

POLOVODIČE

PŘEVZATO Z [1] JAKO ÚVODNÍ OPAKOVACÍ TEXT

1. Rozdělení podle chemického složení

➤ Prvky:

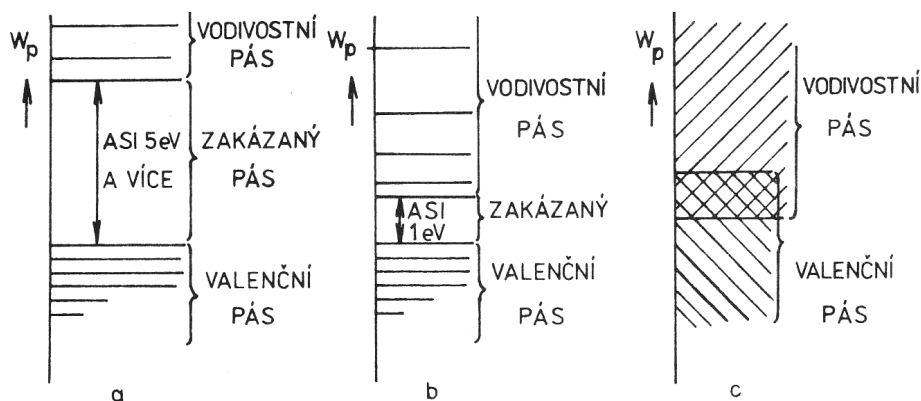
- křemík Si,
- germanium Ge,
- diamant C.

2. Rozdělení podle krystalové struktury

- *polovodiče krystalické,*
- *polovodiče polykrystalické,*
- *polovodiče amorfni.*

PÁSOVÝ MODEL KRYSTALU

Přijme-li však atom z vnějšku určité kvantum energie, například energii fotonu, dojde k vyzdvižení některého elektronu valenční sféry na dráhu vzdálenější od jádra, tj. na dráhu s větší potenciální energií.



Obr. 1.1 Pásový model krystalu.
a) izolantu, b) polovodiče, c) vodiče (kovu)
(Převzato z [1]).

Pokud je atomem přijatá energie malá, dochází v krátké době k jejímu zpětnému vyzáření a elektron opět zaujme polohu na dráze s minimální energií. Jestliže je však přijatá energie tak velká, že elektron překoná určitou oblast energií, ve které neleží žádné energetické hladiny, na kterých by se mohl po delší dobu udržet, říkáme, že elektron překonal zakázaný energetický pás. Překonáním zakázaného pásu se elektron dostal na dráhy značně vzdálené od jádra (asi

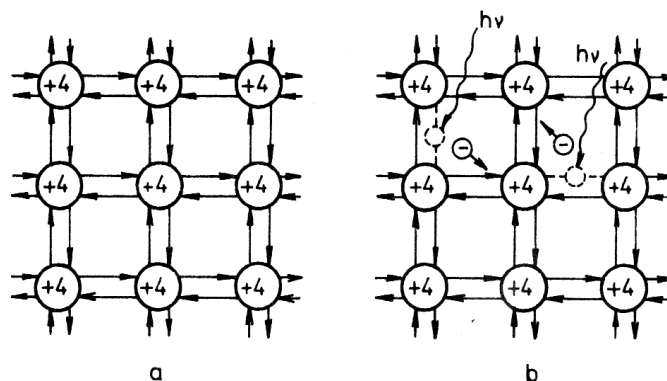
desetinásobek původní vzdálenosti). K jádru je poután již jen velmi slabě, v krátké době se uvolní a pohybuje se prostorem krystalové mřížky. Tím dochází k přenosu náboje, čili vedením elektrického proudu v látce.

Schopnost látky vést elektrický proud tedy závisí na šířce jejího zakázaného pásu. Čím je tento energetický pás širší, tím je látka horším vodičem elektrického proudu, neboť tím větší energii je nutné dodat elektronům valenční sféry, aby přešly do vodivostního pásu a uvolnily se od jádra.

Zakázaný pás izolantů je široký více než 5eV. Polovodiče mají zakázaný pás široký asi 1 eV (Ge \approx 0,72 eV, Si \approx 1,12 eV, GaAs \approx 1,4 eV).

Vlastní vodivost polovodiče

Základními polovodičovými materiály jsou prvky IV. Skupiny Mendělejevovy periodické soustavy prvků. Uhlík (diamant), křemík, germanium, cín a olovo. Ve valenční sféře mají čtyři elektrony a jejich atomy jsou vázány kovalentní vazbou, tvořenou čtyřmi dvojicemi elektronů (obr. 1.2a). V dnešní době našly největší uplatnění křemík a germanium.



Obr. 1.2 Kovalentní vazba mezi atomy čistého čtyřmocného polovodiče.

Symbolem + 4 je označen atom bez valenčních elektronů. Valenční elektrony jsou představovány šipkami.

a) není-li přiváděna energie, b) přivádíme-li energii ve formě záření $h\nu$ je energie fotonu,

$h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ Js je Planckova konstanta a ν je frekvence záření.

(Převzato z [1]).

Čisté polovodičové materiály mají atomy uspořádané do pravidelné krystalické mřížky (tvoří monokrystal). V 1 cm^3 je asi 10^{23} atomů.

Při teplotě absolutní nula (bez přívodu energie) zaujímají elektrony valenční sféry polohy na drahách nejbližších k jádru a jsou ve vazbách pevně vázány. Valenční sféra je velmi pevná, neboť je v součinnosti s okolními atomy doplněna na osm elektronů (nasyčená kovalentní vazba). Vodivost polovodiče je za těchto teplot nulová.

Přivedeme-li do látky takové množství energie, které elektronům dovolí překonat pás zakázaných energií, dojde k rozbití některých vazeb (obr. 1.2b). Elektrony uvolněné z těchto

vazeb se volně pohybují krystalovou mřížkou a umožňují vedení elektrického proudu. Ve vazbě ze které byl elektron uvolněn, zůstává volné místo nazývané díra. Protože nasycená vazba má snahu doplnit se opět na osm elektronů (nasytit se), působí díra na okolní náboje stejným způsobem, jako kdyby se v daném místě nacházel kladný náboj stejně velký jako náboj elektronu.

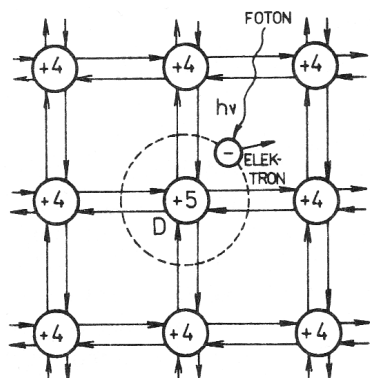
K zaplnění díry ve vazbě dojde buď přitažením volného elektronu (rekombinací), nebo tím, že v důsledku pohybu krystalové mřížky se v určitém okamžiku přiblíží některý ze sousedních atomů natolik, že dojde k vytržení elektronu z některé jeho vazby. Tento elektron zaplní volné místo ve vazbě prvního atomu, avšak díra se objeví ve vazbě jiného atomu, z jehož vazby byl elektron odtržen.

Popsaný děj se v látce neustále a na mnoha místech současně opakuje. Popsaný druh vodivosti, podmíněný vznikem volně pohyblivých párů nosiče náboje elektron – díra v důsledku rozbíjení vazeb mezi atomy čistého polovodiče, se nazývá vlastní (intrinsická) vodivost polovodiče. Pojem intrinsická koncentrace n_i označuje rovnovážný stav koncentrace elektronů n a děr p , $n = p = n_i$. Je zřejmé, že vlastní vodivost polovodiče při zvyšování teploty roste. Při teplotách v okolí $+ 20 \text{ }^\circ\text{C}$ je poměrně malá.

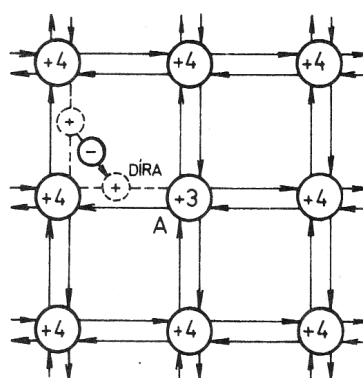
NEVLASTNÍ VODIVOST POLOVODIČE

Nahradíme-li v krystalové mřížce čtyřmocného prvku (Ge nebo Si) některé jeho atomy pětímocným prvkem, např. P, As, Sb (obvykle připadá jeden atom příměsi na několik milionů atomů základního prvku), využijí se do čtyř dvojic elektronů, které tvoří nasycenou kovalentní vazbu atomů krystalu, pouze čtyři z pěti valenčních elektronů příměsi (obr. 1.3). Pátý elektron, který se vazby neúčastní, je poután k jádru velmi volně. K jeho uvolnění postačuje energie řádu setin elektronvoltage, která je za běžných podmínek do látky trvale přiváděna (teplo z okolního prostředí, různé druhy záření, atp.). Uvolněné elektrony pětímocných příměsí (tzv. donorů = dárců) se pohybují prostorem krystalové mřížky. Vytvářejí vodivost zprostředkovanou pohybem záporných (negativních) nábojů, kterou nazýváme nevlastní vodivost typu N (elektronová vodivost). Je samozřejmé, že po odtržení elektronu se atom příměsi (donoru) stane jednomocným kladným iontem, který sice působí na okolní náboje svým elektrostatickým polem, avšak je sám pevně poután v krystalové mřížce. Svůj náboj nemůže přenášet do jiného místa v látce. (Vedení proudu se neúčastní). Je zřejmé,

že přestože se v látce pohybuje velký počet elektronů, projevuje se látka navenek jako elektricky neutrální, neboť ke každému volnému elektronu přísluší jeden kladný iont.



Obr. 1.3 Vznik nevlastní vodivosti typu N. Atom donoru je označen D.



Obr. 1.4 Vznik nevlastní vodivosti typu P. Atom akceptoru je označen A.

(Převzato z [1]).

Nahradíme-li v krystalové mřížce čistého čtyřmocného polovodiče některé atomy základního materiálu atomy třímocného prvku, např. B, Al, Ga, In (obr. 1.4), chybí jeden elektron k tomu, aby se mohla vytvořit nasycená kovalentní vazba vytvořená ze čtyř dvojic elektronů. Volné místo ve vazbě zvané díra, se chová jako pohyblivý kladný náboj, který umožňuje vedení proudu látkou. Vodivost vytvořená popsaným způsobem, která využívá k vedení proudu pohybu kladných (pozitivních) nábojů, se nazývá vodivost typu P (děrová vodivost).

Atom trojmocného prvku nazýváme **akceptor**, neboť při zaplnění nenasycené vazby přijme (akceptuje) do své valenční sféry jeden elektron.

Tím se stane jednomocným záporným iontem. Ionty akceptoru se stejně jako ionty donoru neúčastní vedení proudu v látce, neboť jsou pevně vázány v krystalové mřížce.

Vliv příměsí na vodivost polovodičů je obrovský. Nepatrnými koncentracemi nečistot lze dosáhnout zvětšení vodivosti polovodiče až o deset řádů. V látkách obsahujících příměsí působí vždy současně vlastní i nevlastní vodivost. Proto je v materiálu s nevlastní vodivostí typu N kromě velikého množství volných elektronů také určitý počet pohyblivých nábojů (děr) a v látce s nevlastní vodivostí typu P určitý počet volných elektronů.

Volné nosiče náboje, jejichž počet v látce převládá, tj. v látce s nevlastní vodivostí typu N elektrony a v látce s nevlastní vodivostí typu P díry, nazýváme většinové (majoritní). Nosiče opačného znaménka jsou nosiče menšinové (minoritní). V látce s nevlastní vodivostí typu N jsou minoritními nosiči díry, v látce s nevlastní vodivostí typu P elektrony.

ROVNOVÁŽNÁ KONCENTRACE ELEKTRONŮ A DĚR V NEVLASTNÍM P.

- Rovnovážná koncentrace elektronů (n):

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \quad N_C = \text{konst} \cdot T^{3/2}.$$

- Rovnovážná koncentrace děr (p):

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k_B T}\right) \quad N_V = \text{konst} \cdot T^{3/2}.$$

- Intrinsická koncentrace:

$$n_i^2 = n \cdot p = N_C \cdot N_V \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{k_B T}\right) = N_C \cdot N_V \exp\left(-\frac{E_G}{2k_B T}\right).$$

PŘECHODY V POLOVODIČOVÝCH SOUČÁSTKÁCH

Homogenní přechody

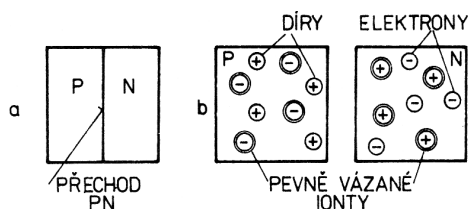
- *Přechod PN* – mezi stejnými materiály s různým typem vodivosti.
- *Přechody NN^+ , PP^+* (resp. nN , πP) – mezi stejnými materiály stejného typu vodivosti s různou koncentrací příměsí (koncentrační přechody).
- *Přechody PI , NI* – přechody mezi stejnými materiály s nevlastní a vlastní vodivostí.
- *Přechod kov – izolant – polovodič (MIS).*

PŘECHOD PN BEZ PŮSOBENÍ VNĚJŠÍHO NAPĚTÍ

Mějme destičku z monokrystalu polovodiče, jejíž jedna část má nevlastní vodivost typu P a druhá část typu N. Místo, kde se mění vodivost P na N, se nazývá přechod PN (obr.

1.5a). Z atomů příměsí vznikly v krystalové mřížce pevně vázané jednomocné ionty, které se nemohou zúčastnit vedení elektrického proudu. Průchod proudu krystalem mohou však působením elektrostatického pole velmi podstatně ovlivnit.

Představme si na chvíli, že obě části monokrystalu jsou nejprve od sebe prostorově odděleny (obr. 1.5b).



Obr. 1.5 a) Přechod PN, b) část P a část N.
(Převzato z [1]).

Část P obsahuje kromě neutrálních atomů základního prvku určitý počet vázaných záporných iontů a stejný počet volně pohyblivých děr.

V části N jsou pevně vázanými náboji kladné ionty a pohyblivými náboji elektrony. Jak již bylo vysvětleno, jsou tyto části krystalu zcela neutrální. Nevytvářejí žádné vnější elektrické pole, které by mohlo jakkoli ovlivnit pohyb volných nábojů v krystalové mřížce druhé části.

Předpokládejme pro výklad, že by bylo možné navzájem spojit obě části monokrystalu tak dokonale, aby krystalová mřížka jedné z nich plynule bez jakýchkoli nepravidelností (poruch) navazovala na krystalovou mřížku druhé části. (K takovému spojení nemůže dojít prostým přitlačením dvou kousků polovodiče k sobě, neboť na povrchu krystalu jsou vždy vazby mezi atomy nesymetrické a rozrušené mechanickým opracováním. Pro výrobu přechodu PN byla vyvinuta řada technologií). Ihned po spojení obou částí by začala působit difúze, tj. snaha volných nosičů náboje rovnoměrně se rozptýlit po celém objemu monokrystalu. Jakmile některý elektron přejde z části N do P nebo díra z části P do N, poruší se rovnováha elektrických nábojů obou původně elektricky neutrálních částí. V části N, která ztrácí elektrony, začíná převládat kladný náboj pevně vázaných iontů donoru. Zároveň v části P, ve které elektrony rekombinují, začíná převládat záporný náboj pevně vázaných iontů akceptoru. Mezi částí P a N se vytváří rozdíl potenciálů, který se nazývá difúzní napětí (obr. 1.6 označené jako U_D). Čím více nosičů přejde přes přechod, tím je difúzní napětí U_D větší.

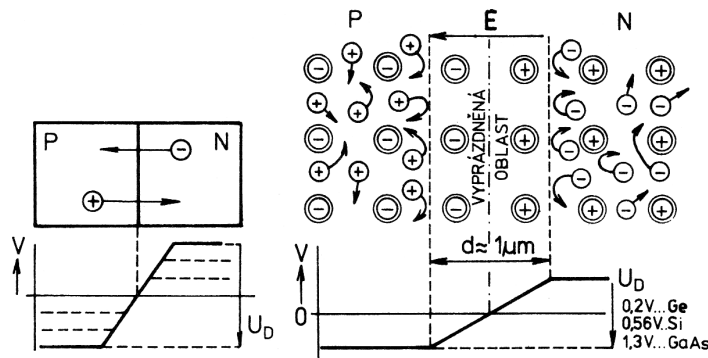
$$U_D = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right).$$

Výpočet intrinzické koncentrace n_i je definován následovně:

$$n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \Rightarrow U_D = \frac{E_g}{e} + \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_D N_A}{\sqrt{N_C N_V}}\right).$$

Současně se vznikem rozdílu potenciálů se v okolí přechodu PN vytváří elektrostatické pole pevných iontů (obr. 1.7). Další difúze volných nábojů přes přechod je v důsledku silového působení tohoto pole stále obtížnější, neboť záporné ionty v části P odpuzují elektrony, které se snaží do této části proniknout. Stejně působí i kladné ionty v části N na přicházející díry. Přitom každý další přechod náboje zvyšuje intenzitu pole, a tím zesiluje odpudivou sílu působící na difundující náboje. Děj probíhá tak dlouho, až dojde k dynamické rovnováze mezi kinetickou energií difundujících nosičů náboje a odpudivou silou elektrostatického pole iontů.

Za této situace již kinetická energie nosičů náboje nestačí k překonání rozdílu potenciálních energií mezi oběma částmi krystalu. Další růst difúzního napětí se zastaví.



Obr. 1.6 Difúzní napětí U_D na přechodu PN.

Obr. 1.7 Přechod PN bez vnějšího napětí. (Převzato z [1]).

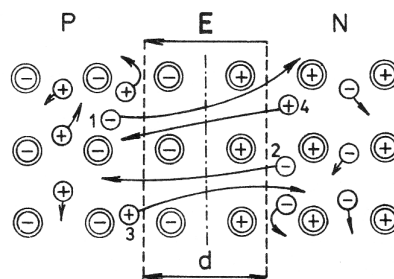
Pro majoritní nosiče náboje tvoří difúzní napětí (elektrostatické pole pevných iontů) překážku zvanou potenciálová přehrada (potenciálový val, potenciálová bariéra), přes kterou tyto nosiče náboje nemohou pronikat z jedné části do druhé. Elektrostatické pole pevných kladných iontů části N odpuzuje od místa přechodu volné díry pohybující se v části P. Stejně působí pole i na volné elektrony v části N.

V okolí přechodu vzniká oblast, ze které jsou vytlačeny všechny majoritní nosiče náboje (obr. 1.7). Tuto oblast, která má v případě, že na přechod není přiloženo žádné vnější napětí, tloušťku asi $1 \mu\text{m}$, nazýváme **vyprázdněná oblast**, častěji se používá termín **oblast prostorového náboje**.

Jinak působí elektrostatické pole pevných iontů na minoritní nosiče náboje. Díry z části N, které se dostanou do blízkosti přechodu, jsou přitahovány zápornými ionty části P a pronikají přes přechod. Stejná situace nastává i pro elektrony pohybující se v blízkosti přechodu v části P. Přechod je pro minoritní nosiče náboje otevřen a potenciálová přehrada jejich průchodu nebrání.

Protože je počet minoritních nosičů náboje při určité teplotě materiálu omezen, je jimi způsobený proud procházející přes přechod poměrně malý. Přechod je trvale v dynamické rovnováze a difúzní napětí je při konstantní teplotě konstantní.

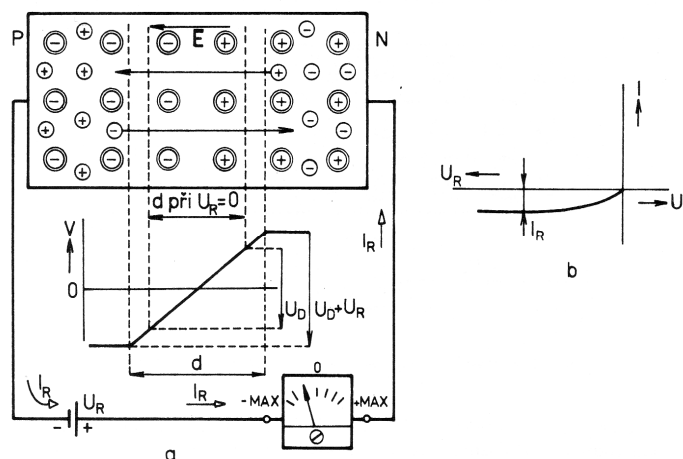
Proud minoritních nosičů je zcela vyrovnáván (kompenzován) proudem těch majoritních nosičů, jejichž kinetická energie k tomu postačuje. Celkový náboj na obou stranách přechodu PN zůstává konstantní.



Obr. 1.8 Přechod PN bez vnějšího napětí.
1, 4 minoritní nosiče. 2, 3 majoritní nosiče s velkou kinetickou energií.
(Převzato z [1]).

PŘECHOD PN S PŘILOŽENÝM VNĚJŠÍM NAPĚTÍM

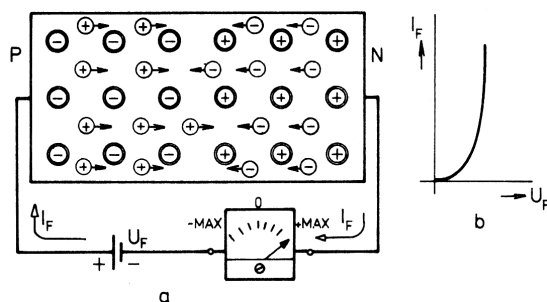
Opatříme-li polovodičovou strukturu PN příklady, na které přiložíme stejnosměrné napětí v takové polaritě, která souhlasí s polaritou difúzního napětí (obr. 1.9a), tj. na část P minus a na část N plus, bude mít elektrostatické pole, které vlivem přiloženého napětí vznikne, souhlasný smysl jako elektrostatické pole pevných iontů působící v okolí přechodu. Potenciálová přehrada mezi částí P a N vzroste a vyprázdňená oblast se rozšíří, neboť obě pole se budou navzájem podporovat. Už ani nejrychlejší z majoritních nosičů nemohou překonat zvýšenou potenciálovou přehradu a proud majoritních nosičů zanikne. Přechod je pro majoritní nosiče náboje uzavřen. Říkáme, že je polarizován ve zpětném směru.



Obr. 1.9 a) Přechod PN polarizovaný ve zpětném směru, b) $I_R = f(U_R)$.
(Převzato z [1]).

Přes přechod i vnějším obvodem prochází jen proud minoritních nosičů náboje I_R , neboť proud majoritních nosičů, který ho v případě přechodu PN bez vnějšího zdroje kompenzoval, zanikl. Elektrostatické pole způsobené vnějším zdrojem napětí sice podporuje pohyb minoritních nosičů náboje přes přechod, ale nezpůsobuje znatelné zvětšení proudu, protože všechny minoritní nosiče, které byly přidány teplotě k dispozici, přes přechod již stejně procházely. Proud I_R je nasycen (obr. 1.9b).

Obrátíme-li polaritu přiloženého napětí, bude odpovídající elektrostatické pole působit proti elektrostatickému poli pevných iontů. Majoritní nosiče se vlivem tohoto pole přiblíží k přechodu, potenciálová přehrada se zruší a vyprázdněná oblast zanikne. Přechod je při této polarizaci (tj. na P plus a na N minus) pro majoritní nosiče otevřen. Říkáme, že je polarizován v přímém směru. Obvodem prochází elektrický proud I_F (obr. 1.10a), který při zvětšování vnějšího napětí prudce vzrůstá (obr. 1.10b), neboť v krystalové mřížce je veliké množství majoritních nosičů připravených k vedení proudu.



Obr. 1.10 a) Přechod PN polarizovaný v přímém směru, b) $I_F = f(U_F)$.
(Převzato z [1]).

Je zřejmé, že přechod PN vykazuje tzv. usměrňovací účinek (jednosměrnou vodivost). Přiložíme-li na část P kladné napětí proti části N, je odpor přechodu velmi malý (řádově

zlomky ohmu). Při opačné polarizaci má přechod odpor velmi velký (v křemíku alespoň několik megaohmů).

VOLTAMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA PŘECHODU PN

Závislost mezi proudem a napětím na ideálním přechodu PN vyjadřuje Schockleyho rovnice:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{U}{U_T}\right) - 1 \right].$$

$U_T = \frac{kT}{e}$... teplotní napětí $U_T = 25,9$ mV při $T = 300$ K.

Poznámka: Ideální přechod PN je fyzikálním modelem reálného přechodu PN. Splňuje určité zjednodušující podmínky zavedené při odvozování Schockleyho rovnice.

SPOJENÍ KOV – POLOVODIČ

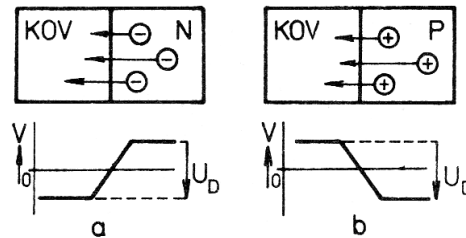
Spojení kov polovodič může mít usměrňovací účinek podobně jako přechod PN nebo může mít charakter pouze odporový.

Usměrnující spojení se nazývá Schottkyho kontakt. K vytvoření dobrého usměrňujícího kontaktu je nutné, aby koncentrace příměsí v polovodiči byla malá. Přitom jeho povrch musí být co nejméně mechanicky poškozen. Kontakt vzniká např. přitlačením rtuťové kapky nebo vakuovým napařením hliníku, molybdenu, titanu, platiny nebo paladia na povrch křemíkové destičky nebo na povrch arzenidu galia a následným tepelným zpracováním.

Smysl potenciálové přehrady je možné určit pomocí Schottkyho pravidla, které říká, že volné nosiče náboje v polovodiči se snadněji pohybují z polovodiče do kovu než obráceně. Polovodič typu N tedy při styku s kovem ztrácí elektrony a získává kladný potenciál (obr. 1.13a), kdežto polovodič typu P ztrácí díry, a tím získává záporný potenciál (obr. 1.13b).

Je zřejmé, že Schottkyho kontakt bude polarizován v přímém směru zrušením potenciálové přehrady, tj. připojením záporného napětí na polovodič typu N nebo kladného napětí na polovodič typu P.

Nejcennější vlastností Schottkyho kontaktu je neobyčejně vysoká rychlost, se kterou kov odsává z místa přechodu volné nosiče náboje. Proto jsou součástky, které tohoto kontaktu využívají, vhodné jako rychlé spínací součástky. Malý odpor Schottkyho kontaktu předurčuje tyto součástky i pro použití při velmi vysokých frekvencích (desítek až stovek gigahertzů).



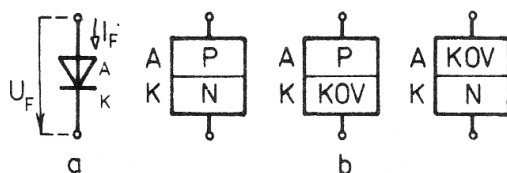
Obr. 1.13 Schottkyho pravidlo
(Převzato z [12]).

Neusměrňující spojení se používá k vytvoření kontaktních plošek pro připojení vývodů z polovodičových součástek nebo v případech, kdy je nutné polovodičový krystal připájet na kovovou podložku, která zlepšuje odvádění tepla z polovodičového materiálu.

Vzniká tehdy, když koncentrace příměsí v polovodiči je tak vysoká, že jde o degenerovaný polovodičový materiál. Označuje se N^+ nebo P^+ . Potenciálová přehrada je v tomto případě tak malá, že ji nosiče náboje překonávají bez velkých překážek, kontakt neusměrňuje a chová se jako odpor.

POLOVODIČOVÉ DIODY A JEJICH VŠEOBECNÉ VLASTNOSTI

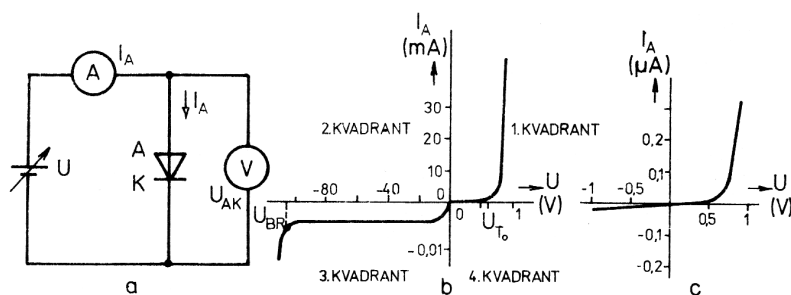
Polovodičová dioda je dvojpólová součástka využívající ke své činnosti vlastností přechodu PN nebo Schottkyho přechodu polovodič – kov. Přechod PN vykazuje usměrňující vlastnosti (jednosměrnou vodivost). Tuto skutečnost bere v úvahu schématická značka diody (obr. 1.1a), která připomíná šipku ukazující směr proudu procházejícího přechodem polarizovaným vnějším napětím a v přímém směru. Elektrodu označenou trojúhelníkem nazýváme anoda (A), druhé elektrodě říkáme katoda (K). Má-li být dioda polarizována v přímém směru, musí dojít působením napětí přiloženého mezi anodu a katodu ke zrušení potenciálové překrady. To znamená, že kladné napětí musí být přiloženo k části s vodivostí typu P a záporné napětí k části s vodivostí typu N. Proto je část P anodou a část N katodou diody (obr. 1.1b).



Obr. 1.1 a) Schématická značka diody, b) anoda a katoda diody (Převzato z [1]).

VOLTAMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA POLOVODIČOVÉ DIODY

Základní informaci o vlastnostech diody dává její voltampérová charakteristika. Je to závislost stejnosměrného proudu I_A procházejícího diodou na stejnosměrném napětí U_{AK} , které působí mezi její anodou a katodou. Charakteristiku můžeme změřit při zapojení podle obr. 1.2a. Získaný průběh ukazuje obr. 1.2b. Všimneme si, že obě osy mají v kladné a záporné polovině různá měřítka. Jsou-li měřítka na osách stejná, má charakteristika v okolí počátku souřadnic hladký průběh, jak ukazuje obr. 1.2c. Na charakteristice můžeme dobře rozlišit oblast, ve které je dioda otevřena (polarizována v přímém směru – 1. kvadrant), a oblast, kdy je dioda uzavřena (polarizována ve zpětném směru – 3. kvadrant).



Obr. 1.2 Charakteristiky diody
a) měření, b) celkový průběh, c) detail v okolí počátku (Převzato z [1]).

Anodový proud se objevuje při napětí $U_{AK} > U_{T_0}$, kdy elektrostatické pole vznikající uvnitř diody působením anodového napětí překoná elektrostatické pole vytvořené v oblasti přechodu

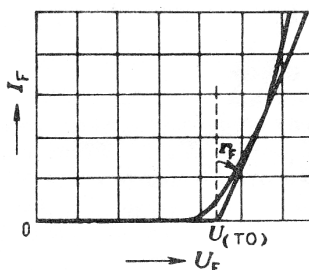
pevně vázanými ionty akceptoru a donoru. Jinými slovy: proud se v přímém směru objeví, když napětí vnějšího zdroje zruší potenciálovou překohradu.

Prahové napětí U_{T0} odpovídá difúznímu napětí na přechodu a závisí na materiálu diody a na teplotě. Pro germanium je při $+ 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ asi $0,2\text{ V}$, pro křemík asi $0,56\text{ V}$. Dioda z arzenidu galia má napětí U_{T0} značně závislé na druhu a koncentraci příměsí. Může činit několik desetin voltu (kov – polovodič) až asi $1,3\text{ V}$. Po překonání tohoto napětí prochází diodou proud majoritních nosičů, který při vzrůstu napětí prudce stoupá. Odpor diody je za těchto podmínek velmi malý (několik setin až několik jednotek ohmu, záleží na typu diody). Anodové napětí je nanejvýš asi 1 V .

Změníme-li polaritu anodového napětí, bude odpovídající elektrostatické pole podporovat potenciálovou překohradu a přechod se pro majoritní nosiče náboje zcela uzavře. Minoritní nosiče vytvoří jen velmi malý proud I_R , který je téměř nezávislý na anodovém napětí. Odpor diody je za této situace několik set kiloohmů až několik desítek megaohmů. Dosáhne-li však záporné napětí určité hodnoty označované U_{BR} (obr. 1.2b), které je podle druhu diody několik desítek až stovek voltů, dochází k prudkému růstu anodového proudu ve zpětném směru. Elektrické pole v oblasti přechodu dosáhlo při tomto napětí takové intenzity, že vytrhává elektrony z vazeb mezi atomy a dochází k ionizaci krystalové mřížky. Tato ionizace může být nedestruktivní (po zmenšení napětí dojde k rekombinaci a k obnově funkce diody) nebo může dojít k nevratným změnám v krystalové mřížce, tj. ke zničení diody.

DIFERENCIÁLNÍ ODPOR V PROPUSTNÉM SMĚRU

Pro přibližné výpočty a jednoduché úvahy lze zakřivený průběh propustné větve voltampérové charakteristiky nahradit dvěma přímkami podle obr. 1.3.



Obr. 1.3 Linearizace propustné charakteristiky
(Převzato z [2]).

Při této aproximaci předpokládáme, že do jistého tzv. prahového napětí U_{T0} , je dioda zcela nevodivá. Po překročení prahového napětí proud napětí na diodě stoupají lineárně tak, jak je tomu v případě lineárního činného odporu, tzn. odporu stálé, s velikostí proudu se nemění hodnoty. Tento náhradní odpor diody označujeme jako diferenciální odpor r_F . Vypočteme jej podle rovnice

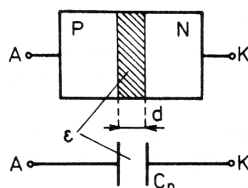
$$r_F = \frac{u_F - U_{T0}}{i_f} .$$

Za u_F a i_f dosazujeme maximální hodnoty propustného napětí a proudu diody, jež se objevují v právě uvažovaném zapojení usměrňovacího obvodu.

KAPACITA DIODY

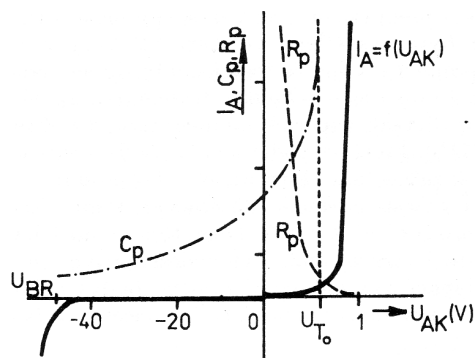
Ačkoli krystalová mřížka obou částí diody na sebe plynule navazuje, vzniká v okolí přechodu PN vlivem elektrostatického pole pevně vázaných iontů akceptoru a donoru vyprázdňená oblast, která se chová jako izolační vrstva oddělující navzájem část P od části N. Z tohoto hlediska dioda připomíná deskový kondenzátor jehož elektrody jsou od sebe vzdáleny o tloušťku vyprázdňené vrstvy d , která je asi $1 \mu\text{m}$, nepůsobí-li na přechodu vnější napětí. Odpovídající kapacita je dost velká, neboť relativní permitivita křemíku je 12, germania 16 a arzenidu galia 11.

Její velikost dosahuje podle plochy přechodu hodnoty několik pikofaradů až několik desítek pikofaradů (obr. 1.4).



Obr. 3.4 Kapacita přechodu PN
(Převzato z [1]).

Protože vyprázdňené oblasti je možné měnit změnou anodového napětí diody, mění se v závislosti na anodovém napětí též kapacita přechodu. Zároveň se mění i odpor vyprázdňené oblasti R_p . Při zvětšování anodového napětí ve zpětném směru tloušťka vyprázdňené oblasti roste. Proto se kapacita přechodu C_p zmenšuje a odpor přechodu R_p stoupá.

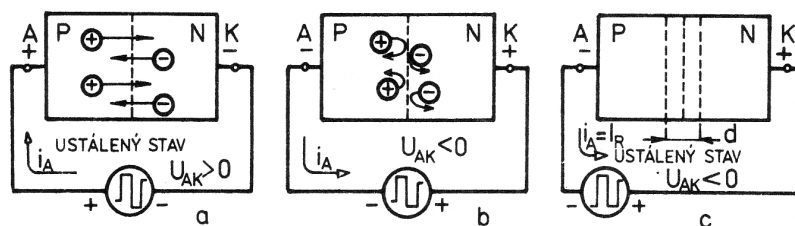


Obr. 1.5 Kapacita C_p a odpor R_p diody v závislosti na anodovém napětí.
(Převzato z [12]).

Je-li dioda polarizována v přímém směru, dochází k zužování vyprázdňené oblasti. Kapacita přechodu prudce stoupá a odpor přechodu se rychle zmenšuje. Při $U_{AK} = U_{T0}$ vyprázdňená oblast mizí. Dioda je otevřena a chová se jako malý odpor (obr. 1.5).

DOBA ZOTAVENÍ DIODY

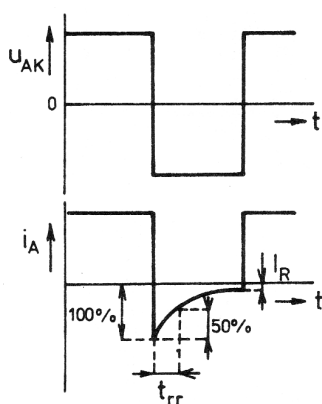
Působí-li na anodě diody kladné napětí, prochází mezi anodou a katodou proud majoritních nosičů náboje. Potenciálová přehrada je zrušena, vyprázdňená oblast není vytvořena (obr. 1.6a).



Obr. 1.6 Diody při skokové změně polaritě anodového napětí
 a) před komutací, b) těsně po komutaci, c) ustálený stav při $U_{AK} < 0$.
 (Převzato z [1]).

Dojde-li k rychlé změně polaritě anodového napětí (skoková změna nebo střídavé napětí velmi vysoké frekvence), změní elektrostatické pole vytvářené v okolí přechodu tímto napětím svůj směr na směr, který má elektrostatické pole iontů akceptoru a donoru. Na majoritní nosiče náboje pohybující se v tomto okamžiku v oblasti přechodu začne působit síla opačného směru než při původní polaritě anodového napětí. Tato síla obrátí směr pohybu majoritních nosičů (obr. 1.6b) a začne je z oblasti přechodu vytlačovat. V okolí přechodu se vytváří vyprázdňená oblast. Odsávání nosičů náboje z místa přechodu trvá určitou dobu a projeví se průchodem proudového impulsu v obvodu diody, který má stejnou polaritu jako závěrný proud diody.

Doba za kterou dioda po změně polaritě anodového napětí obnoví svou izolační schopnost, se nazývá doba ztavení t_{rr} (obr. 1.7). Její trvání závisí na materiálu a technologickém provedení diody. Nejkratší dobu zotavení mají Schottkyho diody (s přechodem kov – polovodič) a diody z arzenidu galia (t_{rr} řádu 10^{-12} s). Některé diody mají vhodnou technologií úmyslně prodlouženou dobu zotavení na dobu řádu 10^{-7} s.

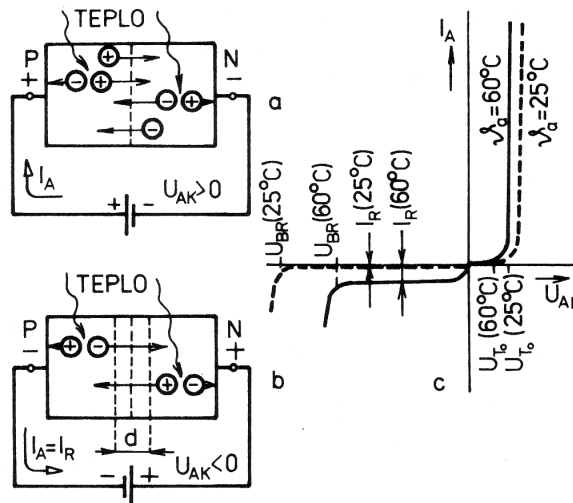


Obr. 1.7 Doba zotavení diody t_{rr} .
 (Převzato z [1]).

VLIV TEPLoty NA VLASTNOSTI POLOVODIČOVÝCH DIOD

Při vzrůstu teploty roste vlastní vodivost. Pak ke zvětšení proudu procházejícího diodou při kladné i záporné polaritě anodového napětí (obr. 1.8).

Na obr. 1.8c je nakreslen průběh voltampérové charakteristiky diody při teplotě $+25$ °C a při teplotě $+60$ °C. Je vidět, že došlo nejen ke zvětšení proudu I_R , ale také ke snížení maximálního napětí U_{BR} , které smí na diodě působit ve zpětném směru. O malou hodnotu se zmenšilo i prahové napětí U_{T0} .



Obr. 1.8 Vliv teploty na proud procházející diodou.
(Převzato z [1]).

ZTRÁTOVÝ VÝKON DIODY

Ztrátovým výkonem diody rozumíme výkon, který se při průchodu proudem mění v diodě na teplo. Můžeme ho vypočítat ze vztahu

$$P_a = U_{AK} \cdot I_A,$$

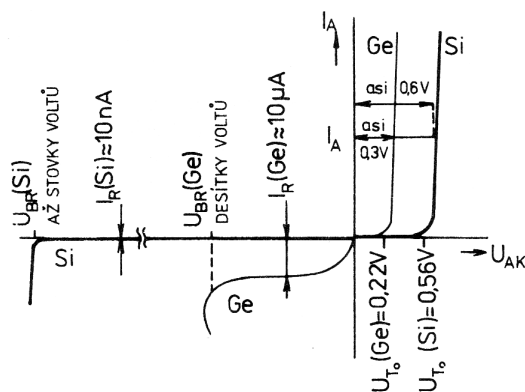
kde U_{AK} je napětí působící a diodě a I_A procházející proud.

Vlivem ztrátového výkonu se dioda ohřívá. Aby nedošlo k poškození diody, nesmí teplota přechodu překročit pro germanium + 100 °C a pro křemík asi + 200 °C. Této teplotě přechodu odpovídá největší přípustný ztrátový výkon diody který se nazývá dovolená anodová ztráta P_{Adov} .

Dovolená anodová ztráta závisí na ochlazování diody. Čím je ochlazování účinnější, tím může být výkon diody větší a teplota nestoupne nad stanovenou mez. Porovnání základních vlastností polovodičových diod

Rozdíly v průběhu voltampérové charakteristiky typické germaniové diody jsou zřejmé z obr. 1.11. Zbývá doplnit, že křemíkové diody mají při stejných rozměrech přechodu větší parazitní kapacitu C_p i větší odpor přechodu ve zpětném směru, než mají diody germaniové. S těmito vlastnostmi souvisí mezní frekvence diod. Křemíkové diody mají mezní frekvenci f_m menší než germaniové diody určené pro stejné proudy a napětí.

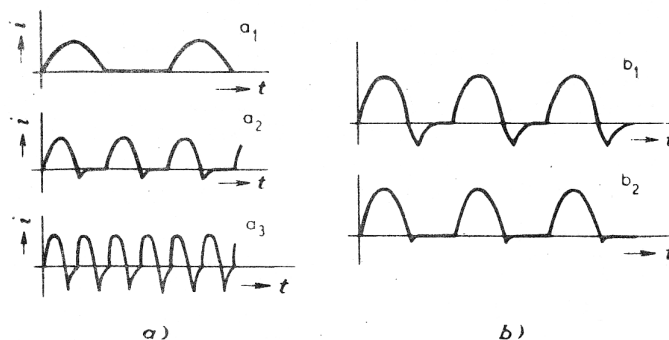
Křemíkové diody jsou teplotně mnohem méně závislé než diody germaniové. Křemíkové diody mají větší přípustnou teplotu přechodu + 180 °C až + 200 °C, germaniové diody jen asi + 100 °C. Největší provozní teplota okolí je pro křemíkové diody až + 150 °C, pro germaniové jen asi + 60 °C.



Obr. 1.11 Porovnání charakteristik germaniové a křemíkové diody. (Převzato z [1]).

MEZNÍ FREKVENCE DIODY

Vzhledem k tomu, že doba komutace diody není nekonečně krátká, nemůžeme použít diody pro usměrnění napětí libovolné frekvence. S čím vyšší frekvencí pracujeme, tím výrazněji se projevuje vliv komutační špičky závěrného proudu. Od jisté kritické frekvence ztrácí dioda svůj usměrňovací účinek. Na obr. 1.12a jsou uvedeny tři průběhy usměrněného proudu jednopulsního usměrňovače, zatíženého odporem. Frekvence při níž dioda pracuje s rozumnou účinností usměrnění, nazýváme mezní frekvence diody. Zkrácením doby života nosičů náboje můžeme sice frekvenci zvýšit, musíme se však na druhé straně smířit se zhoršením vlastností diody v propustném a závěrném směru. Diody vykazující mimořádně krátkou dobu komutace, nazýváme rychlé diody (obr. 1.12b).



Obr. 1.12 Vliv frekvence usměrněného napětí na proud diody
a₁) nízké frekvence, a₂) střední frekvence, a₃) vysoké frekvence,
b₁) běžná dioda, vysoké frekvence, b₂) rychlá dioda, vysoké frekvence.
(Převzato z [2]).

LAVINOVÝ PRŮRAZ

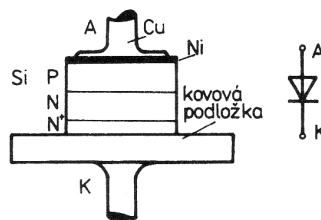
Závěrný proud procházející přechodem, vzniká následkem generace páru elektron – díra v oblasti prostorového náboje. Jednotlivé elektrony a díry se však nepohybují nerušeně vlivem elektrického pole způsobeného závěrným napětím. Narážejí na atomy křemíku a tím ztrácejí část své energie.

Je-li intenzita elektrického pole dostatečně velká, dojde k tomu, že elektron nebo díra získá mezi dvěma za sebou následujícími nárazy takovou energii, že při další srážce s atomem krystalové mřížky vytrhne valenční elektron z vnější dráhy atomu. Tím vznikne přídatný pár nosičů náboje elektron – díra, které zvětší závěrný proud přechodu a mohou popřípadě při opětovných srážkách uvolnit vazby dalších valenčních elektronů. Počínaje jistou kritickou hodnotou intenzity elektrického pole, vzrůstá závěrný proud lavinově. Z tohoto důvodu nazýváme právě popsaný průraz přechodu jako lavinový.

DRUHY POLOVODIČOVÝCH DIOD

DIODY PRO SÍŤOVÉ USMĚRŇOVAČE

Diody pro síťové usměrňovače jsou plošné diody určené pro usměrnění proudů řádově jednotek až desítek ampérů při napětí desítek až stovek voltů technických frekvencí.



Obr. 1.1 Uspořádání diody pro síťové usměrňovače.
(Převzato z [1]).

DIODY PRO USMĚRŇOVÁNÍ MALÝCH VYSOKOFREKVENČNÍCH PROUDŮ

➤ Plošné diody

Plošné diody pro usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů do frekvence několik megahertzů se vyrábějí z křemíku.

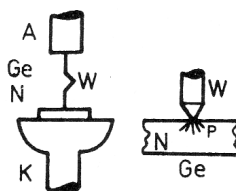
➤ Hrotové diody

Vyrábí se několik druhů hrotových diod určených k usměrňování malých vysokofrekvenčních proudů. Proti plošným diodám má jejich voltampérová charakteristika pozvolnější průběh a větší zakřivení při malých hodnotách proudu. Proto jsou k některým účelům hrotové diody výhodnější než diody plošné.

Germaniové hrotové diody

Na povrch germaniové destičky, která tvoří katodu diody, je pružně přitlačován hrot tenkého wolframového drátku spojeného s druhým přívodním drátem diody. Celý systém diody je zataven do skleněného pouzdra. Vývod katody je barevně označen. Dobrého usměrňovacího účinku se dosáhne tzv. formováním, které se provádí na konci výrobního postupu impulsem asi 1 A. Ten projde diodou v přímém směru. V místě dotyku hrotu a

polovodiče dojde ke značnému zahřátí, při kterém některé atomy wolframu přejdou do povrchové vrstvy polovodiče. Vznikne tak oblast s vodivostí typu P těsně pod místem dotyku hrotu. Nejlepších výsledků se dosáhne, obsahuje-li hrot příměsi způsobující v germaniu vodivost typu P.



Obr. 1.2 Princip hrotové diody.
(Převzato z [1]).

Takto vytvořený miniaturní přechod má kapacitu asi 1 pF. Mezní frekvence těchto je značně vysoká (kolem 100 MHz; ve speciálním provedení až 1 000 MHz).

DIODY PRO STABILIZACI NAPĚTÍ

Pro stabilizaci ss. napětí je možné využít vlastností přechodu PN plošných Si diod vyrobených vhodným způsobem, které jsou polarizovány ve zpětném směru.

Má-li dioda velmi tenký přechod PN, vzniká při působení napětí ve zpětném směru v její velmi tenké vyprázdněné oblasti tak velká intenzita elektrostatického pole, že dochází k vytrhávání elektronů z vazeb krystalové mřížky. Počet minoritních nosičů náboje v důsledku toho velmi vzroste. To se projeví prudkým vzrůstem zpětného proudu diody při téměř stálém napětí. Přitom se dynamický vnitřní odpor diody zmenší z několika megaohmů na několik desítek až jednotek ohmů.

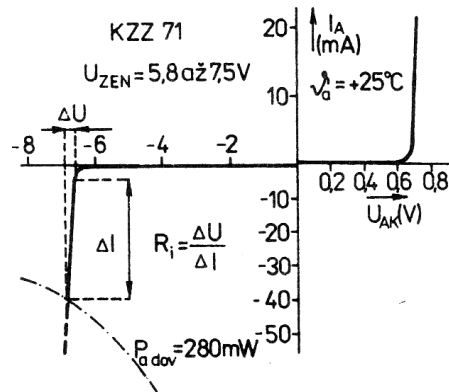
Popsaný děj se nazývá Zenerův jev podle svého objevitele. Napětí, při kterém Zenerův jev nastává, se nazývá Zenerovo napětí. K vyvolání Zenerova jevu je potřeba, aby intenzita elektrostatického pole v křemíku dosáhla hodnoty řádově $10^7 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$.

Intenzita elektrostatického pole ve vyprázdněné oblasti je při určitém napětí nepřímo úměrná její tloušťce. U nejmenších vrstev se dosahuje kritické intenzity pole (Zenerova napětí) asi při 3 V. Při zvětšování tloušťky přechodu Zenerovo napětí postupně stoupá. Zároveň se však objevuje další jev zvětšující proud ve zpětném směru. Elektrony získávají při průchodu přechodem v důsledku velké intenzity pole značnou kinetickou energii. Je-li přechod široký, je velká pravděpodobnost, že letící elektron narazí ve vyprázdněné oblasti na jiný elektron a uvolní ho z vazby. Oba elektrony jsou polem dále urychlovány a během své cesty uvolní nárazem další elektrony, ty podobným způsobem opět další. Nastane lavinová ionizace v oblasti přechodu, projevující se podobným způsobem jako Zenerův jev.

Zenerův jev se uplatňuje v tenkých přechodech. Začíná působit při napětí asi 3 V a v důsledku zvětšování šířky přechodu při napětích vyšších než asi 6 V postupně mizí a je plynule vystřídán jevem lavinovým. Oba jevy se z hlediska stabilizace napětí projevují stejným způsobem. Proto se v katalogu TESLA diody, které těchto jevů využívají, nerozlišují a nazývají se stabilizační (Zenerovy) diody. Rozdíl je pouze v teplotní závislosti průrazného (Zenerova) napětí. Při Zenerově jevu vyvolá zvýšení teploty pokles průrazného napětí, při lavinovém jevu zvýšení průrazného napětí. V okolí 6 V se teplotní závislost obou jevů kompenzuje. V důsledku toho je dioda stabilizující napětí 6 V téměř nezávislá na teplotě.

Voltampérová charakteristika stabilizační diody je na obr. 1.4. Všimneme si, že stabilizační dioda má v přímém směru stejný průběh charakteristiky jako běžná usměrňovací dioda. Zenerův průraz i lavinový průraz je nedestruktivní. Kdyby ale procházející proud

diodou překročil určitou mez, došlo by k zahřátí přechodu nad dovolenou teplotu a ke zničení diody. Proto výrobce udává pro každou diodu tepelný odpor R_{th} , nejvyšší přípustnou anodovou ztrátu P_{dov} a její závislost na teplotě okolí.



Obr. 1.4 Voltampérová charakteristika stabilizační diody KZZ 71. (Převzato z [1]).

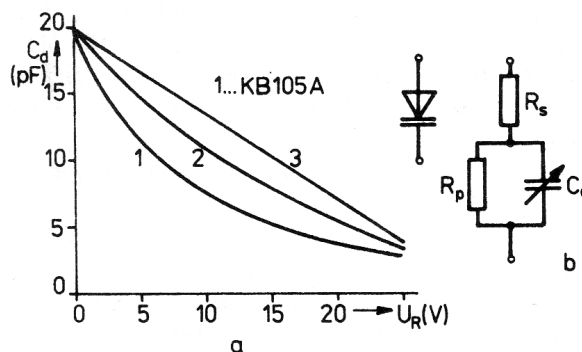
KAPACITNÍ DIODY

Kapacitní diody jsou součástky, které se polarizují ve zpětném směru. Jsou to plošné diody vyráběné z křemíku nebo z arzenidu galia technologickým postupem, který je určen požadovanou závislostí kapacity diody na přiloženém napětí. Je-li přechod strmý (slitinový), závisí kapacita diody na napětí přibližně podle vztahu

$$C_d = \frac{k}{\sqrt{U_R}},$$

kde k je konstanta závislá na materiálu a provedení diody a U_R je napětí mezi anodou a katodou ve zpětném směru.

Vhodným způsobem rozdělení příměsí v okolí přechodu lze získat též lineární závislost kapacity na přiloženém napětí. Uvedené závislosti jsou na obr. 1.5a. Jednotlivé vyráběné typy kapacitních diod se od sebe liší velikostí kapacity, která může být při napětí $U_R = 0$ kolem 10 pF.



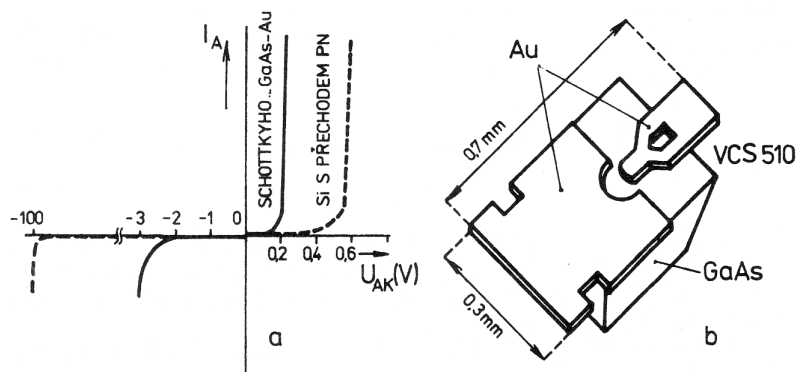
Obr. 1.5 a) Závislost kapacity diody na anodovém napětí ve zpětném směru U_R , 1 strmý přechod, 2 pozvolný přechod, 3 pro diodu s lineární závislostí C_d na U_R .

b) Náhradní obvod a schématická značka kapacitní diody.

(Převzato z [1]).

➤ Schottkyho dioda

Schottkyho diody využívají ke své činnosti usměrňujícího kontaktu polovodič – kov. Vyrábějí se např. napařením tenké vrstvy zlata na povrch epitaxní vrstvy arzenidu galia nebo platiny na povrch křemíku apod. Doba zotavení těchto diod je neobyčejně krátká (řádu jednotek pikosekund) a mezní frekvence těchto diod je velmi vysoká (řád desítek gigahertzů). Dovolené napětí ve zpětném směru je však malé. Pro diodu GaAs – Au asi – 3 V, pro Si – Pt asi – 30 V.



Obr. 1.8 a) Porovnání charakteristik diod, b) náčrtek Schottkyho diody VCS 510. (Převzato z [1]).

Schottkyho diody se využívají ve směšovačích a demodulátorech v pásmech centimetrových vln. Proti dříve používaným speciálním hrotovým diodám mají menší šum, větší účinnost a větší odolnost proti elektrickému a mechanickému namáhání.

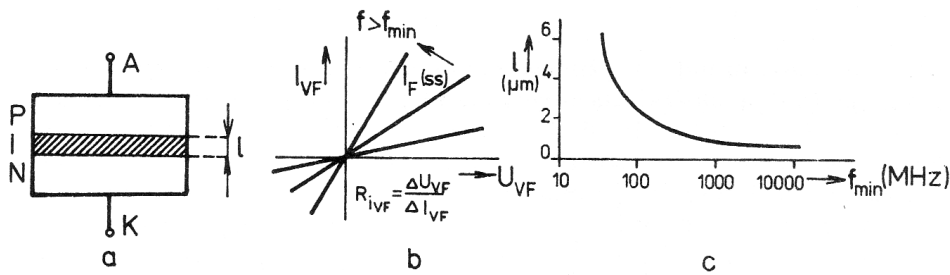
➤ Dioda PIN

Vrstva s nevlastní vodivostí typu P, která tvoří anodu diody, je oddělena od vrstvy s vodivostí N, tvořící katodu, tenkou vrstvou velmi čistého křemíku. Tato mezivrstva, tlustá několik mikrometrů, není dotována žádnou příměsí. Má pouze vlastní (intrinzní) vodivost. Odtud také písmeno I v názvu diody. Principiální uspořádání diody PIN je na obr. 1.9a.

Vrstva I se uplatňuje při průchodu stejnosměrného proudu nebo proudů tak nízkých frekvencí, že odpovídající doba periody $1(f)^{-1}$ je mnohokrát delší než doba potřebná k průchodu nosičů náboje přes vrstvu I. V těchto případech se dioda chová stejně jako obyčejná křemíková dioda s malou plochou přechodu. Rovněž má stejnou voltampérovou charakteristiku.

Při vysokých frekvencích, kdy doba potřebná k průchodu nosičů náboje přes vrstvu I je srovnatelná s periodou procházejícího signálu, ztrácí dioda PIN svůj nelineární charakter a

chová se jako lineární rezistor. Velikost jejího odporu pro vysoké frekvence R_{vt} je možné měnit velikostí stejnosměrného proudu I_F , kterým diodu v propustném směru polarizujeme.

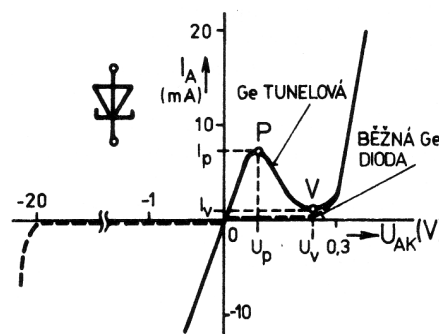


Obr. 1.9 a) Dioda PIN, b) charakteristiky diody PIN pro frekvenci $f > f_{min}$. (Převzato z [1]).

Diody PIN se používají při frekvencích stovek až tisíců megahertzů, a proto je důležité, aby jejich parazitní kapacita a indukčnost přívodů byly co nejmenší. Z tohoto důvodu je krystal tvořící diodu uzavřen ve speciálním koaxilním pouzdru.

Tunelová dioda

Proti obyčejné plošné polovodičové diodě má VA charakteristika tunelové diody dva výrazné rozdíly, které jsou patrné z obr. 1.10. Při polarizaci ve zpětném směru se tunelová dioda chová jako lineární rezistor s malým odporem (tzn. propouští proud). V přímém směru její anodový proud vzrůstá nejprve téměř přímo úměrně anodovému napětí. Dosahuje maxima I_p v bodě P při napětí U_p asi 0,1 V. Při dalším růstu anodového napětí anodový proud klesá až do bodu V. Při napětí asi 0,3 až 0,4 V se VA charakteristika tunelové diody připojuje k charakteristice běžné germaniové diody nebo diody z arzenidu galia. Je zřejmé, že pro pracovní body ležící mezi body P a V vykazuje dioda záporný diferenciální odpor. Této vlastnosti se dá využít k sestrojení oscilátorů nebo rychlých spínačů.. Aplikace tunelových diod přináší řadu nevýhod, a proto se tyto diody v současné době používají jen velmi zřídka.

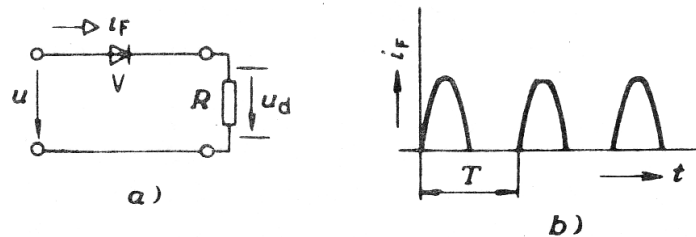


Obr. 1.10 Charakteristika tunelové a běžné polovodičové diody. (Převzato z [1]).

VYUŽITÍ USMĚRŇOVACÍCH ÚČINKŮ POLOVODIČOVÝCH DIOD

JEDNOPULSNÍ USMĚRŇOVAČ ZATÍŽENÝ ČINNÝM ODPOREM

Na obr. 1.1a je uvedeno nejjednodušší zapojení usměrňovače. Jednopulsní (někdy se také používá název jednocestný) usměrňovač, u něhož je napájecí zdroj, dioda a zátěž spojeny do série. Propustný proud i_F prochází diodou ve směru od anody ke katodě, kladné zvolené směry napájecího napětí $u(t)$ a výstupního napětí $u_d(t)$ jsou vyznačeny sčítacími šipkami.



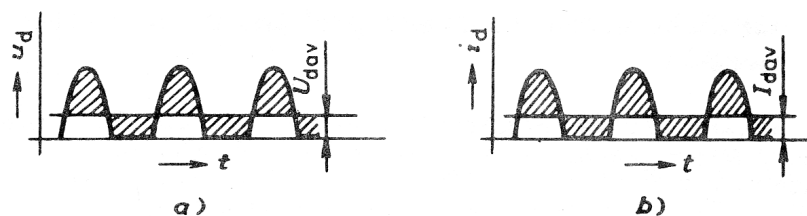
Obr. 1.1 a) Schéma zapojení jednopulsního usměrňovače, b) usměrněný tepavý průběh proudu. (Převzato z [1]).

Dioda V je během kladné půlperiody napájecího střídavého napětí polarizována propustně, ve druhé půlperiodě závěrně. Výstupní proud usměrňovače se skládá z řady proudových impulsů, oddělených prodlevou jedné půlperiody (obr. 1.1b).

Průběh usměrněného proudu a napětí je tepavý (pulsující).

STŘEDNÍ HODNOTA USMĚRNĚNÉHO NAPĚTÍ A PROUDU

Jestliže měříme tepavé napětí o frekvenci 50 Hz a výš (obr. 1.2a), voltmetrem, nestačí přístroj sledovat rychlé časové změny napětí. Voltmetr měří střední hodnotu (označujeme ji také jako stejnosměrnou složku měřeného napětí). Obr. 1.2 uvádí průběh výstupního napětí a proudu usměrňovače u_d , i_d (index d označuje výstupní veličinu obvodu) a střední hodnotu U_{dav} , I_{dav} . Plochy vymezené průběhem $u_d(t)$, $i_d(t)$ a přímkou $y = U_{dav}$, $y = I_{dav}$, jsou stejně velké. Při zatížení činným odporem jsou si oba průběhy podobné, protože platí $u_d = R_{id}$.

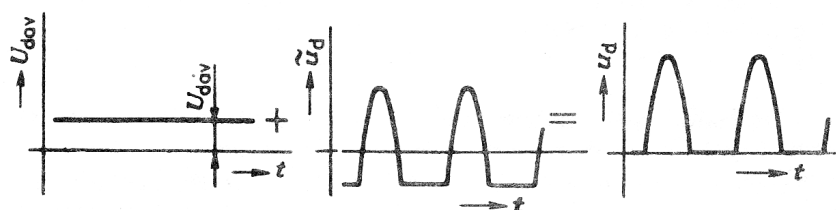


Obr. 1.2 a) Střední hodnota propustného napětí, b) střední hodnota propustného proudu. (Převzato z [1]).

STŘÍDAVÁ SLOŽKA USMĚRNĚNÉHO NAPĚTÍ, ZVLNĚNÍ

Tepavý průběh napětí u_d můžeme rozložit na dvě složky: stejnosměrné napětí (střední hodnotu) U_{dav} a střídavé napětí \tilde{u}_d (obr. 1.3). Poměr efektivní hodnoty střídavé složky $\tilde{u}_d(t)$, tj. \tilde{U}_d a střední hodnoty U_{dav} nazýváme zvlnění k_z

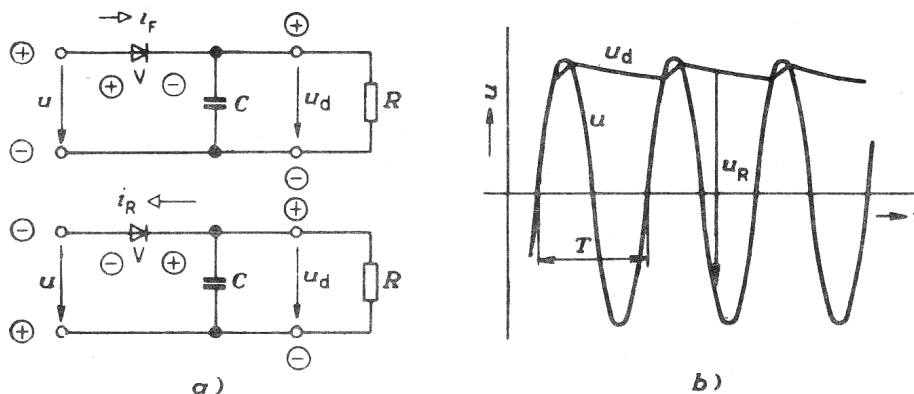
$$k_z = \frac{\tilde{U}_d}{U_{dav}} 100 \quad [\%].$$



Obr. 1.3 Střídavá složka a zvlnění usměrněného napětí.
(Převzato z [1]).

JEDNOPULSNÍ USMĚRŇOVAČ ZATÍŽENÝ ODPOREM A KAPACITOU

Připojíme-li na svorky usměrňovače kondenzátor (obr. 1.4a), zmenšíme zvlnění výstupního napětí u_d . V době, kdy je dioda v polarizována v přímém směru, nabíjí se kondenzátor téměř na amplitudu zdroje. V době, kdy je dioda uzavřená, se kondenzátor vybíjí do zatěžovacího odporu až do okamžiku, kdy dioda opět spíná. Je-li kapacita kondenzátoru dostatečně velká, klesá výstupní napětí při nevodivém stavu diody jen málo (obr. 1.4b), takže na zatěžovacím odporu působí během celé periody téměř čisté stejnosměrné napětí (obr. 1.2a). Kondenzátor C označujeme jako vyhlazovací, vybíjecí či filtrační.

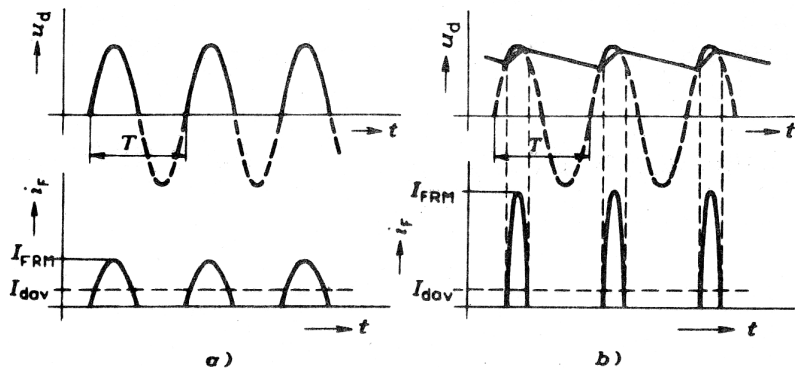


Obr. 1.4 a) Jednopolsní usměrňovač zatížený na výstupu paralelní kombinací odporu a kapacity, b) časový průběh napětí u_d .
(Převzato z [15]).

Na obr. 1.4a je v kroužcích vyznačena skutečná polarita napětí zdroje $u(t)$ a úbytku na diodě $u_F(t)$, $u_R(t)$ a napětí $u_D(t)$ v případě, kdy je dioda ve vodivém a nevodivém stavu. Vidíme, že na závěrně polarizovanou diodu působí napětí, dané součtem absolutní hodnoty $|u| + |u_d|$. V tomto smyslu lze hovořit o zatížení diody protinapětím. Maximální hodnota napětí na diodě může dosáhnout až dvojnásobku amplitudy napětí zdroje, jak ukazují obr. 1.4b.

OPAKOVATELNÝ ŠPIČKOVÝ PROUD

Při zatížení jednopulsního usměrňovače činným odporem se shoduje průběh výstupního proudu i_d a proudu, procházejícího diodou (obr. 1.5a). Trvání jednotlivých proudových impulsů je však určeno dobou $T/2$, tj. polovinou periody. Je-li dioda zatížena protinapětím, prochází jí proud pouze krátký okamžik, kdy je napětí na kondenzátoru nižší, než napětí zdroje.



Obr. 1.5 Opakovatelný špičkový proud I_{FRM} ,
a) zatížený činným odporem, b) zatížený odporem a kapacitou.
(Převzato z [1]).

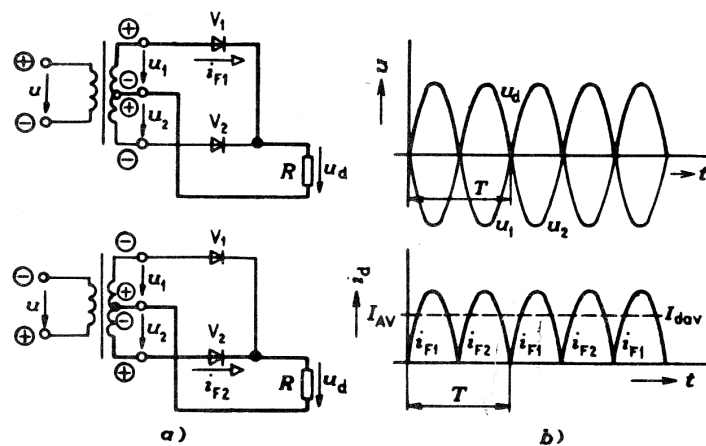
Trvání proudového impulsu se podstatně zkracuje ve srovnání s dobou impulsu při odporové zátěži. Při stejné střední hodnotě výstupního proudu usměrňovače I_{dav} je opakovatelný propustný špičkový proud I_{FRM} při zatížení protinapětím podstatně vyšší. Největší špičkovou hodnotu proudu I_{FRM} udávají katalogové listy diod. Při návrhu usměrňovače musíme proto dbát na to, abychom výrobcem předepsanou hodnotu proudu nepřekročili.

UZLOVÉ ZAPOJENÍ USMĚRŇOVAČE

Na obr. 1.6a je naznačeno dvoupulsní uzlové zapojení s činnou zátěží – odporem R . Obvod se skládá ze dvou diod V_1 , V_2 a transformátoru, jehož sekundární vinutí má vyvedený střed. Během první půlperiody napájecího napětí, kdy je okamžitá hodnota napětí u_1 taková, že dioda V_1 spíná, prochází proud horní částí sekundárního vinutí. Dioda V_2 je polarizována napětím u_2 závěrně. V druhé půlperiodě si obě diody předají funkci. Dioda V_1 je zavřená, dioda V_2 je sepnutá. Vidíme, že na rozdíl od předchozího zapojení usměrňovače využíváme nyní obou půlperiod napájecího napětí, odtud název dvoupulsní (dvoucestný) usměrňovač.

Průběh výstupního napětí u_d a proudů obou diod ukazuje obr. 1.6b. Zvlnění výstupního napětí usměrňovače je podstatně menší, než u jednopulsního zapojení. I tady můžeme výhodně použít vyhlazovacího kondenzátoru, připojeného paralelně k výstupním svorkám usměrňovače, abychom dále snížili zvlnění výstupního napětí u_d .

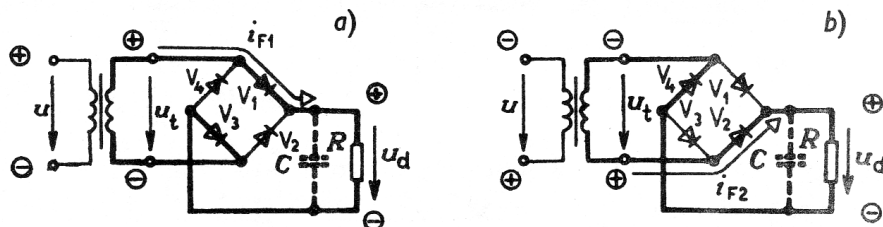
Nevýhodou dvoupulsního zapojení je špatné využití síťového transformátoru. V každém okamžiku prochází proud pouze jednou polovinou sekundárního vinutí. Z tohoto důvodu se dvoupulsní zapojení používá pouze tehdy, požadujeme-li malý výstupní výkon usměrňovače.



Obr. 1.6 Dvoupulsní uzlové zapojení
a) schéma zapojení s činnou zátěží, b) časové průběhy napětí u_d .
(Převzato z [1]).

JEDNOFÁZOVÝ MŮSTEK

Nejpoužívanější zapojení usměrňovače v případě, že máme k dispozici jednofázový zdroj střídavého napětí, ukazuje obr. 1.7. Jednofázový můstek se skládá z diod V_1 až V_4 . Kladné směry napětí sítě u , sekundárního napětí transformátoru u_t a výstupního napětí usměrňovače u_d jsou na obr. 1.7 vyznačeny spolu s okamžitou polaritou těchto napětí v první a druhé polovině periody T . V případě, který ukazuje obr. 1.7a je $u > 0$, $u_t > 0$. Pak proud prochází diodou V_1 , zatěžovacím odporem R a vrací se zpět přes diodu V_3 do transformátoru. Diody V_2 , V_4 jsou polarizovány závěrně. Poměry ve druhé půlperiodě ukazuje obr. 1.7b.



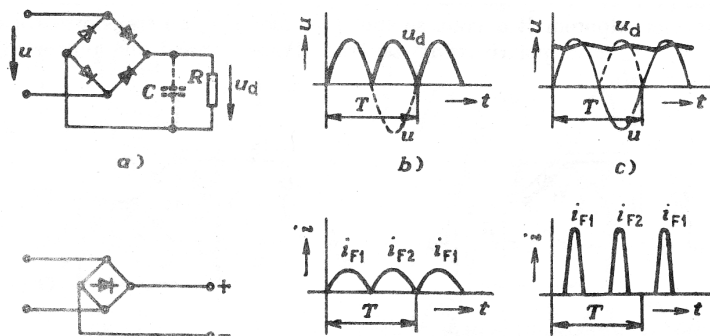
Obr. 1.7 Jednofázový můstek,
a) průběh proudu i_{F1} v první půlperiodě, b) průběh proudu i_{F2} v první půlperiodě.
(Převzato z [1]).

Charakteristickou vlastností jednofázového můstku je, že v každém okamžiku prochází proud dvěma diodami, zbývající dvě diody jsou namáhány závěrným napětím.

PRŮBĚH PROUDŮ A NAPĚTÍ V OBVODU JEDNOFÁZOVÉHO MŮSTKU

Na obr. 1.8a je ještě jednou naznačen obvod můstku a jeho používané schématické označení. Na obr. 1.8b jsou zachyceny průběhy napětí u_d , u a proudů diody V_1 , V_2 v případě odporové zátěže můstku, na obr. 1.8c v případě, že připojíme vyhlazovací kondenzátor (naznačený čárkovaně).

Kmitočet střídavé složky výstupního napětí usměrňovače \tilde{u}_d je dvojnásobný ve srovnání s kmitočtem napětí \tilde{u}_d u jednopulsního usměrňovače. Proto dosáhneme u můstku stejného zvlnění kondenzátorem menší kapacity.



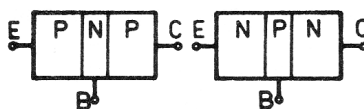
Obr. 1.8 Jednofázový můstek
 a) schéma zapojení, časový průběh napětí u_d , c) časový průběh napětí u_d s připojeným vyhlazovacím kondenzátorem C.
 (Převzato z [1]).

BIPOLÁRNÍ TRANZISTORY

Z obr. 1.1, který zjednodušeně znázorňuje základní uspořádání bipolárního tranzistoru, je zřejmé, že jde o součástku složenou ze tří vrstev polovodičového materiálu. Vnitřní vrstva, lišící se typem nevlastní vodivosti od vrstev vnějších, se nazývá báze (B). Vnější vrstvy jsou emitor (E) a kolektor (C). Emitor je dotován větším množstvím příměsí než kolektor, a proto má ve srovnání s ním mnohem větší vodivost. Elektrody tranzistoru se dále navzájem liší konstrukčním provedením. Jak ukazuje obr. 1.4, je možné vytvořit tranzistor typu PNP nebo NPN.

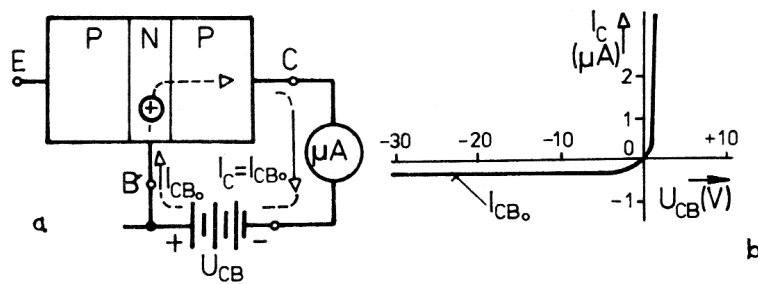
ČINNOST TRANZISTORU

Představme si, že tranzistor PNP je zapojen v obvodu nakresleném na obr. 1.2a. Emitor je odpojen, a proto se neuplatňuje.



Obr. 1.1 Principiální uspořádání bipolárního tranzistoru.
 (Převzato z [1]).

Přechod kolektor – báze tvoří diodu, která je polarizována napětím U_{CB} ve zpětném směru. Proto bude jejím obvodem procházet pouze velmi malý proud minoritních nosičů náboje, který je nasycen již při napětí několik desetin voltu (obr. 1.2b). Kdybychom zaměnili polaritu napětí U_{CB} , přechod kolektor – báze by se otevřel a proud v obvodu by velmi prudce vzrostl.

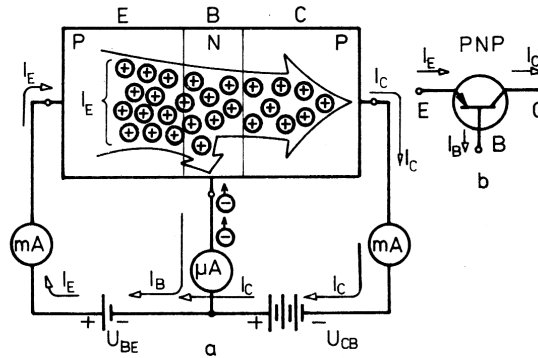


Obr. 1.2 Zpětný proud diody kolektor-báze (zbytkový proud tranzistoru)
(Převzato z [1]).

Z obr. 1.2 vidíme, že popsaná závislost proudu I_C na napětí U_{CB} je voltampérovou charakteristikou diody kolektor – báze, která se nijak neliší od voltampérové charakteristiky běžné polovodičové diody. Abychom zdůraznili, že při zjišťování této závislosti byl emitor odpojen, označili jsme na obr. 1.2 proud procházející z báze do kolektoru symbolem I_{CB0} . Proud I_{CB0} není ve skutečnosti tvořen pouze minoritními nosiči v bázi, tj. dírami, jejichž pohyb je na obr. 1.2a zakreslen, nýbrž také minoritními nosiči v kolektoru, elektrony, neboť pro oba druhy minoritních nosičů je přechod báze – kolektor otevřen.

My však budeme pro jednoduchost výkladu sledovat pouze minoritní nosiče náboje elektrody báze, tj. v tranzistoru PNP díry, neboť směr jejich pohybu souhlasí s technickým směrem proudu. Nicméně skutečnost, že průchodu kolektorového proudu se účastní majoritní i minoritní nosiče náboje elektrody kolektor (tj. díry přicházející z báze, které jsou v kolektoru majoritními nosiči i elektrony, které jsou zde nosiči minoritními), je důvodem, proč se tranzistor nazývá bipolární. Jedná se tedy o tranzistor využívající nosičů náboje obou polarit. Z grafu je dále zřejmé, že v obvodu tranzistoru působí poměrně velké napětí (desítek voltů), avšak procházející proud je jen velmi malý (zlomky mikroampérů). Odpovídající výkon, daný součinem obou veličin, je pouze několik mikrowattů.

Kdybychom chtěli tento výkon zvětšit, museli bychom zvětšit proud procházející obvodem kolektoru (tj. kolektorový proud I_C). K tomu však potřebujeme (viz. obr. 1.2a) zvětšit počet minoritních nosičů náboje v oblasti báze (v tranzistoru PNP počet děr). Tento požadavek splníme velmi snadno. Stačí, když napětím několik desetin voltu (větším než napětí U_{T0} diody) otevřeme přechod emitor – báze (obr. 1.3a). Díry, které jsou majoritními nosiči náboje v emitoru, začnou procházet ve velkém množství do oblasti báze.



Obr. 1.3 Činnost a schématická značka tranzistoru PNP.
(Převzato z [1]).

Vytvářejí emitorový proud tranzistoru I_E . V oblasti báze jsou přicházející díry minoritními nosiči náboje a přechod báze – kolektor je pro ně otevřen.

Protože báze má poměrně malou tloušťku, prochází téměř celý emitorový proud až do kolektoru tranzistoru. Výkon v obvodu kolektoru dosáhne hodnoty $I_C \cdot U_{CB} = I_E \cdot U_{CB}$, tzn. že mnohonásobně stoupne. Velikost emitorového proudu je možné řídit napětím U_{BE} . Podle konstrukčního provedení tranzistoru může být proud I_E několik miliampérů až několik desítek ampérů. Výkon ve výstupním obvodu pak může dosáhnout hodnoty až několik set wattů.

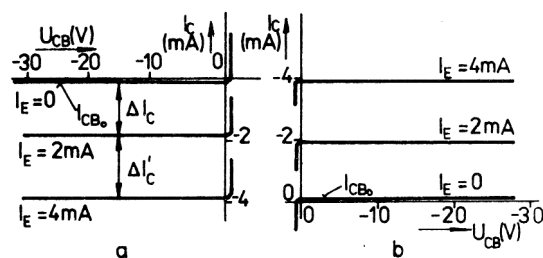
Z celkového počtu děr přicházejících z emitoru do báze stačí v oblasti báze rekombinovat jen velmi malá část, zpravidla menší než 1 %.

Úbytek elektronů v bázi vzniklý rekombinací s dírami je vyrovnán proudem báze I_B , který je tvořen elektrony přiváděnými ze záporného pólu zdroje U_{BE} . Z obr. 1.3 je zřejmé, že

$$I_E = I_C + I_B.$$

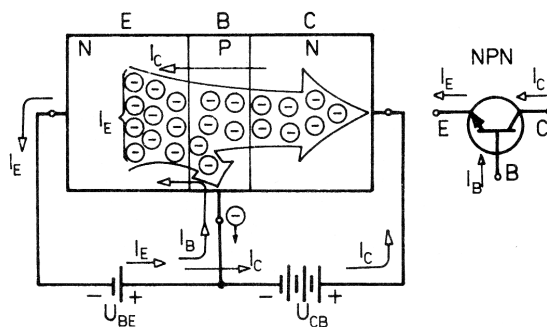
Rozdělení emitorového proudu na proud kolektoru a báze bere v úvahu též schématická značka tranzistoru PNP nakreslená na obr. 1.3b.

Kdybychom sledovali závislost kolektorového proudu na napětí kolektor – báze v případě, kdy emitorovým obvodem prochází konstantní proud I_E , získali bychom průběh nakreslený na obr. 1.4a.



Obr. 1.4 Výstupní charakteristiky tranzistoru PNP se společnou bází.
(Převzato z [12]).

Získané křivky nazýváme výstupní charakteristiky tranzistoru v zapojení se společnou bází, neboť popisují vztah mezi vstupním proudem a výstupním napětím. Vidíme, že jednotlivé průběhy vznikly posunutím voltampérové charakteristiky diody kolektor – báze vždy o přírůstek ΔI_C , který je roven té části emitorového proudu, která se dostává z emitoru až do kolektoru. Proto je výstupní proud I_C o malou hodnotu menší než vstupní proud I_E . Ačkoli je pro tranzistor PNP výstupní napětí i výstupní proud záporné, je zvykem kreslit výstupní charakteristiky do prvního kvadrantu (obr. 1.4b).



Obr. 1.5 Činnost tranzistoru NPN a jeho schématická značka.
(Převzato z [1]).

Podobným způsobem, kterým jsme vysvětlili činnost tranzistoru PNP, můžeme vysvětlit též činnost tranzistoru NPN. Diody kolektor – báze je opět polarizována ve zpětném směru, aby z báze do kolektoru mohly procházet jen minoritní nosiče náboje. V tomto případě jsou to však elektrony a technický směr se označuje proti směru jejich pohybu.

Základní zapojení tranzistoru

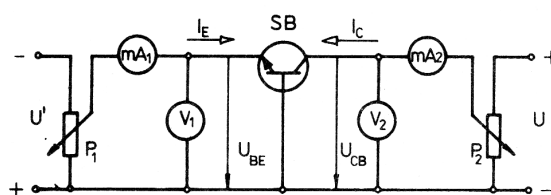
Tranzistor může být v obvodu zapojen třemi základními způsoby:

- se společnou bází (SB)
- se společným emitorem (SE)
- se společným kolektorem (SC)

Je samozřejmé, že způsob zapojení nemůže mít vliv na vnitřní činnost tranzistoru (tj. na podstatu působících fyzikálních jevů). Různé chování tranzistoru v jednotlivých základních zapojeních je způsobeno využitím různých jeho elektrod ve vstupním a ve výstupním obvodu.

V dalším výkladu porovnáme nejdůležitější vlastnosti tranzistoru NPN v těchto základních zapojeních. Veškeré závěry platí také pro tranzistory PNP. V zapojeních i v grafech je však nutné pro tranzistor PNP změnit polaritu všech napětí i smysly proudů.

První informaci získáme z průběhu voltampérových charakteristik (tzv. statických, tj. změřených stejnosměrným proudem). Pro tranzistor se společnou bází je naměříme v zapojení podle obr. 1.6.

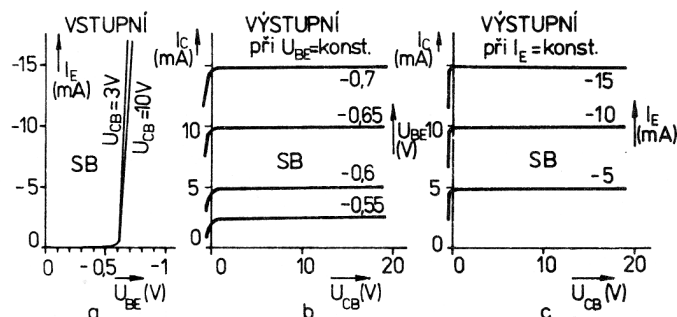


Obr. 1.6 Měření statických charakteristik tranzistoru.
(Převzato z [1]).

Budeme-li udržovat napětí U_{CB} konstantní např. (např. $U_{CB} = 10 \text{ V}$) a budeme-li jej regulovat potenciometrem P_1 zapojeným ve vstupním obvodu, získáme závislost proudu I_E na napětí U_{BE} , kterou nazýváme vstupní charakteristika. Její průběh pro křemíkový tranzistor je na obr. 1.7a. Odpovídá voltampérové charakteristice polovodičové diody zapojené v přímém směru. Opakujeme-li měření při jiné hodnotě napětí U_{CB} (např. $U_{CB} = 3 \text{ V}$), zjistíme, že průběh vstupní charakteristiky závisí na výstupním napětí U_{CB} jen velmi málo.

Závislost výstupního proudu I_C na výstupním napětí U_{CB} nazýváme výstupní charakteristika. Můžeme ji určit při konstantním napětí U_{BE} (obr. 1.7b) nebo při konstantním proudu I_E (obr. 1.7c).

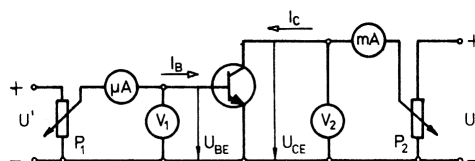
Pro tranzistor se společným emitorem získáme statické charakteristiky v zapojení podle obr. 1.8. Vstupní charakteristiku představující závislost vstupního napětí na vstupním proudu naměříme stejně jako v zapojení se společnou bází, budeme-li uvažovat konstantní výstupní napětí.



Obr. 1.7 Charakteristiky tranzistoru NPN se společnou bází.
(Převzato z [1]).

Průběhy jsou nakresleny na obr. 1.9a. Jejich závislost na vstupním napětí je podobně jako v zapojení se společnou bází velmi malá.

Výstupní charakteristiky se měří opět při konstantním vstupním napětí (obr. 1.9b) nebo při konstantním vstupním proudu (obr. 1.9c). Jednotlivé výstupní charakteristiky se oddělují od tzv. mezní přímky m tranzistoru, která prochází počátkem souřadnic a směřuje prudce vzhůru. Vlevo od mezní přímky nemůže z fyzikálních důvodů ležet žádný bod žádné výstupní charakteristiky.



Obr. 1.8 Měření statických charakteristik tranzistoru se společným emitorem.
(Převzato z [1]).

Pro zapojení se společným kolektorem se statické charakteristiky neuvádějí, neboť všechny údaje, které bychom jejich pomocí mohli určit, je možné stanovit též z charakteristik platných pro zapojení se společným emitorem.

ZBYTKOVÝ PROUD TRANZISTORU

Zbytkovým proudem tranzistoru nazýváme proud procházející obvodem kolektoru v případě, že do vstupní elektrody (báze nebo emitoru) nepřivádíme proud. Zbytkový proud je podobně jako zpětný proud polovodičových diod tvořen minoritními nosiči. V zapojení se společnou bází se zbytkový proud označuje I_{CB0} . Prochází diodou kolektor – báze (obr. 1.2a).

Jeho velikost je závislá na materiálu tranzistoru, na rozměrech přechodu báze – kolektor a na teplotě. Typické hodnoty jsou uvedeny v tabulce 1.

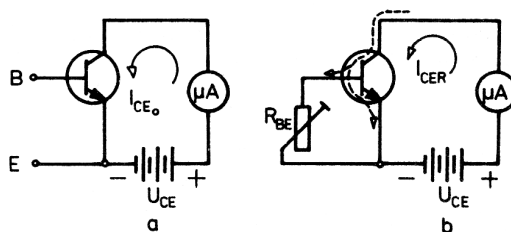
Tabulka 1.

P_{cdov} (W)	0,1 až 1	1 až 10	10 až 100
I_{CB0} Ge (μA)	3 až 30	30 až 100	100 až 5 000
I_{CB0} Si (μA)	0,01 až 0,50	0,50 až 50	50 až 1 000

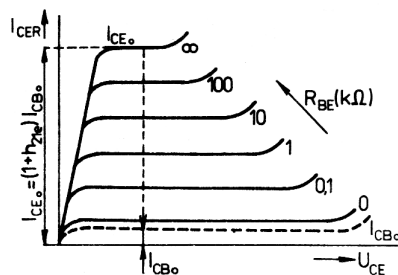
Velikost zbytkových proudů tranzistorů při teplotě 25 °C.
(Převzato z [12]).

V zapojení se společným emitorem označujeme zbytkový proud při odpojené bázi I_{CE0} (obr. 1.13a). Zpětný proud diody kolektor – báze prochází v tomto případě přes bázi až do emitoru a je vstupním proudem tranzistoru. Tranzistor tento proud zesílí h_{21e} krát, takže obvodem kolektoru prochází proud I_{CB0} plus h_{21e} krát I_{CB0} . Proto platí vztah

$$I_{CE0} = I_{CB0}(1 + h_{21e}).$$



Obr. 1.13 Zbytkový proud tranzistoru.
(Převzato z [1]).

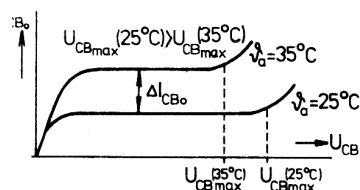


Obr. 1.14 Vliv odporu mezi bázi a editorem na zbytkový proud tranzistoru.
(Převzato z [1]).

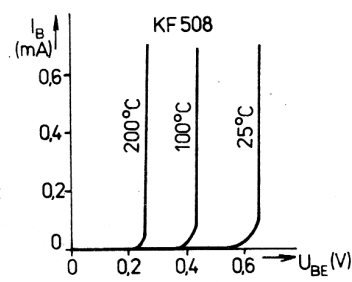
Připojíme-li mezi bázi a emitor rezistor s odporem R_{BE} (obr. 1.13b), který tvoří bočník k diodě báze – emitor, odvede se část proudu diody báze – kolektor mimo přechod báze – emitor. Tím se zmenší také zesilovaná část tohoto proudu a zbytkový proud tranzistoru se zmenší. Označuje se I_{CER} . Závislost tohoto proudu na odporu rezistoru R_{BE} můžeme sledovat z charakteristik na obr. 1.14. Všimneme si, že při $R_{BE} = 0$ je $I_{CER} = I_{CB0}$.

VLIV TEPLoty NA VLASTNOSTI TRANZISTORU

- *Růstem zbytkového proudu* (obr. 1.15), z toho plynoucím zvětšováním proudu kolektoru, zkreslováním průběhu výstupních charakteristik (obr. 1.17) a zmenšováním dovolených napětí mezi elektrodami. Stejně jako pro zpětný proud diod platí i pro zbytkový proud tranzistoru, že při vzrůstu teploty o $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ vzroste proud I_{CB0} asi o 7% , tj. při zvýšení teploty o $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ vzroste proud I_{CB0} na dvojnásobek.



Obr. 1.15 Vliv teploty na zbytkový proud diody báze – kolektor.



Obr. 1.16 Vliv teploty na napětí báze – emitor tranzistoru. (Převzato z [1]).

- *Zmenšováním napětí báze – emitor.* Tím dochází ke zkreslování tvaru vstupní charakteristiky. Příkladem je průběh nakreslený na obr. 1.16. Ze změny napětí U_{BE} se dá vypočítat teplotní součinitel napětí báze – emitor

$$T_{k(U_{BE})} = \frac{\Delta U_{BE}}{\Delta \vartheta}, \text{ je záporný má velikost několik mV/ K.}$$

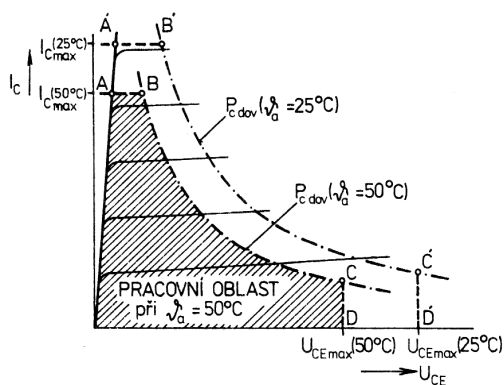
MEZNÍ HODNOTY TRANZISTORU

Aby při činnosti nedošlo k přetížení tranzistoru, a tím ke zkrácení doby jeho života nebo k jeho zničení, nesmějí být překročeny určité, tzv. mezní hodnoty působících veličin, které pro jednotlivé typy tranzistorů udává výrobce v katalogu. Protože nepříznivý vliv má na činnost tranzistoru také vyšší teplota, uvádějí se mezní hodnoty při určité teplotě okolí tranzistoru.

K přetížení by mohlo dojít těmito vlivy:

- *velkým napětím mezi elektrodami,*
- *velkým procházejícím proudem,*
- *vysokou teplotou přechodu v důsledku příliš velkého elektrického příkonu, který se mění v tranzistoru na teplo.*

Výrobce udává mezní ztrátový příkon $P_{C\text{ dov}}$ (tzv. dovolenou kolektorovou ztrátu), který se rovná největšímu elektrickému příkonu, který se smí v kolektoru tranzistoru přeměnit na teplo, aniž by teplota přechodu překročila stanovenou mez. Je zřejmé, že $P_{C\text{ dov}}$ závisí na chlazení tranzistoru. Pro výpočet platí stejné vztahy jako pro anodovou ztrátu a chlazení polovodičových diod.



Obr. 1.18 Pracovní oblast tranzistoru. Při $T_a = +50\text{ °C}$ omezena body ABCDO, při teplotě $T_a = +35\text{ °C}$ omezena body A'B'C'D'O.
(Převzato z [1]).

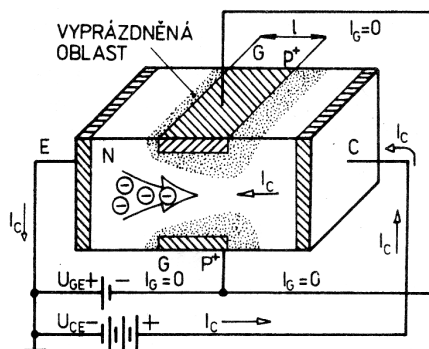
TRANZISTORY ŘÍZENÉ ELEKTRICKÝM POLEM

V roce 1952 objevila skupina amerických vědců pod vedením jednoho z vynálezů bipolárního tranzistoru Dr. Williama Shockleye zesilovací součástku pracující na principu využití elektrostatického pole k řízení proudu procházejícího polovodičovou destičkou. Součástka byla nazvána tranzistor řízený elektrickým polem (Field – Effect – Tranzistor, FET). Protože se zde vedení proudu účastní pouze nosiče náboje jedné polaroty (většinové nosiče), používá se též názvu unipolární tranzistor.

TRANZISTOR ŘÍZENÝ ELEKTRICKÝM POLEM S PŘECHODOVÝM HRADLEM JFET

Uspořádání tohoto typu tranzistoru je schématicky znázorněno na obr. 1.1. Základem je polovodičová destička s nevlastní vodivostí typu N opatřená na obou koncích neusměrňujícími kovovými kontakty, které slouží k přivádění proudu a mají význam emitoru (E) a kolektoru (C). Do horní i dolní stěny základní destičky je v délce l vytvořena difúzí silně dotovaná vrstva obráceného typu vodivosti (P^+) nazývaná hradlo (G – z anglického slova Gate). Obě části hradla jsou spolu vodivě spojeny. Hradlo tvoří řídicí elektrodu tranzistoru. Prostor mezi částmi hradla se nazývá kanál.

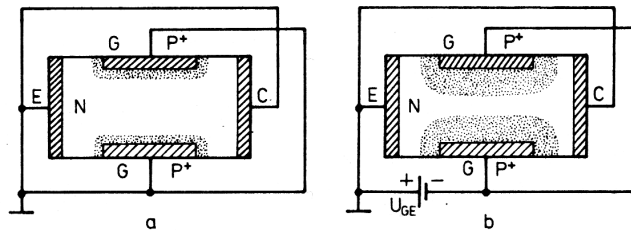
Jsou-li hradlo i kolektor spojeny s emitorem ($U_{CE} = U_{GE} = 0$) (obr. 1.2a), vytvoří se v okolí hradla vyprázdňená oblast, znázorněná na obr. 1.2 tečkovanými plochami.



Obr. 1.1 Tranzistor řízený elektrickým polem s přechodovým hradlem (JFET).
(Převzato z [1]).

Ploušťku vyprázdňené oblasti je možné měnit napětím přiloženým k přechodu. Připojíme-li tedy mezi hradlo a emitor napětí U_{GE} (obr. 1.2b), tak, aby přechod byl polarizován ve zpětném směru, můžeme obě vyprázdňené oblasti rozšířit. Tím zúžíme vodivou část kanálu a zvětšíme jeho odpor. Je zřejmé, že odpor kanálu můžeme měnit velikostí napětí přiloženého ve zpětném směru mezi hradlo a emitor. Přitom přívodem hradla neprochází téměř žádný proud ($I_G = 0$, skutečný proud I_G je řádu jednotek pikoampérů).

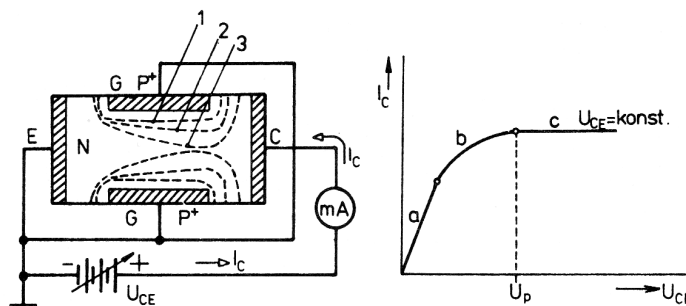
Uvažujme nyní opět $U_{GE} = 0$. Připojíme-li mezi hradlo a emitor napájecí zdroj s polaritou vyznačenou na obr. 1.3a, jehož napětí budeme postupně od nuly zvětšovat, objeví se kolektorový proud I_C .



Obr. 1.2 Změna šířky vodivé části kanálu působením napětí U_{GE} .
(Převzato z [1]).

Při nulovém nebo velmi malém napětí U_{CE} je vyprázdňená oblast kolem částí hradla rovnoměrná a proud I_C se zvětšuje při vzrůstu napětí U_{CE} lineárně (obr. 1.3b část a). Při dalším zvětšování napětí U_{CE} začíná kladné napětí připojené v místě kolektoru na kanál vodivosti N působit jako předpětí hradlo – kanál ve zpětném směru a tím rozšiřovat vyprázdňenou oblast. Toto rozšíření je největší v blízkosti kolektoru, neboť napětí mezi kanálem a hradlem se v důsledku napěťového úbytku působeného proudem I_C od kolektoru k emitoru zmenšuje. Výsledkem je nerovnoměrné rozložení vyprázdňené oblasti podél hradla (obr. 1.3a a obr. 1.1).

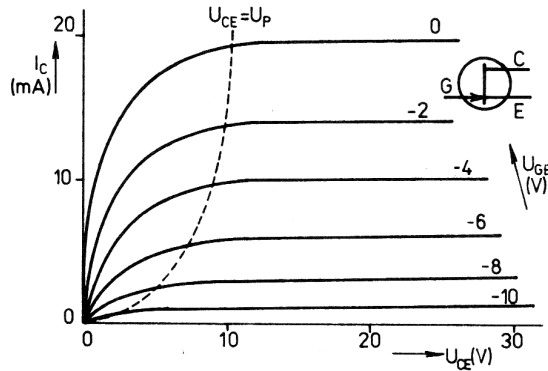
Vliv napětí U_{CE} na rozložení vyprázdňené oblasti má za následek zvětšování odporu kanálu při zvětšování napětí U_{CE} . Proud I_C proto roste při vzrůstu napětí U_{CE} stále pomaleji (obr. 1.3b, část b). Při dosažení napětí $U_{CE} = U_p$ se vyprázdňené oblasti obou částí hradla téměř dotknou. K úplnému dotyku (uzavření kanálu) nedojde. Kanál se pouze v určitém místě zúží na velmi tenkou vrstvičku, která dovoluje průchod proudu I_C . Při dalším zvětšení napětí U_{CE} se úzká část kanálu prodlouží, odpor kanálu se zvětší a proud I_C již nevzroste. Dosahuje své nasycené hodnoty (obr. 1.3b, část c).



Obr. 1.3 a) Vliv napětí U_{CE} na rozložení vyprázdňené oblasti kolem částí hradla,
1 při malé hodnotě U_{CE} , 2 při větším napětí způsobuje napětí U_{CE} zužování kanálu, 3 $U_{CE} = U_p$
b) závislost proudu I_C na napětí U_{CE} při $U_{GE} = \text{konst.}$

(Převzato z [1]).

Nastavíme-li určité předpětí U_{GE} (ve zpětném směru), bude se při zvětšování napětí U_{CE} popsaná činnost tranzistoru opakovat. Vzrůst proudu I_C však bude od počátku pomalejší a k nasycení dojde již při menší hodnotě napětí U_{CE} , neboť vlivem působícího napětí U_{GE} vycházíme nyní z užšího kanálu (obr. 1.2b). Popsané průběhy výstupních charakteristik tranzistoru JFE ukazuje obr. 1.4.



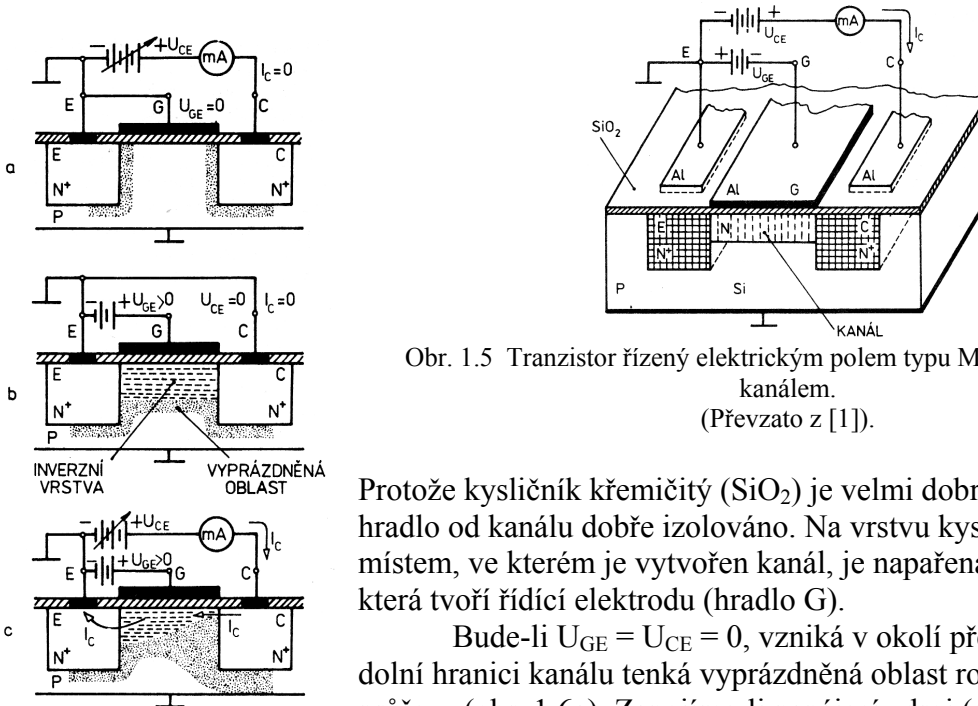
Obr. 1.4 Výstupní charakteristiky a značka tranzistoru JFE. (Převzato z [1]).

TRANZISTOR ŘÍZENÝ ELEKTRICKÝM POLEM S IZOLOVANÝM HRADLEM

Pro tyto typy tranzistorů se používají označení MISFET nebo MOSFET, která vznikla z počátečních písmen anglických slov Metal (kov) – Insulation (izolace) – Semiconductor (polovodič) – FET nebo Metal-Oxide (kysličník = izolační vrstva) – Semiconductor – FET. Používají se dva typy s vodivým kanálem a s indukovaným kanálem.

➤ MISFET s vodivým kanálem

Do povrchu slabě dotované destičky z křemíku, která má vodivost P, jsou difúzí vhodné příměsi vytvořeny dva rovnoběžné příkopy se silnou koncentrací příměsí (N^+), které tvoří emitor a kolektor (obr. 1.5). Mezi nimi je tenčí, méně dotovaná vrstva N tvořící kanál. Celý povrch destičky je oksyložen. Vrstvou kysličníku procházejí pouze vývody emitoru a kolektoru.

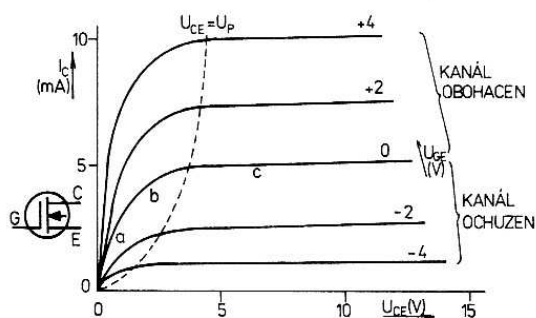


Obr. 1.5 Tranzistor řízený elektrickým polem typu MISFET s vodivým kanálem. (Převzato z [1]).

Protože kysličník křemičitý (SiO_2) je velmi dobrý izolant, je hradlo od kanálu dobře izolováno. Na vrstvu kysličníku nad místem, ve kterém je vytvořen kanál, je napařena vrstva hliníku, která tvoří řídicí elektrodu (hradlo G).

Bude-li $U_{GE} = U_{CE} = 0$, vzniká v okolí přechodu PN na dolní hranici kanálu tenká vyprázdněná oblast rovnoměrného průřezu (obr. 1.6a). Zapojíme-li napájecí zdroj (stále při $U_{GE} = 0$)

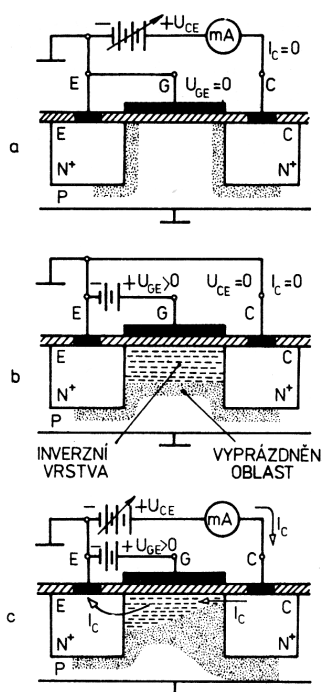
do obvodu kolektor – emitor a zvětšujeme-li postupně napětí U_{CE} , začne kanálem poměrně prudce stoupat proud I_C , neboť kanál je široký a jeho odpor je malý (obr. 1.6b, průběh $U_{GE} = 0$, oblast a na obr. 1.7). Kladné napětí U_{CE} však působí mezi základní deskou spojenou s emitorem a kanálem typu N jako předpětí na přechodu PN ve zpětném směru. Jeho růst způsobuje podobně jako v tranzistoru s přechodovým hradlem rozšiřování vyprázdněné oblasti v blízkosti kolektoru a tím omezuje růst proudu I_C (obr. 1.6c; oblast b na obr. 1.7).



Obr. 1.7 Výstupní charakteristiky tranzistoru MISFE s vodivým kanálem. (Převzato z [1]).

Při tzv. závěrném předpětí U_{GEZ} vytlačí elektrické pole z kanálu všechny volné elektrony a proud I_C klesne na nulu. Bude-li předpětí hradla proti emitoru kladné, přitáhne naopak elektrické pole do prostoru kanálu volné elektrony (minoritní nosiče a elektrony příslušející vlastní vodivosti) ze základní destičky. Tím se zvětší vodivost kanálu a proud I_C vzroste. Za této situace pracuje tranzistor v režimu obohacení.

➤ MISFET s indukovaným kanálem



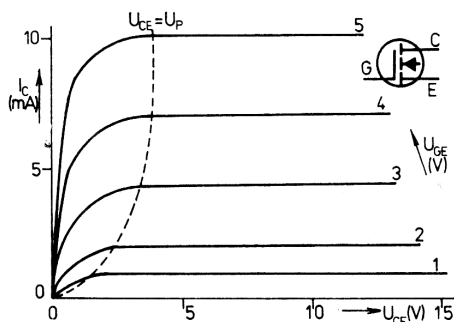
Konstrukční uspořádání i činnost tohoto tranzistoru je velmi podobná tranzistoru MIS s vodivým kanálem. Mezi difundovanými příkopy tvořícími emitor a kolektor není vytvořen vodivý kanál, a proto při $U_{GE} = 0$ neprochází mezi emitorem a kolektorem žádný proud (obr. 1.8a a 1.9). Kanál vznikne vytlačení děr z prostoru mezi emitorem a kolektorem a přitažením volných elektronů ze základní destičky při přiložení kladného napětí na hradlo. V tenké vrstvě polovodiče těsně pod elektrodou G převládne počet elektronů nad děrami. Vznikne tzv. **inverzní vrstva**, která se chová jako vodivý kanál s vodivostí typu N. Kolem inverzní vrstvy vzniká vyprázdněná oblast, jejíž průřez je ovlivňován napětím U_{CE} stejně jako při činnosti tranzistoru s vodivým kanálem (obr. 1.8b, c) Rozdíl je v tom, že zde dochází k vytvoření kanálu a k vedení proudu pouze při kladném předpětí hradla ($U_{GE} > 0$).

Obr. 1.8 Činnost tranzistoru MIS s indukovaným kanálem,

- a) je-li $U_{GE} = 0$ kanál nevzniká,
- b) vznik inverzní vrstvy při $U_{GE} > 0$,
- c) tvar inverzní vrstvy i vyprázdněné oblasti je ovlivněn napětím U_{CE} . (Převzato z [1]).

Jak ukazují charakteristiky (obr. 1.9), dochází při zvětšení napětí U_{GE} ke vzrůstu proudu I_C , neboť při kladnějším napětí na hradle je indukovaný kanál tlustší a vodivější než při malém napětí U_{GE} .

Kdyby jednotlivé části popisovaných tranzistorů byly vyrobeny z polovodiče obráceného druhu nevlastní vodivosti, než který byl v předcházejícím výkladu uvažován, šlo by o tranzistory s kanálem P. Principem činnosti se od vyložených tranzistorů neliší. Vyžadují však obrácenou polaritu všech použitých napětí.

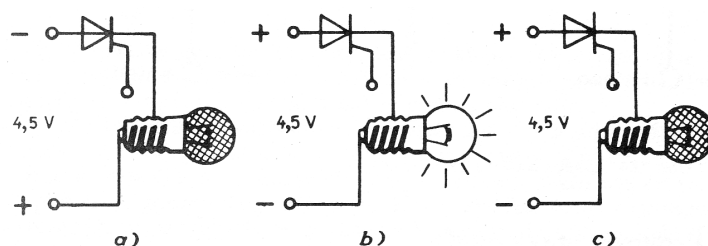


Obr. 1.9 Výstupní charakteristiky tranzistoru MISFE s indukovaným kanálem. (Převzato z [1]).

TYRISTOR

PROVOZNÍ STAVY TYRISTORU

Na obr. 1.1 jsou vyznačeny všechny provozní stavy tyristoru. Tyristor je polarizován v závěrném směru (obr. 1.1a), nepropouští proud – žárovka nesvítí tak jako v případě diody na obr. 1.1a. Sepne-li tyristor, je polarizován v propustném směru (obr. 1.1b) a chová se jako dioda na obr. 1.1b. Kladný pól vnějšího zdroje napětí je připojen na anodu – žárovka svítí. Na rozdíl od diody je však tyristor schopen blokovat, tj. nacházet se v blokovacím stavu. Na anodu přivádíme kladné napětí z vnějšího zdroje, na řídicí elektrodu G nepřivádíme řídicí impuls – žárovka nesvítí, na tyristoru se objevuje blokovací napětí, katoda tyristoru je záporná oproti anodě (obr. 1.1c).



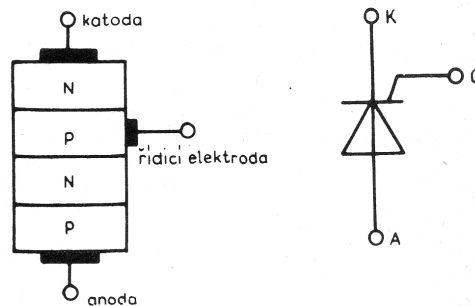
Obr. 1.1 Provozní stavy tyristoru,

a) tyristor je polarizován v závěrném směru, b) tyristor je polarizován v propustném směru – na řídicí elektrodu je přiveden řídicí impuls, c) tyristor je polarizovaný v propustném směru – na řídicí elektrodu není přiveden řídicí impuls.

(Převzato z [1]).

1.1.1. STRUKTURA TYRISTORU

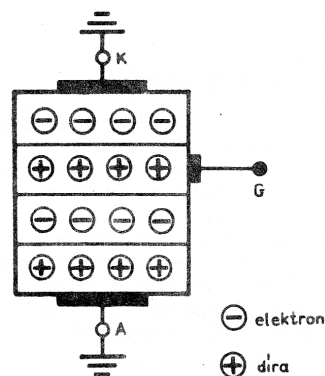
Nyní, když jsme se seznámili se základní funkcí tyristoru, přejdeme k rozboru jeho vnitřního složení. Struktura tyristoru je vytvořena křemíkovém krystalu, vykazujícím čtyři oblasti různé vodivosti. Jeho uspřádání je schématicky vyznačeno na obr. 1.2. Oblasti typu P a N se střídají, přičemž vnější oblast P je připojena na anodu, vnější oblast N na katodu a řídicí elektroda G je spojena s vnitřní oblastí typu P.



Obr. 1.2 Struktura tyristoru.
(Převzato z [1]).

POHYB NOSIČŮ NÁBOJE V TYRISTORU, NENÍ-LI PŘIVEĐENO VNĚJŠÍ NAPĚTÍ

V dalších dvou kapitolách se budeme zabývat pohybem nosičů náboje v oblastech P, N po přiložení napájecího napětí na jednotlivé elektrody tyristoru. Nejprve však prostudujeme případ, kdy na tyristor nepřivádíme napětí. Anoda i katoda jsou uzemněny, mají tedy společný potenciál. Rovněž řídicí elektroda není připojena k žádnému zdroji napětí.



Obr. 1.3 Nosiče náboje ve struktuře tyristoru, na který není přiveđeno napětí.
(Převzato z [1]).

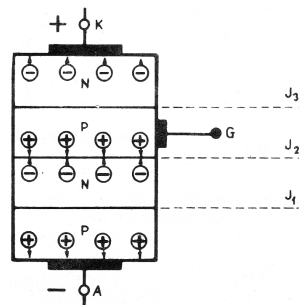
Pro lepší přehlednost vynecháme ve schématech náčrtků struktury tyristoru (obr. 1.3 a další) krystalovou mříž, složenou z atomů křemíku. Značky + a – představují pohyblivé nosiče náboje, díry a elektrony.

I když se mohou nosiče náboje v jednotlivých oblastech P, N vlně pohybovat, nedojde k jejich vzájemnému promísení vzhledem ke vzniku záporného prostorového náboje v okolí přechodů PN, a tím i vzniku difúzního napětí.

POHYB NOSIČŮ NÁBOJE V ZÁVĚRNĚ POLARIZOVANÉM TYRISTORU

Jestliže anodu tyristoru spojíme se záporným a katodu s kladným pólem vnějšího zdroje napětí, dojde k posunutí nosičů náboje. Kladné náboje (díry) jsou přitahovány zápornou elektrodou (anodou). Záporné náboje (elektrony) jsou přitahovány kladnou elektrodou (katodou).

Na třech přechodech PN J_1 , J_2 , J_3 tyristoru proto dochází k různému rozdělení nosičů náboje (obr. 1.4). Přechod J_1 je o nosiče náboje ochuzen, tzn., že jeho oblast je nevodivá. Přechod je při uvedené polaritě vnějšího napětí polarizován závěrně. Přechod J_2 je o nosiče náboje obohacen. Jeho oblast vykazuje značnou elektrickou vodivost, přechod je polarizován propustně. Přechod J_3 se chová stejně jako přechod J_1 . Protože je přechod J_1 polarizován závěrně, tyristorem neprochází elektrický proud. Říkáme, že tyristor je polarizován v závěrném směru (anoda je záporná oproti katodě).



Obr. 1.4 Nosiče náboje v závěrně polarizovaném tyristoru.
(Převzato z [1]).

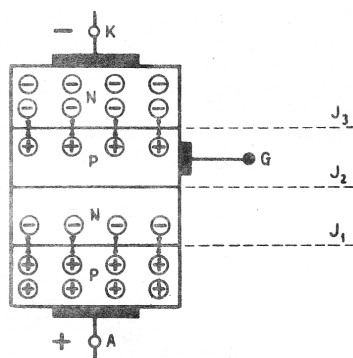
POHYB NOSIČŮ NÁBOJE U TYRISTORU V BLOKOVACÍM STAVU

Připojíme-li nyní na anodu kladný pól zdroje a na katodu záporný pól zdroje, dojde k posunu nosičů náboje, naznačenému a obr. 1.5. Díry jsou odpuzovány kladným pólem zdroje (nyní anodou) a přitahovány k zápornému pólu zdroje (nyní katodě). U elektronů je tomu obráceně. Na přechodech PN je tomu obráceně. Na přechodech PN nastává proto tento stav:

- přechod J_1 – zaplaven nosiči náboje, polarizován v propustném směru
- přechod J_2 – ochuzen o nosiče náboje, polarizován závěrně
- přechod J_3 – platí totéž, co pro přechod J_1

Vzhledem k působení přechodu J_2 nemůže ani nyní procházet tyristorem proud – říkáme, že tyristor blokuje.

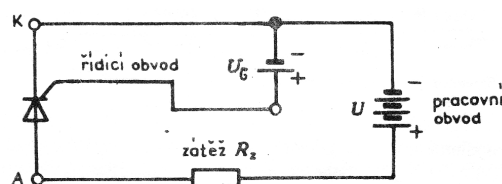
Poznámka: Nezaměňujeme výrazy závěrný stav a blokovací stav, i když v obou případech je tyristor v nevodivém stavu. O závěrném stavu neboli směru mluvíme pouze v případě, že je anoda tyristoru záporná oproti katodě. V případě blokovacího stavu je tomu naopak.



Obr. 1.5 Nosiče náboje v tyristoru, který se nachází v blokovacím stavu.
(Převzato z [1]).

ŘÍDÍCÍ OBVOD TYRISTORU

Při záporné půlperiodě střídavého napětí $u(t)$ se přes diodu D_1 začne nabíjet kondenzátor C na polaritu vyznačenou na obr. 1.6. Dioda D_2 je v tuto dobu zavřená. Na řídicí elektrodě G tyristoru T je polarita, při které je tyristor v nevodivém stavu. Jakmile se napětí $u(t)$ začne zvyšovat dioda D_1 se zavře a kondenzátor C se vybíjí přes regulační rezistor P , kterým lze rychlost vybíjení nastavit. Tím se nastaví i okamžik, kdy se na tyristoru T objeví kladné napětí, postačující k tomu, aby se tyristor T přes diodu D_2 uvedl do vodivého stavu. Tyristor tedy vede proud do okamžiku nastaveného rezistorem P do konce kladné půlperiody.



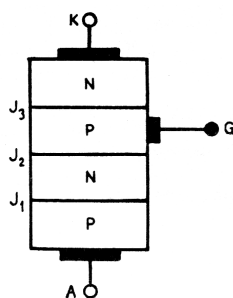
Obr. 1.6 Řídící obvod tyristoru.
(Převzato z [1]).

FUNKCE JEDNOTLIVÝCH PŘECHODŮ TYRISTOROVÉ STRUKTURY

Nyní se opět vrátíme ke struktuře tyristoru a udáme úkoly, které plní jednotlivé přechody PN J_1 až J_3 (obr. 1.7).

Začneme s přechodem J_3 . Ten působí jako řídicí přechod emitor – báze tranzistoru. Je silně dotován, a proto vykazuje značnou elektrickou vodivost. Přechod J_2 určuje blokovací schopnost tyristoru. Přechod J_1 určuje závěrné vlastnosti tyristoru.

Uvedli jsme, že oba přechody J_3 a J_1 jsou v závěrném stavu polarizovány stejně. Přechod J_3 však vlivem silné dotace a tím malého odporu ke zvětšení maximálního přípustného závěrného napětí nepřispívá. Celé závěrné napětí zachytí přechod J_1 .



Obr. 1.7 Přechody tyristoru J_1 , J_2 , J_3 .
(Převzato z [1]).

MAXIMÁLNÍ ZÁVĚRNÉ A BLOKOVACÍ NAPĚTÍ TYRISTORU

Víme, že ani na nejkvalitnější přechod PN nemůžeme přivést závěrné napětí libovolné velikosti. Vyrůstá-li závěrné napětí přechodu PN, vyrůstá i intenzita elektrického pole, působícího v celé oblasti přechodu. Dosáhne-li intenzita elektrického pole kritické hodnoty, nastává elektrický průraz přechodu a závěrný proud lavinově vyrůstá.

Výše uvedené vlastnosti popisují přechod PN polovodičových diod, proto je můžeme bez jakýchkoliv změn uplatnit v případě přechodu J_1 .

U přechodu J_2 je situace jiná. Jistě i zde vyrůstá intenzita elektrického pole se vzrůstajícím blokovacím napětím až do kritické hodnoty, kdy nastává průraz a proud přechodem rychle vyrůstá. Proud, procházející přechodem J_2 , však působí stejně jako řídicí proud tyristoru, což znamená, že po překročení blokovacího napětí tyristor spíná a napětí na přechodu J_2 se zhroutí.

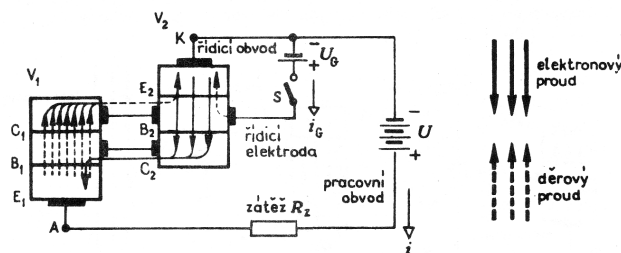
VYPÍNÁNÍ TYRISTORU

Chceme-li, aby propustný proud tyristoru klesl na nulu, musíme odstranit značné množství nosičů náboje, zaplavujících jeho vnitřní strukturu. Teprve potom se může na tyristoru objevit mezi anodou a katodou větší napětí než pouhý úbytek v propustném směru.

Nevodivý stav tyristoru nastane:

- *pokud tyristorem neprochází proud,*
- *nebo na tyristor připojíme závěrné napětí.*

Každá z obou vedených možností vyžaduje zásah v pracovním obvodu tyristoru. V prvním případě postupujeme např. tak, že pracovní obvod přerušíme, takže propustný proud klesne na nulu. V druhém případě musíme změnit polaritu napětí v pracovním obvodu. Rozhodně nemůžeme zmenšit na nulovou hodnotu propustný proud tím, že přerušíme řídicí obvod, takže řídicí proud je nulový. Jakmile tyristor sepnul, je další průchod řídicího proudu přes elektrodu G a katodu zpět do zdroje řídicího napětí U_G zbytečný.



Obr. 1.8 Elektronový a děrový proud tyristoru.
(Převzato z [1]).

U běžných typů tyristorů lze řídicím proudem způsobit jediné sepnutí tyristoru. Jeho přechod do nevodivého stavu lze provést jediné vhodným zásahem v pracovním obvodu.

CHARAKTERISTIKY TYRISTORU

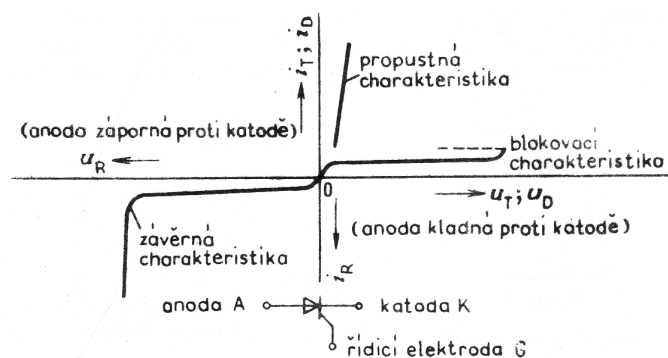
Tyristor se může nacházet ve třech různých provozních stavech:

- *propustném,*
- *závěrném,*
- *blokovacím.*

Jeho statická (voltampérová) charakteristika má proto tři větve, naznačené na obr. 1.1.

Závěrná větev probíhá stejně jako u diody. V tomto provozním stavu nenacházíme rozdíl ve srovnání s chováním závěrně polarizované diody. Pro kladné hodnoty napětí na tyristoru (anoda kladná oproti katodě) má voltampérová charakteristika dvě větve. První přísluší propustnému, druhá blokovacímu stavu.

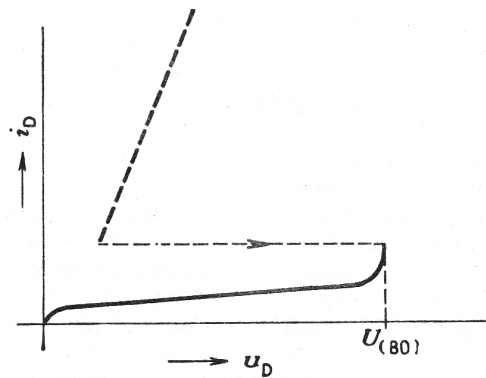
Zmíněné tři větve voltampérové charakteristiky vystihují vlastnosti tyristoru v pracovním obvodu. V dalších kapitolách tyto charakteristiky podrobně prostudujeme.



Obr. 1.1 Statická charakteristika tyristoru.
(Převzato z [1]).

Blokovací charakteristika má na počátku stejný průběh jako závěrná charakteristika. Blokovací proud zůstává při zvyšujícím se napětí U_D téměř konstantní. Těsně před dosažením hodnoty spínacího blokovacího napětí $U_{(B0)}$ dochází k samovolnému sepnutí tyristoru a

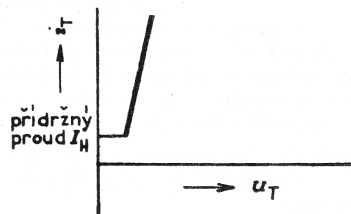
přechodu pracovního bodu na propustnou charakteristiku $i_T(u_T)$ (obr. 1.4). Tyristory se navrhují tak, aby byly hodnoty průrazného napětí $U_{(BR)}$ a spínacího blokovacího napětí $U_{(B0)}$ přibližně stejné.



Obr. 1.4 Spínací blokovací napětí $U_{(B0)}$.
(Převzato z [1]).

PŘÍDRŽNÝ PROUD

V předchozí kapitole jsme uvedli, že bezpečné sepnutí tyristoru zajistí určitá minimální předepsaná hodnota řídicího proudu i_G . Toto tvrzení musíme ještě upřesnit. Proudový impuls musí procházet řídicí elektrodou po určitou minimální dobu. Tu lze u běžných tyristorů odhadnout asi na **100 μ s**.



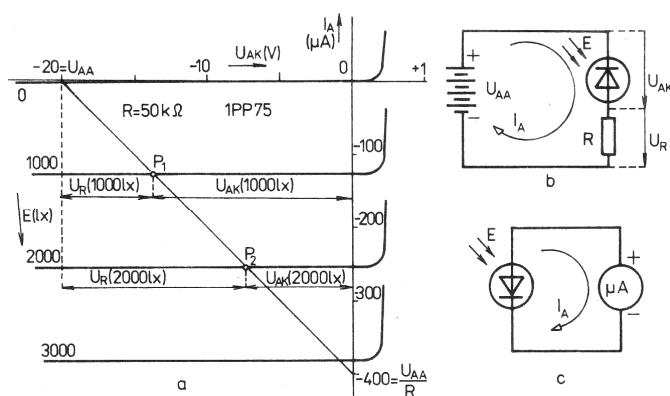
Obr. 1.7 Přídržný proud.
(Převzato z [15]).

Tato doba je nezbytná k tomu, aby propustný proud i_T dosáhl hodnoty tzv. přídržného proudu I_H , což je minimální proud, udávaný propustnou charakteristikou. Obr. 1.7 ukazuje velikost přídržného proudu I_H . Jestliže je propustný proud v okamžiku, kdy proud i_G klesá na nulu, menší než proud I_H , přechází tyristor zpět do blokovacího stavu.

SOUČÁSTKY ŘÍZENÉ NEELEKTRICKÝMI VELIČINAMI

FOTODIODA

Fotodioda je plošná polovodičová dioda konstrukčně upravená tak, aby do oblasti přechodu PN pronikalo světlo. Není-li přechod PN osvětlen, má voltampérová charakteristika fotodiody stejný průběh, jako má charakteristika běžné plošné diody. Vlivy osvětlení přechodu můžeme sledovat na obr. 1.1a, který ukazuje voltampérové charakteristiky křemíkové fotodiody 1 PP 75.

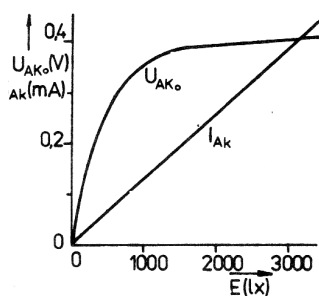


Obr. 1.1 a) Voltampérová charakteristika fotodiody, b), c) zapojení fotodiody. (Převzato z [1]).

Největší rozdíl mezi osvětleným a neosvětleným stavem pozorujeme při polarizaci diody ve zpětném směru ($U_{AK} < 0$; 3. kvadrant), kdy dochází k téměř lineárnímu růstu proudu I_A při rovnoměrném zvětšování osvětlení. Dioda se v těchto podmínkách chová jako pasivní součástka, jejíž odpor je závislý na osvětlení (odporový režim činnosti diody). Chceme-li pracovní bod diody umístit do této oblasti, použijeme zapojení podle obr. 1.1b. Při změně osvětlení se mění napětí U_{AK} i U_R (obr. 1.1a).

Část charakteristik probíhajících 4. kvadrantem odpovídá hradlovému režimu činnosti diody. Zde se součástka chová jako zdroj elektrické energie. Na anodě má kladné napětí několik desetin voltu. Bodům, ve kterých anodové charakteristiky protínají svislou osu, odpovídá proud diody nakrátko (I_{AK}). Průsečíky charakteristik s vodorovnou osou určují napětí naprázdno (U_{AK0}). Z obr. 1.2 vidíme, že proud I_{AK} závisí na osvětlení lineárně, kdežto U_{AK0} přibližně logaritmicky.

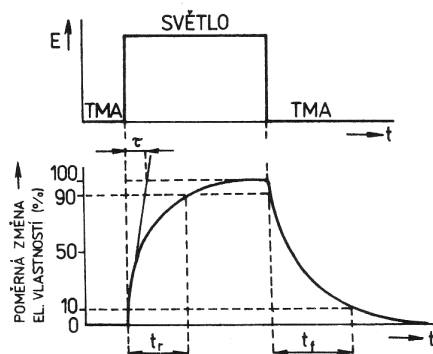
Proto, chceme-li využít hradlové činnosti diody např. k měření osvětlení, uijeme zapojení podle obr. 1.1c. Snažíme se o to, aby dioda pracovala nakrátko. Proto musí být odpor mikroampérmetru co nejmenší. Pak je stupnice lineární. V propustné oblasti charakteristik (1. kvadrant) se vliv osvětlení téměř neprojevuje. Zde se dioda nepoužívá.



Obr. 1.2 Anodové napětí fotodiody naprázdno U_{AK0} a proud nakrátko I_{AK} .
(Převzato z [1]).

Fotodiody reaguje na změny osvětlení velmi rychle. Náběh (obr. 1.3) t_r je řádově 10^{-6} až 10^{-9} s. Zvláštní konstrukce těchto diod, např. fotodiody PIN, která má mezi vrstvou P a N vloženou vrstvu s intrinziční vodivostí s velkou elektrickou pevností (U_{AK} je až -500 V), a pracuje proto s velmi vysokými intenzitami elektrického pole v oblasti přechodu nebo Schottkyho fotodiody (napařená vrstva zlata na křemíku) dosahují náběhu řádově 10^{-12} až 10^{-13} s.

Fotodiody se používají k měření osvětlení (selenové a některé křemíkové v hradlovém režimu), dále ke snímání z děrné pásky, v automatizaci, ve filmových projektorech při snímání optického záznamu zvuku atd. Rychlé fotodiody pracují jako přijímače v optických spojích, opronech apod.



Obr. 1.3 Přechodová charakteristika součástek citlivých na světlo.
(Převzato z [1]).

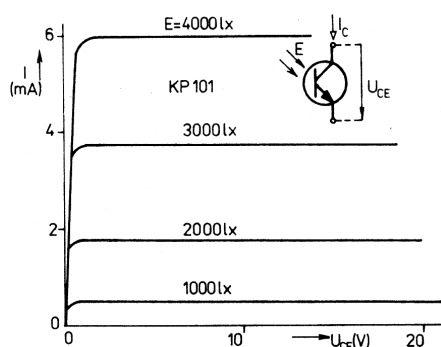
FOTOTRANZISTOR

Místo vstupního proudu přiváděného do báze bipolárních tranzistorů se k řízení kolektorového proudu fototranzistorů využívá světelné energie. Světlo proniká do oblasti přechodu báze – emitor okénkem v pouzdru uzavřeným skleněnou čočkou.

Výstupní charakteristiky fototranzistoru TESLA KP 101 jsou na obr. 1.5. Důležitou charakteristickou veličinou je světelná citlivost

$$S = \frac{\Delta I_C}{\Delta E} \left[\frac{\mu A}{lx} \right].$$

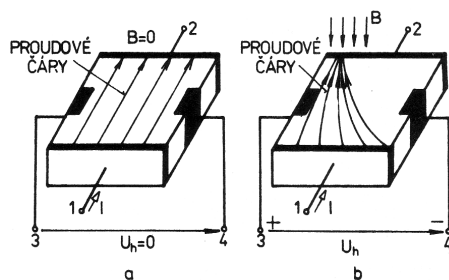
Ta je analogická strmosti y_{21} běžných tranzistorů. Při vzrůstu osvětlení se citlivost S zvětšuje. Pro fototranzistor KP 101 je při 100 lx asi $0,2 \mu A \cdot lx^{-1}$. Náběh $t_r < 30 \mu s$, ztrátový výkon $P_{dov} = 50 mW$.



Obr. 1.5 Výstupní charakteristiky fototranzistoru KP 101.
(Převzato z [1]).

HALLŮV ČLÁNEK

Hallův článek je nejčastěji tvořen tenkou polovodičovou destičkou obdélníkového nebo čtvercového tvaru (obr. 1.7). Destička je opatřena dvěma páry kontaktů. Široké kontakty (1, 2) slouží k přivádění proudu I , příčně uložené, úzké kontakty (3, 4) slouží k odvádění výstupního Hallova napětí U_h .



Obr. 1.7 Činnost Hallova článku; a) při $B = 0$, b) při $B > 0$.
(Převzato z [1]).

Nepůsobí-li magnetické pole, jsou proudové čáry v destičce rozloženy rovnoměrně a Hallovo napětí nevzniká (obr. 1.7a). V magnetickém poli působí magnetická indukce na pohybující se nosiče náboje silou kolmou ke směru jejich pohybu a stlačuje proudové čáry k jedné straně destičky (obr. 1.7b). V důsledku toho vznikající rozdíl potenciálů je Hallovo napětí U_h . Odebíráme jej pomocí kontaktů 3 a 4. Hallovo napětí vypočteme ze vztahu

$$U_h = h \frac{BI}{d},$$

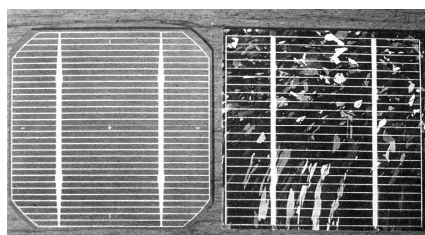
kde h je materiálová konstanta a d tloušťka destičky. Výrobce udává jmenovitý proud I_n (desítky až stovky miliampérů), Hallovo napětí naprázdno U_{h0} při proudu I_n a indukci $B = 1$ T (obvykle desetiny voltu) a citlivost Hallova článku (tj. U_{h0} při $I = 1$ A a $B = 1$ T), která může být desetiny až stovky V/ AT.

Lineární závislost napětí U_h na proudu I i na indukci B dovoluje sestavit obvod pro násobení dvou proudů (neboť indukce B může vznikat průchodem druhého z násobných proudů, např. cívkou bez jádra). Hallův článek (Hallova sonda) se dále používá jako čidlo pro měření magnetických polí, jako pomocná součástka v bezkontaktních spínačích atd.

KRYSTALICKÉ SOLÁRNÍ ČLÁNKY

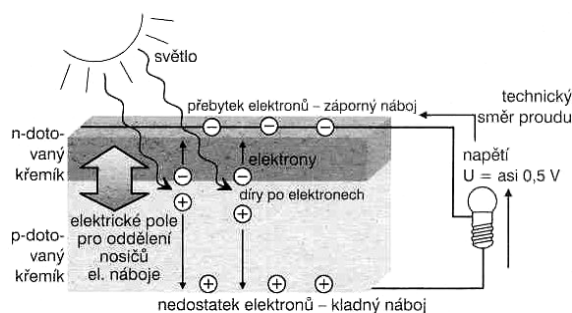
Většina solárních článků se skládá z krystalického křemíku. Rozlišují se monokrystalické solární články, které se skládají z jediného krystalu s pravidelnou krystalickou mřížkou, a polykrystalické články, skládající se z mnoha různě orientovaných krystalů. Pro praktické použití jsou oba typy článků stejně vhodné.

V tenkých destičkách vysoce čistého křemíku se cíleným znečištěním určitými cizími atomy (dotováním) vyrobí dvě nad sebou ležící vrstvy s různou koncentrací nosičů náboje. Na obrázku 1.9 byla strana obrácena ke světlu dotována cizími atomy s volnými elektrony (nosiči záporného náboje). Na přechodu mezi záporně (N) a kladně (P) dotovanou vrstvou se v solárním článku vytvoří elektrické pole. Dopadne-li nyní na solární článek světelný paprsek, uvolní světlo některé elektrony z křemíkové mřížky.



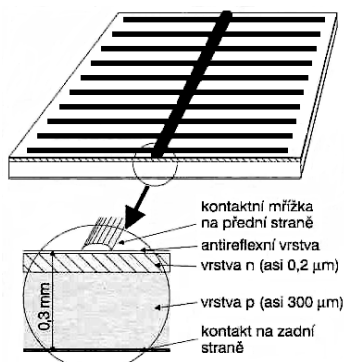
Obr. 1.8 Vlevo monokrystalický solární článek, vpravo polykrystalický článek.
(Převzato z [1]).

Tyto volné elektrony a také vzniklé elektronové díry se elektrickým polem oddělí, takže v horní vrstvě křemíku vznikne přebytek elektronů a ve spodní vrstvě nedostatek elektronů. Propojí-li se horní a spodní strana článku přes nějaký spotřebič, může se přebytek a nedostatek elektronů vyrovnávat: dochází k pohybu nosičů náboje, tj. článkem protéká elektrický proud.



Obr. 1.9 Princip solárního článku.
(Převzato z [1]).

Aby bylo možno elektrony vyrobené v ploše článku efektivně shromáždit a beze ztrát odvádět, je na přední straně umístěna kontaktní mřížka a na zadní straně kontaktní plocha. Proud procházející vnějším obvodem je možno pomocí spotřebičů, například žárovky, převádět na potřebnou formu energie.



Obr. 1.10 Konstrukce solárního článku.
(Převzato z []).

Pro ukládání elektrické energie se dnes používají výlučně elektrochemická zařízení, a sice akumulátory, které lze opakovaně nabíjet. V protikladu k bateriím, které nelze znovu nabíjet (primární články), se nazývají také sekundární články.

V akumulátorech se ukládá elektrický náboj prostřednictvím vratných chemických pochodů. Existují různé konstrukce, které se liší především prvky zúčastňujícími se procesu ukládání.

Nejznámější typy akumulátorů jsou:

- a) olověné akumulátory,
- b) nikl-kadmiové akumulátory,
- c) lithium-iontové akumulátory.

Pro akumulaci elektrického proudu ze solárních fotovoltaických článků se používají trakční akumulátory. Jejich předností oproti standardně používaným akumulátorům je, že při stejné kapacitě jsou schopny dodat dvakrát více energie a vydrží o dva až tři nabíjecí cykly více. Ovšem jsou podstatně dražší. Tok elektronů čili velikost proudu procházejícího elektrickým obvodem závisí na ozáření článku, neboť k dispozici je vždy tolik volných elektronů, kolik bylo právě dopadajícím světlem v článku uvolněno.

Použitá literatura:

- [1] Mařátko, J. *Elektronika*. Praha: Idea servis, 1997.
- [2] Suchánek, V. *Dioda, tranzistor a tyristor názorně*. Praha: SNTL, 1989.
- [3] Boušek, J. *Elektronické součástky*. Brno: VUT FEKT, 1995.