety (tj. elementární proudy existující vlivem pohybu elektronů v každém materiálu) schopnost uspořádat se po přiložení magnetického pole, tedy schopnost polarizaci vytvořit svůj vlastní magnetický moment. Je to tedy jev analogický k elektrické polarizaci charakterizované veličinou ϵ .

Permeabilita μ je pro mnoho materiálů, jako např. vzduch, konstantní. Pro feromagnetické materiály tomu tak není; jak je např. vidět na *hysterezní křivce* znázorněné na obr. 2.18, μ je při malých hodnotách H

nejprve velké, pak se stále zmenšuje a při úplné polarizaci materiálu působí proti μ_0 . Mluvíme pak o stavu nasycení.

Dosáhne-li budící proud znovu nuly, zůstává obvykle živem struktury materiálu remanentní magnetická indukce B_r , která může být kompenzována buzením opačného směru. Buzení, které zruší remanentní magnetickou indukci, nazýváme koerzitivní intenzita magnetického pole H_c .



Obr. 2.18. Magnetizace
charakteristika
a – hysterezní křivka
feromagnetického materiálu,
b – křivka prvotní magnetizace,
c – charakteristika vzduchové cívky

Materiály s úzkou hysterezní křivkou jsou výhodné při realizaci transformátorů, vř. cívky a přenosových členů díky nízkým přemagnetizačním ztrátám. Dále jsou požadovány pro feritová jádra při výrobě feritových pamětí (magneticky měkké materiály). Materiály se širokou hysterezní křivkou, tj. s velkou koerzitivní intenzitou H_c a remanentní magnetickou indukcí B_r , jsou výhodné při výrobě trvalých magnetů apod. (magneticky tvrdé materiály).

Vložíme-li feromagnetické tělesko do homogenního magnetického pole, srovnají se Weissovy domény (tj. větší oblasti elementárních magnetů) tak, že dojde k deformacím mřížky, což je příčinou vnitřního mechanického napětí. Toto napětí způsobí rozměrové a objemové změny, např. u železa prodloužení a u niklu zkrácení. Tento jev se nazývá *magnetostrikce*. Obrácený jev nazýváme *magnetoelasticitá*, tj. mechanické napětí vynutí změny schopnosti magnetizace, tj. změnu permeability.

To, že permeabilita závisí také na teplotě, je pochopitelné na základě toho, co jsme právě uvedli, protože se stoupající teplotou se zvyšují tepelný pohyb elementárních magnetů. μ bude tedy obecně klesat s rostoucí teplotou podobně jako permitivita ϵ . Také zde nastává při určité teplotě skoková změna μ a, jak bylo uvedeno, feromagnetismus přechází při Curieově bodě v paramagnetismus, tj. μ se zmenší výrazně pod hodnotu 1.

Sledujme dále uspořádání cívky, která má ve svém jádře vzduchovou mezeru. Matematicky lze odvodit, že mezi oběma póly působí síla

$$F = \frac{1}{S} \frac{\Phi^2}{2\mu} \quad (2.37)$$

Vzniká tedy síla, která je úměrná druhé mocnině magnetického toku. Toto je základem pro elektromagnetické pohony, magnety, relé, ochrany atd.

Pozorování *Faradaye*, že změna magnetického toku vyvolá ve vodiči elektromotorické napětí u_e , které je tím větší, čím rychleji se magnetické pole mění a čím více je použito závitů (N), je shrnuto do indukčního zákona

$$u_e = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.38)$$

Znaménko minus přitom znamená, že elektromotorické napětí působí proti změně $d\Phi/dt$, která je vyvolala.

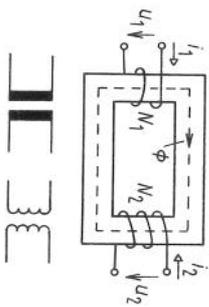
Dosadíme-li dříve popsané veličiny, dostáváme

$$u_e = -N^2 \mu \frac{S}{l} \frac{di}{dt} = -L \frac{di}{dt} = -u_L \quad (2.39)$$

u_L nazýváme *indukované (svorkové) napětí* a

$$L = N^2 \mu \frac{S}{l} \quad (2.40)$$

je *indukčnost*. Její jednotka je H (henry) = V. s/A.



Obr. 2.19. Model elektrického měniče (princip uspořádání transformátoru a jeho schematické značky)

Porovnáme-li vzájemně oba vztahy indukčního zákona, dostaneme vztah

$$N\Phi = Li \quad (2.41)$$

Spojíme-li dvě cívky (obr. 2.19) na společném jádru, dostaneme principální uspořádání *transformátoru*. Předpokládáme, že vinní je beze-

ztrátové a neexistuje rozptylový tok. Sřídavý proud i_1 na vstupní straně vytváří pak na základě indukčního zákona vstupní napětí $u_1 = L_1 di_1/dt$ a podle rovnice (2.41) $L_1 i_1 = N_1 \Phi$ magnetický tok $\Phi = (L_1/N_1) i_1$. Změny toku vyvolají na výstupní straně napětí $u_2 = N_2 d\Phi/dt$ a při zatížení proud i_2 . S využitím vztahů

$$u_1 = N_1 d\Phi/dt \quad u_2 = N_2 d\Phi/dt$$

a vztahu P_1 (vstupní výkon – příkon) $\approx P_2$ (výstupní výkon), tj.

$$P_1 = u_1 i_1 = P_2 = u_2 i_2$$

lze odvodit převod transformátoru

$$P = \frac{N_1}{N_2} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{i_2}{i_1} \quad (2.42)$$

Transformátor můžeme tedy nazývat napětový, popř. proudový měnič.

2.4. HALLŮV JEV

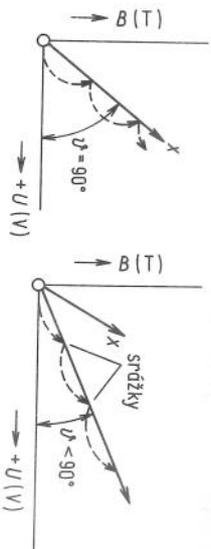
Hallův jev se nazývá jev, který objevil v roce 1879 Edwin H. Hall. Ve vodivé desičce, kterou prochází proud a na kterou kolmo působí magnetické pole orientované kolmo ke směru proudu, dochází k odchylení pohybujících se nosičů náboje z jejich obvyklých proudových drah.

Na obrázku 2.20 je ukázáno, jak se pohybuje záporný nosič náboje v elektrickém poli, jestliže kolmo k němu existuje magnetické pole B . Z hlediska směru pohybu vzniká kolem elektronu levootočivé magnetické pole, které je vpravo od elektronu orientováno stejně jako pole B a nalevo směřuje v protisměru. Vpravo proto vznikají odpudivé síly a vlevo síly přitahlivé, tj. elektron se vychyluje doleva. Kdyby se ve stejném směru pole pohyboval kladný nosič náboje, vzniklo by pravotočivé pole a nosič náboje by se musel vychýlit doprava.

Zabýváme se nyní bipolárním proudem, tak jak ho známe z polovodičové techniky. Diry se pohybují v opačném směru než elektrony, takže oba nosiče náboje se budou vychylovat na stejnou stranu. Výchylka přirozeně závisí na překážkách v krystalu, a musí tedy být úměrná pohyblivosti b . Na obr. 2.20 je tato skutečnost ukázána na elektronu při jeho pohybu ve vakuu a v pevné látce.

Úhel vychýlení θ , který přitom vzniká, se nazývá *Hallův úhel*; největší hodnoty nabývá pro vakuu vzhledem k chybějícím vzájemným srážkám, tj. při velkém magnetickém poli dosáhne 90° . Vypočítá se ze vztahu

$$\operatorname{tg} \theta = bB \quad (2.43)$$



Obr. 2.20. Mechanismus pohybu elektronu v elektrickém poli napřič magnetickým polem; vlevo: ve vakuu; vpravo: v pevné látce

Hallův úhel bude proto u bipolárních proudů velmi rozdílný pro jednotlivé druhy nosičů náboje vzhledem k rozdílnosti pohyblivosti mezi elektrony a děrami. Na tom je také založen *Hallův jev u polovodičů*, tj. vznik elektrického pole kolmého na směr proudu, podmíněný rozdílem nosičů náboje různé polaritý.

Tabulka 2.5 ukazuje některé zajímavé hodnoty. Vidíme, že Hallův jev lze využít zvláště u intermetalických sloučenin, jako je indiumarsenid a indiumantimonid, tj. sloučenin prvků III. a V. sloupce periodické soustavy.

Tabulka 2.5. Hallův úhel různých materiálů pro elektrony a diry při magnetické indukci 1 T

	$b_n \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \right)$	$b_p \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \right)$	$\theta_n (^\circ)$	$\theta_p (^\circ)$
kov	1 ... 100	—	0,5	—
Ge	3 800	1 800	20,8	10,2
InAs	23 000	200	67,4	1
InSb	65 000	700	81,0	4
vakuu	—	—	90	—
		velmi velká		
		pohyblivost		

2.5. PŘECHOD PN

Co se děje v krystalu polovodiče, který je podle obr. 2.21 dotován na jedné straně P a na druhé N, tj. jestliže vznikne přechod PN?

2.5.1. Závěrná (bariérová) vrstva

Je-li např. krystal Ge, jak bylo naznačeno, dotován PN, stýkají se na přechodu dvě oblasti, ve kterých se hustoty nosičů náboje N a P liší podle stupně dotování o několik mocnin 10. Volné nosiče nábojů mají snahu vyrovnat tyto rozdíly difúzí, čímž se dostávají majoritní nosiče z obou stran do hraniční oblasti a tam z větší části rekombinují s volnými nosiči nábojů opačného polarit na neutrální částice. Protože však dále existují zbytky atomů (ionty) se svými kladnými a zápornými náboji, jsou rušeny podmínky neutrality v materiálu. Uvnitř struktury tím na obou stranách rozhraní vznikají oblasti prostorových nábojů ochuzené o volné nosiče nábojů. Prostorový náboj s hustotou ϱ má přirozeně za následek intenzitu pole $d\varphi/dx$ a ta zase způsobuje vznik potenciálu φ s rozdílem Φ . Protože napětí Φ působí svou polaritou proti toku majoritních nosičů, bude toto napětí vlivem difúze nuceno tak dlouho stoupat, dokud celkový proud v mezní vrstvě nedosáhne nuly, tj. dokud nenastane rovnováha. Nazýváme je *difúzní napětí* Φ .

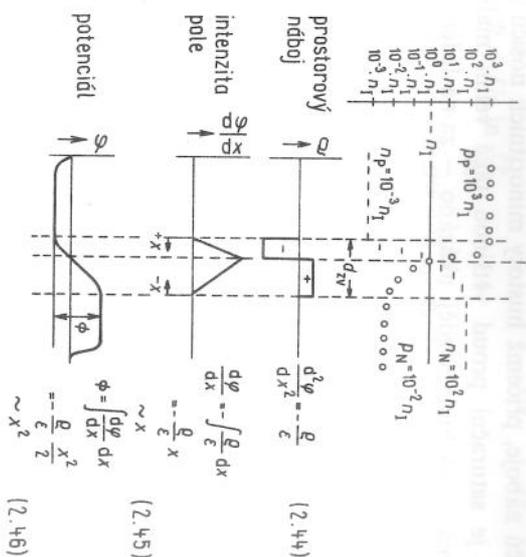
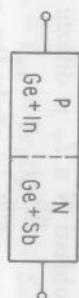
Je-li znám průběh prostorové hustoty náboje ϱ , lze (obr. 2.21) pomocí Poissonovy rovnice (2.44)

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon}$$

určit intenzitu pole z průběhu potenciálu (ϱ bylo zvoleno idealizované jako konstantní v oblasti prostorového náboje). To, že oblast P byla dotována více než oblast N, je opodstatněno vztahem $n_N > b_p$. To má za následek, že oblast prostorového náboje zasáhne do oblasti N (z důvodu menší hustoty n) hlouběji než do oblasti P, což způsobí větší nárůst potenciálu v oblasti N podle úměrnosti $\varphi \sim x^2$.

Dříve zmíněný bezprůdový rovnovážný stav je charakterizován následující výměnou nosičů náboje mezi oběma oblastmi:

a) Z velkého množství majoritních nosičů existujících na každé straně krystalu může určitý počet v důsledku své energie překonat difúzní napětí Φ ,



Obr. 2.21. Germanium dotované PN. Průběh rozdělení hustoty nosičů, prostorového náboje, intenzity pole a potenciálu

a tím difundovat na druhou stranu. Vzniká tím určitý *tok majoritních nosičů* $i_F = i_{F0} = i_{FN} + i_{FP}$ (i_{F0} — celkový proud při vnějším napětí $U = 0$; i_{FN} — proud elektronů; i_{FP} — proud děr).

b) Z malého počtu existujících minoritních nosičů bude každý nosič, který dosáhl vlivem svého vlastního pohybu oblasti prostorového náboje, vtažen urychlující intenzitou pole do opačné oblasti. Počet těchto minoritních nosičů je přitom nezávislý na velikosti intenzity pole v oblasti prostorového náboje a sám je funkcí materiálu a teploty. *Tok minoritních nosičů* k opačné elektrodě je *nasyčený (saturační) zbytkový proud* $i_{sat} = i_{satN} + i_{satP}$ (i_{satN} — proud minoritních elektronů, i_{satP} — proud minoritních děr).

Odvození podle W. Schockleye uvádí k tomu rovnici

$$i_{sat} = S\epsilon_0 \left(D_p + \frac{P_N}{L_N} + D_n \frac{n_p}{L_p} \right) \quad (2.47)$$

kde L_N je difúzní délka děr v oblasti N a L_p je difúzní délka elektronů v oblasti P.

Protože nasycený (saturační) proud závisí především na počtu existujících volných nosičů náboje, přičemž hustoty minoritních nosičů p_N a n_p jsou velmi malé, je saturační proud většínou také velmi malý. Jeho teplotní závislost má – jak bude později ukázáno – za následek citlivost na záření (např. světlo apod.).

Protože v uvedeném případě „chodu naprázdno“ není možný trvalý průchod proudů, musí se mezi oběma oblastmi krystalů vytvořit rozdíly potenciálů Φ tak, aby toky nosičů náboje orientované proti sobě byly stejně velké, tj.

$$i_F = i_{F0} = i_{sat}$$

přičemž odděleně musí platit

$$i_{FP} = i_{satP} \quad i_{FN} = i_{satN}$$

Pro celkový proud, orientovaný ve směru od P k N, platí

$$I_{celk} = i_F - i_{sat} = 0 \quad (2.48)$$

Uvedený vztah platí samozřejmě také pro případ zkratu.

Rovnováha napětí se vynutí vlivem kontaktních potenciálů (čl. 2.6) na přechodu krystal – vodič.

Z případu „chodu naprázdno“ lze nyní vypočítat difúzní napětí Φ , protože proud elektronů i proud děr procházející závěrnou vrstvou musí být nulové.

Pro proud elektronů platí

$$I_N = i_{FN} - i_{satN} = Se_0 D_N \frac{dn}{dx} - Se_0 n b_N E = 0 \quad (2.49)$$

$$\frac{dn}{n} = \frac{b_N}{D_N} E dx = \frac{1}{U_\theta} \int E dx$$

$$\int \frac{dn}{n} = \int U_\theta E dx = \frac{1}{U_\theta} \int E dx = \frac{\Phi}{U_\theta}$$

$$\Phi = U_\theta \int_{n_p}^{n_N} \frac{dn}{n} = U_\theta \ln n \Big|_{n_p}^{n_N} = U_\theta (\ln n_N - \ln n_p) \quad (2.50)$$

$$\Phi = U_\theta \ln \frac{n_N}{n_p}$$

a pro proud děr

$$I_p = i_{FP} - i_{satP} = Se_0 D_p \frac{dp}{dx} - Se_0 p b_p E = 0 \quad (2.51)$$

tj.

$$\Phi = U_\theta \ln \frac{p_p}{p_N} \quad (2.52)$$

Z uvedeného lze vyjádřit difúzní napětí

$$\Phi = U_\theta \ln \frac{n_N}{n_p} = U_\theta \ln \frac{p_p}{p_N} \quad (2.53)$$

Difúzní napětí je závislé na změně hustoty (stupně dotování) a na teplotním napětí, tj. na teplotě. Při změně hustoty o řád a pokojové teplotě dostaneme $\Phi = 0,06$ V. Pro uvedený příklad dotování bude $\Phi = 5 \cdot 0,06 = 0,3$ V.

Bude-li na krystal dotovaný PN přiloženo vnější napětí tak, že bude podporovat difúzní napětí Φ , tj. + na N a – na P, musí se počet majoritních nosičů, které mohou působením své vlastní energie překonat zvýšenou potenciálovou bariéru, zmenšit, tím se zmenší i tok majoritních nosičů, zatímco saturační proud zůstává konstantní, a platí tedy

$$I_{celk} = i_F - i_{sat} < 0$$

Přechod PN tedy uzavírá tok majoritních nosičů; proto oblast přechodu PN nazýváme *závěrná vrstva* a velmi malý saturační proud, který ještě prochází, nazýváme *závěrný proud*.

Přiložíme-li vnější napětí + na P a – na N tak, že svou polaritou působí proti difúznímu napětí, mizí tím částečně překážky pro difúzi majoritních nosičů. Při difúzi, jak bylo popsáno, se díry pohybují k zápornému a elektrony ke kladnému napětíovému pólu. Tím se zvyšuje tok majoritních nosičů, zatímco tok minoritních nosičů zůstává opět konstantní, tedy

$$I_{celk} = i_F - i_{sat} > 0$$

Vlivem velkých rozdílů hustot majoritních a minoritních nosičů bude tok majoritních nosičů mnohem větší než saturační proud. Krystal bude tedy „poháněn“ ve směru toku majoritních nosičů (v *přímém směru*), přičemž proud i_F bude silně závislý na přiloženém napětí.

Vzhledem k tomu, že popisovaný řídicí jev (především jeho závěrné vlastnosti) je závislý jen na oblasti prostorového náboje, tj. na oblasti, kde se objevuje difúzní napětí, nazývá se tato oblast *závěrná vrstva*. Její

velikost, tj. šířka závěrné vrstvy d_{zv} , je řádově mikrometry. Protože řešení Poissonovy rovnice $\varphi \sim x^2$ (2.46) dává vyjádření

$$x \sim \sqrt{\varphi} \quad (2.54)$$

kde x je úměrné šířce závěrné vrstvy d_{zv} a φ je úměrné přiloženému závěrnému napětí U_r , lze pak odvodit zákon

$$d_{zv} \sim \sqrt{U_r} \quad (2.55)$$

tj. šířka závěrné vrstvy se mění s přiloženým napětím. To je vyvoláno tím, že závěrná vrstva musí kompenzovat vnější přiložené napětí, protože „volné“ části P a N jsou tak dotovány, že mohou být považovány za bezextrárové, tj. bezodporové. Přiložíme-li vnější napětí ve zpětném směru, tedy + na N a - na P, musí se, má-li být zachována rovnováha, zvětšit o stejnou hodnotu i difúzní napětí. To je možné jen tehdy, jestliže se rozšíří závěrná vrstva, a tím se zvětší prostorový náboj. Opačná situace je při pólování napětí ve směru toku — šířka závěrné vrstvy se zmenšuje, protože je zaplavena odpovídajícími majORITYními nosiči.

Také téměř změnami šířky závěrné vrstvy lze vysvětlit jev na přechodu PN: Je-li šířka závěrné vrstvy velká vlivem pólování ve zpětném směru, je velká část germania ochuzena o pohyblivé nosiče náboje: vrstva má velký odpor. Je-li závěrná vrstva tenká, k čemuž dochází při pólování v přímém směru, popřípadě je-li téměř odstraněna, bude mít přechod PN vlivem velkého počtu volných nosičů náboje malý odpor.

Z rovnice (2.53) vidíme, že se stoupajícím dotováním roste i difúzní napětí. Protože

$$d_{zv} \sim \sqrt{\varphi}$$

zvětšuje se postupně intenzita pole v závěrné vrstvě. Řešení (2.46) Poissonovy rovnice

$$\varphi = \frac{-q}{\varepsilon} \frac{x^2}{2}$$

vede k tomu, že nahradíme-li q pomocí (2.13) $q = e_0 b n$

$$-q = e_0 n = \frac{\gamma}{b}$$

dostaneme

$$\varphi = \frac{\gamma}{be} \frac{x^2}{2}$$

Vyjádříme z této rovnice x

$$x = \sqrt{\frac{2eb\varphi}{k}} \sim \frac{1}{\sqrt{\gamma}} \sim \frac{1}{\sqrt{\text{dotování}}}$$

Protože je $x \sim d_{zv}$, platí konečně

$$d_{zv} \sim \frac{1}{\sqrt{\text{dotování}}} \quad (2.56)$$

Šířka závěrné vrstvy se tedy zmenšuje s rostoucím stupněm dotování.

Přechod PN na základě uvedených skutečností vykazuje vlastnosti ventilu. Příslušná součástka dostala název polovodičová dioda: v záporné napětové oblasti touto součástkou proud neprochází, zatímco pro kladné napětí po překonání difúzního napětí φ je plně průchozí od určité hodnoty (prahového napětí — odst. 3.5.1).

Tato vlastnost ventilu je zřejmá (podobně jako při určování difúzního napětí) ze vztahů pro tok majorityních nosičů i_F jako funkce přiloženého napětí U (které lze odvodit prostřednictvím driftového a difúzního proudu)

$$i_F = i_{F0} e^{U/U_\theta} \quad (2.57)$$

To pro pokojovou teplotu s teplotním napětím $U_\theta \approx 0,025$ V znamená

$$i_F = i_{F0} e^{40U} \quad (2.58)$$

Pro dříve známý případ $U = 0$ platí

$$i_F = i_{F0}$$

Protože však pro $U = 0$ současně platí $I_{ceik} = i_{F0} - i_{sat}$, je $i_{F0} = i_{sat}$, a tím

$$i_F = i_{sat} e^{40U} \quad (2.59)$$

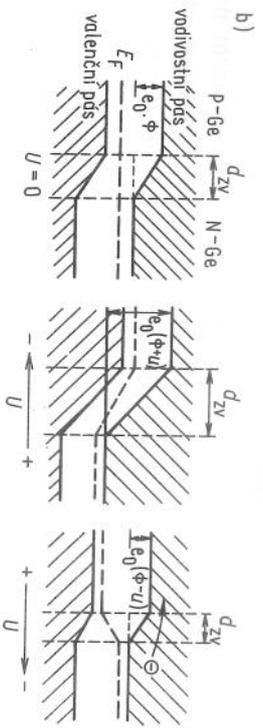
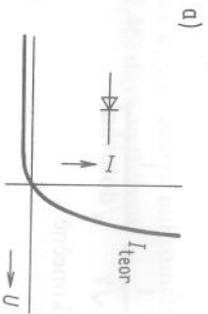
Pro $U < 0$ jde tedy proud velmi rychle k nule, naproti tomu pro $U > 0$ roste rychle k vysokým hodnotám.

Protože celkový proud je dán vztahem $I_{ceik} = i_F - i_{sat}$, bude

$$I_{ceik} = i_{sat} e^{U/U_\theta} - i_{sat} = i_{sat}(e^{U/U_\theta} - 1) \quad (2.60)$$

Tento vztah popisuje teoretický průběh voltampérové charakteristiky diody (obr. 2.22). Exaktně jej lze použít pouze v okolí napětové nuly. Bližší bude tento poznatek rozveden později.

Předpokladem pro všechna tato pozorování je, že polovodič existuje v monokrystalickém tvaru, technologicky však nelze dokonale přechody PN realizovat.



Obř. 2.22. Vlastnosti polovodičové diody
 a) teoretická voltampérová charakteristika a schematická značka diody.
 b) Fermiho hladiny přechodu PN bez vnějšího napětí a při pólóvání v přímém a zpětném směru

Důležité polovodiče v této oblasti jsou v současnosti germanium a křemík. S ohledem na materiál mohou být závěrné vrstvy u Ge ohřátý na 70 °C, u Si asi na 150 °C, větší teplota krystal zničí.

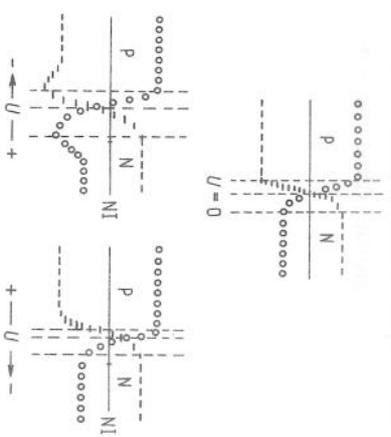
Rovněž důležitý polovodičový materiál je sloučenina GaAs. U ni se na přechodu PN objevuje s poměrně velkým stupněm účinnosti elektro-luminiscenční jev, tj. rekombinace nosičů náboje na přechodu PN se projevuje vysláním uvolněné rekombinační energie přímo ve formě světla. Nedochozí k termoluminiscenci (tepelné emisii).

2.5.2. Chování nosičů náboje vně závěrné vrstvy

Základní význam pro způsob činnosti tranzistoru má průběh hustot nosičů náboje bezprostředně vně závěrné vrstvy. Při „chodu na-prázdko“, popř. při zkratu, si hustoty vně závěrné vrstvy zachovají hodnoty podmíněné dotováním (obr. 2.21). Protože oba proudy opačných směrů, i_{sat} a i_{ro} , jsou stejně velké, budou odtékající náboje okamžitě nahrazeny přitékajícími náboji. Nemůže tedy nastat změna hustoty (viz obr. 2.23 nahoře).

Bude-li přechod PN pólóván ve zpětném nebo přímém směru, projeví se to v polovodiči jako *porucha*. Na hustotě majoritních nosičů se však solva něco změní, protože vlivem svého velkého počtu odstraní každou poruchu během krátké doby.

Měřikem doby odstranění poruchy je *doba zotavení*. Zpravidla má hodnotu (10^{-8} až 10^{-12}) s.



Obř. 2.23. Rozdělení hustoty nosičů náboje na přechodu PN bez vnějšího napětí a při pólóvání ve zpětném a přímém směru

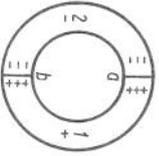
U minoritních nosičů, které existují v množství menším o mnoho řádů, je doba odstranění poruchy v rozsahu od mikrosekund do sekund, tj. tato doba nestačí k tomu, aby se odstranila porucha náhle vyvolaná z vnějšku.

Při pólóvání polovodičového přechodu PN ve zpětném směru se proto hustoty minoritních nosičů musí v blízkosti závěrné vrstvy nejprve zmenšit (obr. 2.23 vlevo), protože minoritních nosičů odtéká ve formě saturáčního proudu i_{sat} více, než jich přitéká zpět ve formě toku majoritních nosičů i_F . Při pólóvání v přímém směru se budou hustoty minoritních nosičů zvětšovat, protože tok i_F přivádí více nosičů náboje, než jich odtéká jako saturáční proud i_{sat} (obr. 2.23 vpravo). Přitom spády (směry) hustoty lze vypočítat ze stejného vztahu jako difúzní napětí (rovnice 2.53).

Jak je vidět ze tří průběhů hustot na obr. 2.23, nebude změna hustot skoková, ale na určité délce bude mít exponenciální průběh, protože minoritní nosiče mají snahu vyrovnat spád hustot pomocí difúze. Protože doba k odstranění poruchy není dostatečná, vznikne normální hustota náboju teprve po určité vzdálenosti. Znalost průběhů hustot minoritních nosičů je předpokladem pro porozumění fyzikálním jevům v tranzistoru. Jako elektronická součástka bude tranzistor probírán později.

Jestliže se dva různé kovy těsně dotýkají (např. ve spájeném spoji nebo ve svaru), přecházejí některé elektrony z jednoho kovu do druhého, a to nejvíce z kovu s menší výstupní prací elektronů (např. kov „1“ na obr. 2.24) do kovu s vyšší výstupní prací, a to tím způsobem, že první kov se proti druhému nabije kladně. Napětí, které vznikne na místě spoje, se nazývá *kontaktní napětí* U_{ka} . Nelze je zaměňovat s dříve uvedeným difúzním napětím, protože zde nevzniká závěrná vrstva. Budou-li kovy na svých druhých koncích rovněž spojeny, vznikne zde (při stejné teplotě jako na prvním místě spoje) stejně velké kontaktní napětí, ale opačné, takže výsledné napětí v tomto proudovém obvodu je nulové

$$U_{ka} - U_{kb} = 0$$



Obr. 2.24. Kontaktní napětí mezi dvěma dotýkajícími se kovy

Stoupne-li nyní na místě spoje a teplota, bude zde tepelný pohyb elektronů energeticky bohatší. Vzniká zvýšený pohyb elektronů z materiálu „1“, čímž stoupá kontaktní napětí v místě a . Protože na místě spoje b je konstantní teplota, zůstává tam konstantní i kontaktní napětí a rozdíl $U_{ka} - U_{kb}$ je větší než nula. Rozdíl napětí

$$U = U_{ka} - U_{kb} \quad (2.61)$$

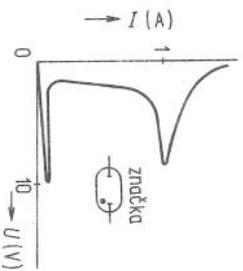
nazýváme *termoelektrické napětí*. Není tedy závislé na absolutních hodnotách teplot, ale na rozdílu teplot. Tento jev se podle jeho objevitele nazývá *Seebeckův jev*. Materiály se „hodí“ k sobě nejlépe tehdy, jestliže mají značně různé hustoty nosičů náboje. Proto lze u polovodičů, které jsou dotovány P a N, dosáhnout velkých hodnot termoelektrických napětí. Peltierův jev je opačný jev k Seebeckovu jevu. Bude-li uspořádání na obr. 2.24 vnucen z vnějšíku proud, teplota se v místě jednoho spoje zmenší a v místě druhého spíše zvětší, a to tak, že ohřívá je větší než to,

které je způsobeno Joulovým teplem. Ohřívá se to místo, které by při stejném směru termoelektrického proudu bylo chladnější. Také v tomto případě se mnohostranně používají polovodiče.

2.7. DOUTNAVÝ VÝBOJ

Vznik doutnavého výboje je podmíněn *lavinovým jevem*. Jako příklad uvedeme elektronku s tzv. studenou katodou, plněnou plynem – nejčastěji argonem. V normálním stavu není plyn ionizován. Existuje tedy málo volných nosičů náboje. Protože je katoda studená, nelze ani od ní očekávat volné nosiče náboje.

Bude-li přiloženo pomalu rostoucí kladné anodové napětí, bude malé množství volných nosičů náboje – vzniklých např. přirozeným zářením – urychlováno a vznikne pomalu rostoucí malý proud. Překročí-li anodové napětí asi 70 V, bude energie částic tak vysoká, že při dopadu na molekulu plynu ji bude ionizovat. Tím vznikne v lavinovém procesu mnoho volných nosičů náboje a poměrně velký proud, který, pokud již jednou vznikl – „zapálí“ elektronku –, vystačí s menším napětím, než je napětí zapínací (zápalné) (obr. 2.25).



Obr. 2.25. Charakteristika doutnavého výboje a obloukového výboje

Při nepatrně vzrůstajícím napětí nyní prudce vzrůstá proud, až proud vychází z celého průřezu elektrody. Tuto oblast nazýváme *doutnavého výboje*, protože molekuly plynu v této oblasti vysílají slabé světelné záření.

Bude-li napětí dále stoupat, nemůže již proud dále růst a částice jsou silně urychleny tak, že vyřázejí z elektrody nosiče náboje, dokonce i celé

atomy a molekuly. Dochází k silnému nárůstu proudu. Hovoříme pak o *oblokovém výboji*.

Vytažování doutnavého světla se využívá např. v číslicových zařízeních při zobrazování čísel (digitrony).

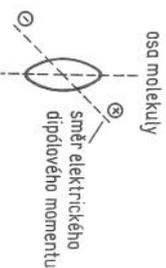
2.8. KAPALNÉ KRYSTALY

V poslední době získal značný význam nový způsob elektronického zobrazování dat: zobrazování s využitím kapalných krystalů, LCD (liquid crystal display). Tyto krystaly jsou schopny vlivem elektrického pole *rozptylovat dopadající světlo* nebo *obliňovat rovinu jeho vlnění*.

Vložíme-li tenkou vrstvu kapalného krystalu (6 až 25 μm) mezi dvě skleněné desky a připojíme-li na dvě elektrody na vnitřní straně skleněných desek elektrické napětí, změní se původně jasný, průhledný stav krystalu v mléčně zakalený.

Tento jev můžeme využít při odrazu nebo při průchodu světla. V každém případě se bude světlo po dopadu do „vybuzené“ vrstvy kapalného krystalu rozptylovat.

Tento fyzikální jev vychází z následující skutečnosti. Jak ukazuje obr. 2.26, mají jednotlivé podlouhlé molekuly elektrický dipólový moment, jehož směr se však neshoduje s podélnou osou molekuly. Molekuly jsou tak malé, že světlo – vzhledem k jeho poněkud větší vlnové délce – může pronikat kapalinou.



Obr. 2.26. Kapalných krystal

Začne-li působit elektrické pole, vzniknou vzájemným ovlivňováním iontů pohybujících se ve směru působení elektrického pole a šikmo postavených kapalných krystalů (které jsou orientovány podle své dipólové osy a nikoliv podle molekulové osy) turbulence. Ty mají za následek, že se jednotlivé molekuly spojují do velkých molekul, takže světlo (vzhledem ke své relativně malé vlnové délce) nemůže kapalným

krystalem dále procházet. Mění se index lomu, kapalina se zakaluje a konečným projevem je rozptýlení světla. Přestane-li elektrické pole působit, zastaví se pohyb iontů, zmizí dipólové orientační jevy v krystalu, odpadne dynamický jev turbulence. Krystal se octne opět ve statickém stavu: je čirý a průhledný. Obecně mluvíme o součáskách z kapalných krystalů, které jsou podle principů dynamického rozptylování označovány zkráceně DSM (dynamic scattering mode).

Druhý uvedený jev, tj. otáčení roviny, ve které kmitá polarizované světlo, využívá řízení prostřednictvím elektrického pole, které nepředpokládá průchod proudu. Některé kapalně krystaly mají (v prostoru bez pole) schopnost otáčet rovinu procházejícího polarizovaného světla o 90° . Jsou-li desky dopadající světlo na opačné straně s maximální intenzitou, Buňka je průhledná. Bude-li přiloženo elektrické pole, změní se úhel roviny otáčení kapalných krystalů a rovina procházejícího světla nebude dostatečně otočena, nemůže výstupním polarizátorem projít a buňka je neprůhledná. Hovoříme obecně o součáskách z kapalných krystalů řízených polem působením principu otáčení buněk, zkráceně označovaného TN (twisted nematic).