

## 3 Mikrovlnné tranzistory a diody

### 3.1 Historický vývoj mikrovlnných tranzistorů

Zanedlouho po objevu bipolárního tranzistoru v roce 1947 začal vývoj vf a mikrovlnných tranzistorů.

- V letech 1958 až 1959 se objevily první Ge tranzistory pracující na frekvencích kolem 1 GHz.
- Mezi roky 1963 až 1970 byly téměř všechny vf tranzistory Si bipolární, bipolární tranzistory se stále používají pro frekvence  $< 4$  GHz.
- V roce 1967 byl vyvinut první tranzistor MESFET s mezní frekvencí  $f_{\max} \approx 3$  GHz, do roku 1970 se hodnota  $f_{\max}$  posunula na 30 GHz.
- Největší pokrok ve vývoji vf a mikrovlnných tranzistorů po roce 1980 je spojen s vývojem heterostruktur. První unipolární tranzistor tohoto typu byl vyvinut firmou Fujitsu v roce 1981 a byl pojmenován HEMT.
- Druhým typem tranzistoru využívajícím heterostruktur jsou HBT. Teorie byla publikována již v roce 1957, realizovatelnost narážela až do 80-tých let na technologické problémy. V roce 1986 byl realizován první SiGe HBT, v roce 2002 byl vyvinut HBT s mezní frekvencí  $f_{\max} > 1000$  GHz.

V současné době se vyrábí a je komerčně dostupná celá řada vf a mikrovlnných tranzistorů nejrůznějších typů a konstrukcí. Jejich provedení jsou optimalizována na různé používané typy zesilovačů (střední výkon, vysoký výkon, širokopásmové, nízkošumové, apod.). Tranzistorové zesilovače vytlačily většinu jiných typů zesilovacích prvků, jejich hlavní výhodou jsou malé rozměry, vysoká účinnost a nízká napájecí napětí.

Vývoj vf a mikrovlnných tranzistorů rychle pokračuje dopředu, a to zejména směrem k vyšším frekvencím, výkonům a účinnostem. Vyvíjí se dopování, polovodičové materiály a slitiny a v oboru heterostruktur zejména typy navazujících vrstev. Typy v současné době nejvíce používaných typů vf a mikrovlnných tranzistorů jsou následující:

- BJT (Bipolar Junction Transistors) - bipolární tranzistory
- HBT (Heterojunction Bipolar Transistors) - bipolární tranzistory s heteropřechody
- MESFET (Metal-Semiconductor Field-Effect Transistors) - unipolární tranzistory s hradlem typu kov-polovodič
- HEMT (High Electron Mobility Transistors) - unipolární tranzistory s kanálem s nosiči náboje s vysokou pohyblivostí

Vedle samotných tranzistorů jsou důležité a velmi pokročilé technologie vedoucí k integraci více vf komponent i celých vf systémů na jednom čipu (MMIC – Microwave Monolithic Integrated Circuits).

### 3.2 Základní parametry mikrovlnných tranzistorů

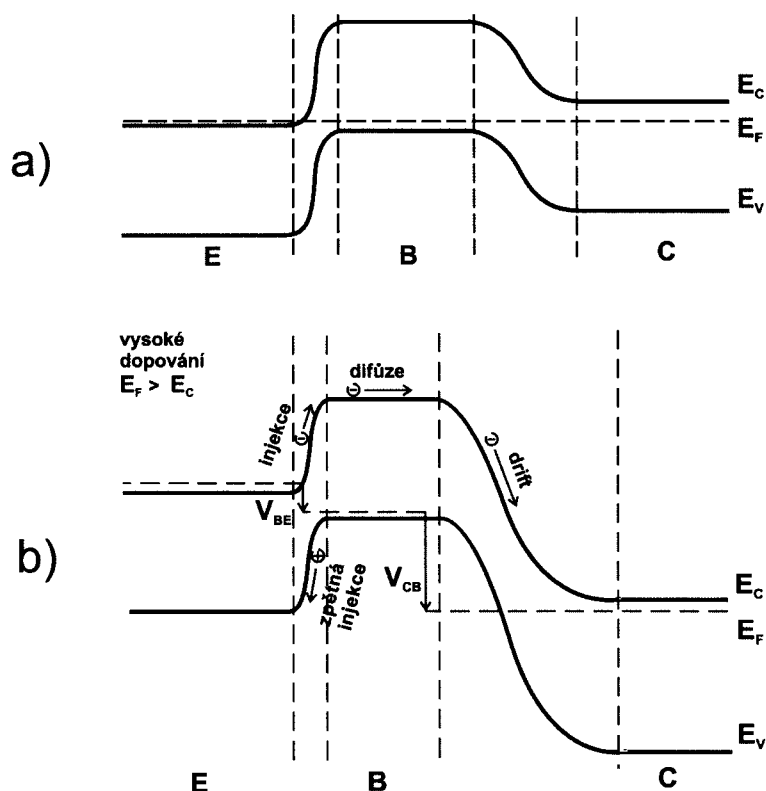
Mezi nejdůležitější charakteristické parametry vf a mikrovlnných tranzistorů určující jejich použitelnost pro konstrukci různých typů zesilovačů patří:

- Mezní frekvence  $f_t$  a  $f_{\max}$  jsou patrně nejvíce používané parametry charakterizující vf schopnosti daného tranzistoru. Hodnota  $f_t$  se shoduje s frekvencí, kde je proudový zisk do zkratu daného tranzistoru rovný 1, neboli  $|h_{21}| = 1$ . Parametr  $|h_{21}|$  je frekvenčně závislý, pokles je standardně 20 dB/dekádu (6 dB/oktávu).
- Mezní frekvence oscilací  $f_{\max}$  je dle [B.9] definována jako frekvence, kde unilaterální výkonový zisk klesne na hodnotu 1. Unilaterální výkonový zisk  $G_u$  je definován pro  $s_{12} = 0$  s tím, že vstup i výstup jsou ideálně impedančně přizpůsobeny. I hodnota  $G_u$  klesá se směrnici  $-20$  dB/dekádu. Obě výše uvedené mezní frekvenční hodnoty se určují ze změřených s-parametrů výpočtem a extrapolací.
- Hodnota  $F_{\min}$  odpovídá nejnižší dosažitelné hodnotě šumového čísla tranzistoru, definována je dle kap. 4.6. Často se udává i hodnota přidruženého zisku  $G_{as}$ .
- Vlastnosti výkonových tranzistorů bývají definovány hodnotami dosažitelného výstupního výkonu  $P_{out}$ . Ty bývají často udávány jako relativní (výkonové hustoty), vztažené na 1 mm šířky hradla  $W$  u tranzistorů FET nebo na  $1\text{ mm}^2$  plochy emitoru u tranzistorů bipolárních.
- Dalším velmi důležitým parametrem výkonových struktur je účinnosti PAE (Power-added efficiency), definovaná jako:

$$PAE = \frac{P_{out}(f_o) - P_{in}(f_o)}{P_{in}(DC)} \quad (3.2.1)$$

### 3.3 Bipolární tranzistory BJT

Princip činnosti mikrovlnných BJT odpovídá obecným principům činnosti bipolárních tranzistorů. Ty jsou tvořeny vrstvami NPN nebo PNP s tím, že při vhodné geometrii a předpětí nastává tranzistorový efekt.

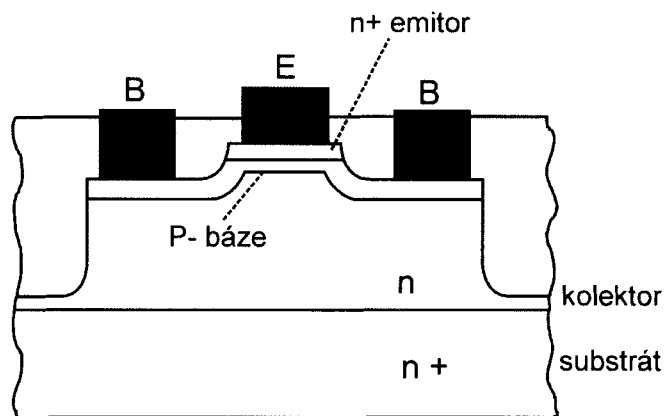


**Obr. 3.3.1 Pásové diagramy BJT: a) bez předpětí, b) s předpětím**

Z pásových diagramů na obr. 3.3.1 je zřejmé, že mikrovlnné BJT jsou tvořeny vysoce dopovaným N emitorem, méně dopovanou P bází a ještě méně dopovaným N kolektorem. Při kladném aktivním předpětí ( $V_{BE} > 0$ ,  $V_{CB} > 0$ ) jsou elektrony z E injektovány otevřeným přechodem EB do báze. Vlivem difúze se jako minoritní nosiče pohybují ke kolektoru C. Pokud je báze tenká ( $w_b \approx 100 \text{ nm}$ ), tak jen malá část injektovaných elektronů zrekombinuje v B a většina proletí přes uzavřený přechod BC do C, kde se znovu stanou majoritními nosiči. Průlet elektronů do C je podpořen vysokou intenzitou elektrického pole na uzavřeném přechodu BC.

Pro funkci mikrovlnných BJT je důležité, aby báze byla velmi tenká, důsledkem toho je nízká průletová doba  $\tau_b$ . U BJT však báze nemůže být příliš tenká, neboť by mohlo dojít k dotknutí vyprázdněné oblasti EB a BC, kdy by následně docházelo k nekontrolovatelnému průletu nosičů z B do C (base punch-through).

Základní struktura BJT je uvedena na obr. 3.3.2. Nejčastěji používaný dvojité-difúzní výrobní proces je zjednodušeně založen na následujících technologických krocích:

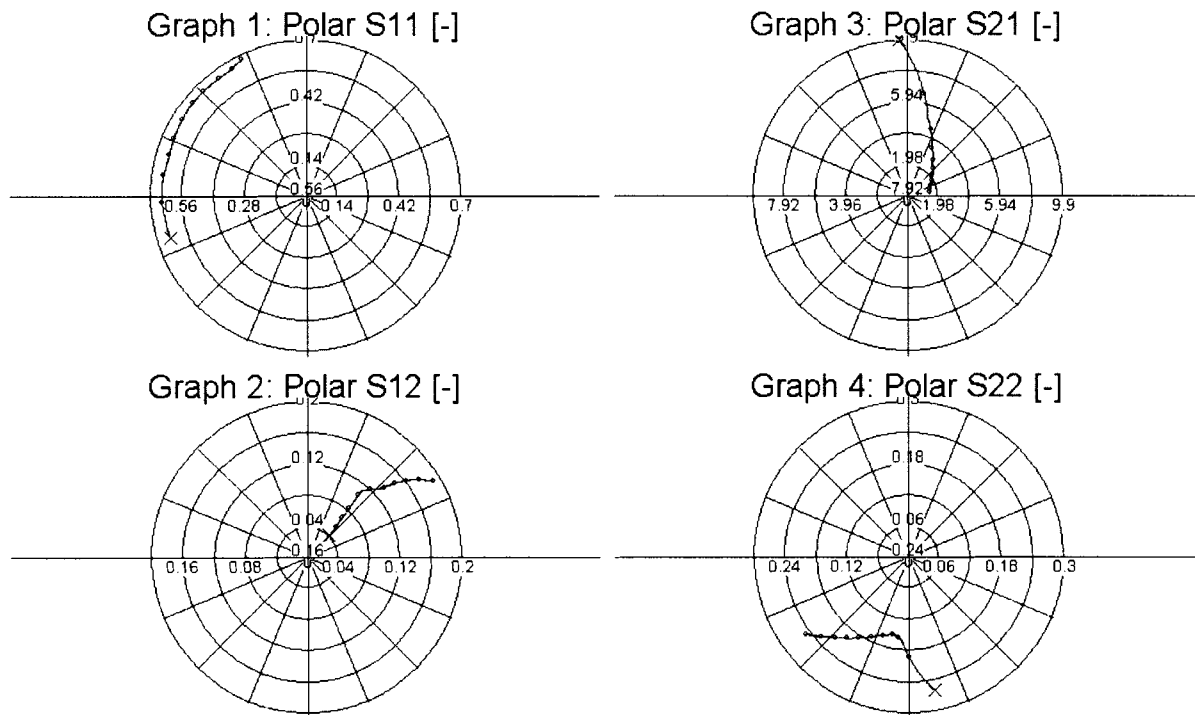


**Obr. 3.3.2 Vnitřní struktura BJT**

- Tranzistory se vyrábí na Si substrátu cca  $200\ \mu\text{m}$  vysokém s vysokým dopováním  $\text{n}^+$ , tato vrstva je obvykle součástí kolektoru tranzistoru (subkolektor).
- Na substrát je epitaxi vytvořena cca  $2 - 5\ \mu\text{m}$  silná aktivní vrstva typu n.
- Na epitaxní vrstvě je termálně vytvořena oxidová vrstva pro následné maskování.
- Fotocestou a leptáním je otevřeno okno pro vytvoření báze. Mírně dopovaná p báze je vytvořena difúzí.
- Stejným postupem jsou vytvořeny vysoce dopované  $\text{p}^+$  oblasti přechodů báze-metalizace.
- Další vytvoření oxidové vrstvy a maskování je nezbytné pro další difúzní proces pro realizaci emitoru.
- Do otevřeného emitorového okna je difúzí realizována vysoce dopovaná  $\text{n}^+$  oblast emitoru.
- Výsledná šířka báze je cca  $100\ \text{nm}$ .
- Kolektor je přístupný na spodní straně substrátu nebo je vyveden na horní stranu substrátu.
- Na hotovém tranzistoru je vytvořena krycí oxidová vrstva, na otevřená okna E, B a C jsou naneseny metalické kontakty (nejčastěji Au, Al nebo slitiny).

### Parametry BJT

V literatuře [B.9] je uvedeno velmi podrobné odvození vf parametrů BJT vyplývajících z vnitřní struktury tranzistoru (rozměry, materiály, dopování, apod.) V praxi však bývají přesné technologické parametry jen zřídka známy, použití BJT je nutné založit na změřených s-parametrech, popřípadě známých náhradních obvodech. Příklad s-parametrů BJT změřených v zapojení SE je uveden na obr. 3.3.3.

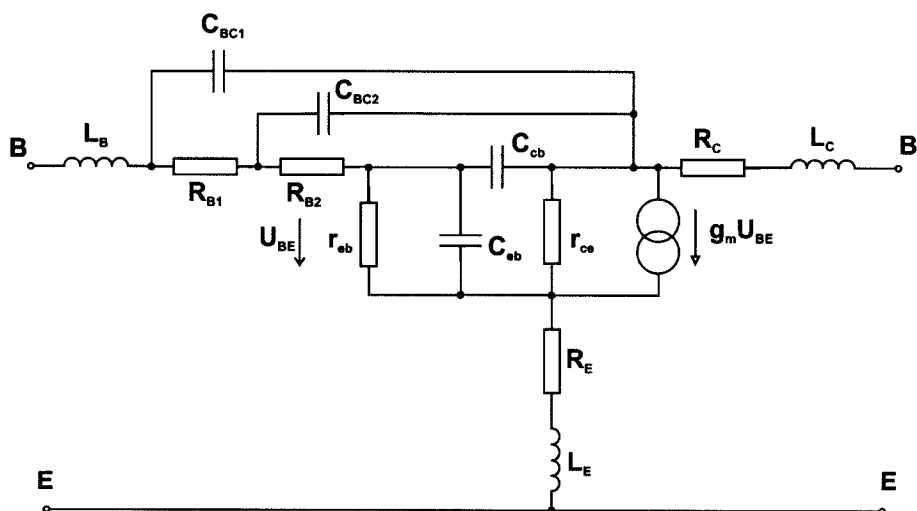


**Obr. 3.3.3** Příklad s-parametrů BJT (NE02135, 10V/20mA, 0,5-4 GHz)

S-parametry BJT mají obvykle následující vlastnosti:

- Parametr  $s_{11}$  má na nízkých frekvencích kapacitní charakter (kapacita  $C_{hc}$ ), modul nabývá hodnoty obvykle 0,3 až 0,7. Na vyšších frekvencích někdy přechází vlivem  $L_B$  do induktivní oblasti. Tranzistor je možné i na nízkých frekvencích širokopásmově impedančně přizpůsobit.
- Parametr  $s_{12}$  roste rychleji, než u unipolárních tranzistorů (uplatňují se kapacity  $C_{BCi}$ ), to přispívá k rychlejší degradaci parametrů BJT s frekvencí.
- Parametr  $s_{21}$  dosahuje vysokých hodnot na nízkých frekvencích (vysoké realizovatelné hodnoty  $G_{a\max}$  nebo  $G_{mx}$ ), s frekvencí však relativně rychle klesá.
- Parametr  $s_{22}$  má na nízkých frekvencích kapacitní charakter (kapacita  $C_{ce}$ ), modul nabývá hodnoty obvykle 0,3 až 0,7. Tranzistor je možné i na nízkých frekvencích širokopásmově impedančně přizpůsobit.

Modifikace často používaného tzv.  $\pi$ -náhradního obvodu BJT, publikovaného např. v [B.9] nebo [B.10], je uvedena na obr. 3.3.4:



Obr. 3.3.4 Náhradní obvod BJT

Model odpovídá standardně polarizovanému BJT v zapojení SE. Prvky náhradního obvodu lze rozdělit na prvky vlastní aktivní oblasti (intrinzické) a prvky zahrnující napojení aktivní oblasti přechodu NPN na okolí (extrinzické). Význam jednotlivých prvků náhradního obvodu je následující:

$R_{B1}$	parazitní odpor metalizace (kontaktu) a přechodu mezi metalizací B a vrstvou $p^+$
$R_{B2}$	parazitní odpor polovodičové vrstvy mezi oblastí $p^+$ a vlastní aktivní oblastí BJT pod E
$C_{BC1}$	kapacita oblasti metalizace B vůči kolektoru, dána strukturou a geometrií tranzistoru
$C_{BC2}$	kapacita polovodičové vrstvy mezi metalizací B a aktivní oblastí BJT, je dána strukturou a geometrií tranzistoru
$R_E$	parazitní odpor metalizace (kontaktu) emitoru a polovodičové vrstvy mezi kontakty a vlastní aktivní oblastí E
$R_C$	parazitní odpor metalizace (kontaktu) kolektoru a polovodičové vrstvy mezi kontakty a vlastní aktivní oblastí BJT pod E, a to včetně subkolektoru $n^+$
$L_B, L_E, L_C$	indukčnosti drátků kontaktujících čip na vnější prostředí (pouzdro, obvod)
$r_{eb}$	diferenciální odpor báze-emitor, lze jej určit ze vztahu

$$r_{be} = \frac{dV_{BE}}{dI_B} \text{ při } V_{CE} = \text{konst.}$$

je dominantně určen zpětnou injekcí děr z B do E

$r_{ce}$	diferenciální odpor emitor-kolektor, lze jej určit ze vztahu
----------	--

$$r_{ce} = \frac{dV_{CE}}{dI_C} \text{ při } V_{BE} = \text{konst.}$$

je dominantně určen změnami šířky vyprázdněné oblasti a související změnou šířky báze  $w_B$  přechodu BC

$C_{eb}$  skládá se ze složky difúzní kapacity  $C_{DEB}$  (daná pohybujícím se nábojem v daném objemu) a z kapacity vyprázdněné vrstvy  $C_{dEB}$

$$C_{eb} = C_{DEB} + C_{dEB}$$

Kapacitu  $C_{DEB}$  lze vypočítat ze vztahu:

$$C_{DEB} = \left. \frac{dQ_{pE}}{dV_{BE}} \right|_{V_{CE}=konst.} + \left. \frac{dQ_{nB}}{dV_{BE}} \right|_{V_{CE}=onst.}$$

Přitom  $Q_{pE}$  je náboj děr injektovaných do E a  $Q_{nB}$  je náboj elektronů injektovaných do B.

Kapacitu vyprázdněné vrstvy můžeme dle [B.9] vypočítat ze vztahu:

$$C_{dEB} = \frac{\varepsilon A}{d_{scEB}}$$

Přitom A je aktivní plocha přechodu EB a  $d_{scEB}$  je tloušťka vyprázdněné vrstvy (oblasti prostorového náboje – space charge) na přechodu EB.

$C_{cb}$  je kapacita vyprázdněné vrstvy CB

$$C_{cb} = \frac{\varepsilon A}{d_{scCB}}$$

Přitom A je aktivní plocha přechodu CB a  $d_{scCB}$  je tloušťka vyprázdněné vrstvy na přechodu CB.

$g_m$  je přenosová vodivost daná vztahem

$$g_m = \left. \frac{dI_c}{dV_{BE}} \right|_{V_{CE}=konst.}$$

Z obr. 3.3.4 je zřejmé, že jedním z hlavních jevů limitující parametry BJT na vysokých frekvencích je RC článek daný prvky  $R_{Bi}$  a  $C_{BCi}$  ( $n=1,2$ ). Obecně se jedná o to, že B není pro metalizaci přímo přístupná a musí být napojena přes horizontální polovodičové vrstvy. Moderní BJT minimalizaci hodnot těchto prvků řeší vhodnou geometrií a optimalizovaným dopováním.

## Šumové vlastnosti

BJT jsou ve vf systémech významnými zdroji šumu a obecně degradují poměry S/N. Vnitřní zdroje šumu lze dle [B.7] rozdělit na termální šумы a výstřelové šумы. Termální šum vzniká vlivem náhodného pohybu elektronů v odporových materiálech. U BJT se tyto zdroje týkají všech odporových částí struktury, viz. obr. 3.3.4. Pro objem polovodiče s odporem R je střední kvadratická hodnota šumového napětí:

$$E[|e_{th}|^2] = 4kT_0RB \quad (3.3.1)$$

Význam jednotlivých veličin v tomto vztahu je uveden v kap. 4.6. Výstřelový šum vzniká jako důsledek fluktuace počtu nosičů náboje procházející určitou rovinou v aktivní oblasti BJT. Výstřelový šum je dominantním zdrojem šumu ve všech PN přechodech. Střední kvadratickou hodnotu výstřelového šumu lze dle [B.7] vyjádřit jako:

$$E[|i_{sh}|^2] = 2qIB \quad (3.3.2)$$

V tomto vztahu je  $q$  elementární náboj elektronu,  $I$  je stejnosměrný proud procházející přechodem PN, a  $B$  je efektivní šířka pásma ve kterém se šumové parametry vyšetřují. Oba typy šumu jsou v BJT jen relativně málo frekvenčně závislé a charakterem se blíží „bílému“ šumu.

Zdroji šumu v BJT jsou tedy všechny odporové složky a šумы  $i_{shb}$  (výstřelový šum báze),  $i_{she}$  (výstřelový šum emitoru) a  $i_{shc}$  (výstřelový šum kolektoru). Střední kvadratické hodnoty těchto šumových zdrojů jsou:

$$E[|i_{shb}|^2] = 2qI_B B \quad (3.3.3)$$

$$E[|i_{she}|^2] = 2qI_E B \quad (3.3.4)$$

$$E[|i_{shc}|^2] = 2qI_C B \quad (3.3.5)$$

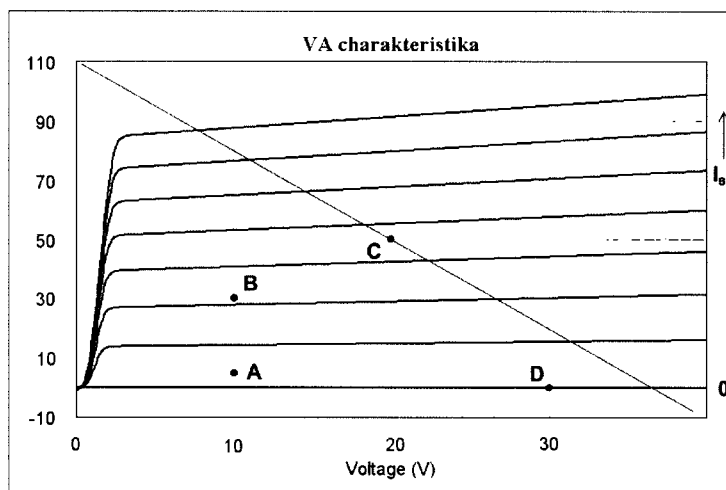
Přesný šumový model BJT lze získat ze signálového modelu na obr. 3.3.4 doplněním všech výše uvedených šumových zdrojů. Při výsledném výpočtu šumových parametrů dle kap. 4.6 je nutné brát v úvahu, že:

- Všechny zdroje termálního šumu v modelu jsou nekorelované.
- Zdroje  $i_{shb}$  a  $i_{shc}$  jsou téměř nekorelované.
- Zdroje  $i_{shc}$  a  $i_{she}$  jsou velmi silně korelované, korelační koeficient je frekvenčně závislý

U prakticky používaných šumových modelů např. v [B.9], [B.14] se používá zjednodušený signálový model a jen nejvýznamnější šumové zdroje. Z tohoto modelu je možné odvodit šumové parametry BJT popsané v kap. 4.6. Hlavní oblastí použití šumových modelů BJT je vývoj vlastních BJT. Vyplyvá z nich, které prvky a které části BJT jsou pro výsledné šumové vlastnosti BJT rozhodující a jakým technologickým krokem lze vlastnosti BJT zlepšit. Pro praktický návrh nízkošumových zesilovačů se častěji používají změřené šumové parametry vyrobených BJT.



## Napájecí obvody

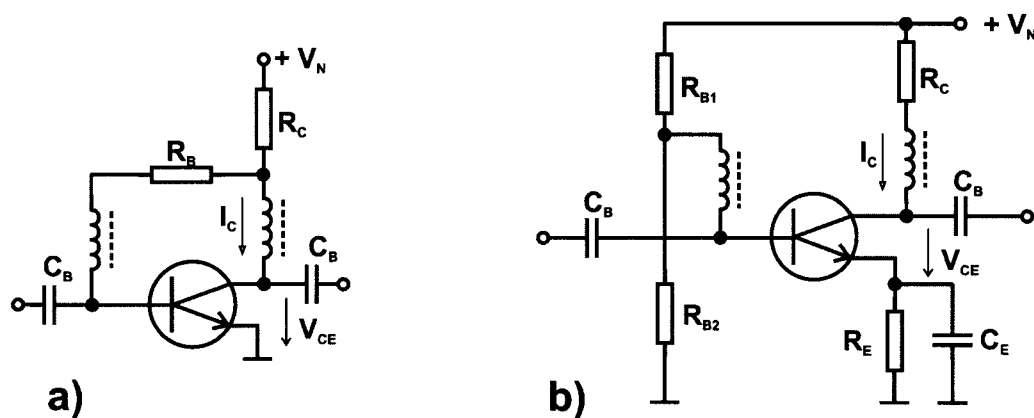


Obr. 3.3.5 VA charakteristiky BJT

Na obr. 3.3.5 jsou uvedeny typické stejnosměrné VA charakteristiky BJT. Pro správnou funkci BJT v zesilovači musí být zabezpečen optimální pracovní bod tranzistoru. Typické pracovní body BJT jsou:

Prac. bod	aplikace	předpětí typicky	poznámka
A	nízký šum	$V_{CE} = 6 \div 10 \text{ V}$ $I_C = 5 \text{ mA}$	
B	vysoký zisk	$V_{CE} = 6 \div 10 \text{ V}$ $I_C = 30 \text{ mA}$	
C	vysoký výst. výkon	$V_{CE} = 20 \text{ V}$ $I_C = 50 \text{ mA}$	třída A
D	vysoká účinnost	$V_{CE} = 20 \div 30 \text{ V}$ $I_C = 0$	třída C

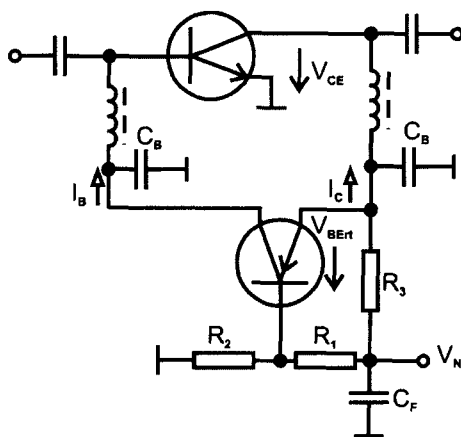
Pro realizaci prvních dvou typů zesilovačů je možné použít napájecí obvody dle obr. 3.3.6.



Obr. 3.3.6 Napájecí obvody BJT: a) s paralelní zpětnou vazbou, b) se sériovou zpětnou vazbou

Problémem stejnosměrného předpětí BJT je jejich pozitivní teplotní koeficient. Při zahřátí BJT se snižuje napětí  $V_{BE}$  ( $-2 \text{ mV/}^\circ\text{C}$ ) a zvyšuje se proudový zesilovací činitel tranzistoru  $\beta = I_C / I_B$ . Pracovní bod každého BJT musí mít proto teplotní stabilizaci. Nejjednodušší obvod s paralelní zpětnou vazbou je uveden na obr. 3.3.6 a). Při zvýšení  $I_C$  se snižuje napětí  $V_{CE}$  a přes odpor  $R_B$  i proud  $I_B$ . Hodnoty  $R_B$  nabývají hodnot řádově  $10^1 \text{ k}\Omega$ , v řadě případů lze proto vynechat tlumivku  $TL_1$ . Zásadní nevýhodou tohoto zapojení je nutnost nastavení  $R_B$  individuálně pro každý tranzistor (u jednotlivých kusů se vždy liší  $\beta$ ).

Druhou možností teplotní stabilizace pracovního bodu je v nf technice běžně používané zapojení se sériovou zpětnou vazbou dle obr. 3.3.6 b). Při zvýšení proudu  $I_C$  dojde ke zvýšení úbytku napětí na stabilizačním odporu  $R_E$  a díky relativně tvrdému děliči napětí  $R_{B1}, R_{B2}$  k přivření BJT. Zásadním problémem je dostatečně efektivní oddělení stejnosměrného a vf obvodu. Odpor  $R_E$  je nutné vf zkratovat kondenzátorem  $C_E$ . Tento zkrat je zejména v mikrovlnném pásmu dosti problematický, a to díky parametrům kondenzátorů i provedení vývodů BJT (nejčastěji pásy). Jakákoliv nedokonalost tohoto zkratu představuje sériovou zpětnou vazbu, která obvykle silně degraduje všechny vlastnosti BJT.



Obr. 3.3.7 Aktivní napájecí obvod BJT

Jedním z řešení výše uvedených problémů jsou aktivní napájecí obvody, nejjednodušší příklad je uveden na obr. 3.3.7. Za předpokladu že  $I_B \ll I_C$  je možné napětí  $V_{CE}$  nastavit pomocí odporového děliče  $R_1, R_2$ :

$$V_{CE} = V_N \frac{R_2}{R_1 + R_2} + V_{BErt} \quad (3.3.6)$$

Napětí  $V_{BErt}$  představuje napětí otevřeného přechodu BE regulačního tranzistoru, typická hodnota je  $0,6 \text{ V}$ . Proud děličem  $R_1, R_2$  je vhodné dimenzovat tak, aby:

$$\frac{V_N}{R_1 + R_2} \cong 10 \frac{I_C}{\beta \beta_{rt}} \quad (3.3.7)$$

Parametry  $\beta$  a  $\beta_{rt}$  přitom odpovídají stejnosměrným proudovým zesilovacím činitelům BJT a regulačního tranzistoru. Proud  $I_C$  lze následně nastavit odporem  $R_3$ :

$$V_{R1} = V_N \frac{R_1}{R_1 + R_2} \quad (3.3.8)$$

$$I_C = \frac{V_{R1} - V_{BErt}}{R_3} \quad (3.3.9)$$

Další zlepšení teplotní stability u výkonových BJT lze dosáhnout nahrazením  $R_1$  dvěma polovodičovými diodami a jejich upevněním přímo na chladič BJT (zapojení dle obr. 3.3.7 je velmi vhodné pro napájení výkonových BJT).

### 3.4 Bipolární tranzistory s heteropřechody HBT

Základní principy bipolárních tranzistorů s heteropřechody HBT (Heterojunction Bipolar Transistor) byly publikovány W. Shockleym již v roce 1948. V roce 1957 publikoval H. Kroemer zásadní práci, ve které byl princip HBT rozpracován podrobně, a to včetně odvození proudového zisku. Hlavní důvody toho, že uplatnění HBT nastalo až mnohem později, byly dominantně v té době nepřekročitelné technologické problémy. Až do 80-tých let nebylo možné vyrobit přechody polovodičových vrstev s dostatečnou přesností, kvalitou a definovatelností parametrů. Podrobný popis HBT je uveden např. v [B.9] a [B.11].

Průlom nastal v 80-tých letech se zavedením dvou nových technologií vytváření polovodičových vrstev:

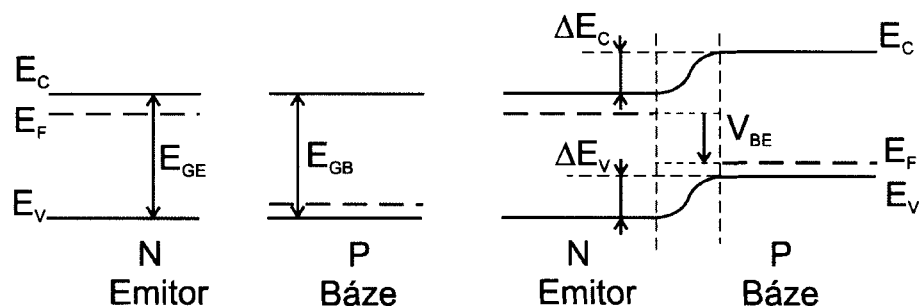
- Molekulární epitaxe - Molecular Beam Epitaxy (MBE)
- Metal-Organic Chemical Vapour Deposition (MOCVD)

Díky těmto novým technologiím začal nejprve vývoj HBT se strukturami AlGaAs/GaAs, později i se strukturami InP/InGaAs, SiGe a dalšími. Struktury InP/InGaAs poskytují extrémně vysoké hodnoty  $f_t$  a  $f_{max}$ , při výrobě struktur SiGe je možné ekonomicky výhodně využívat stávající Si technologické linky.

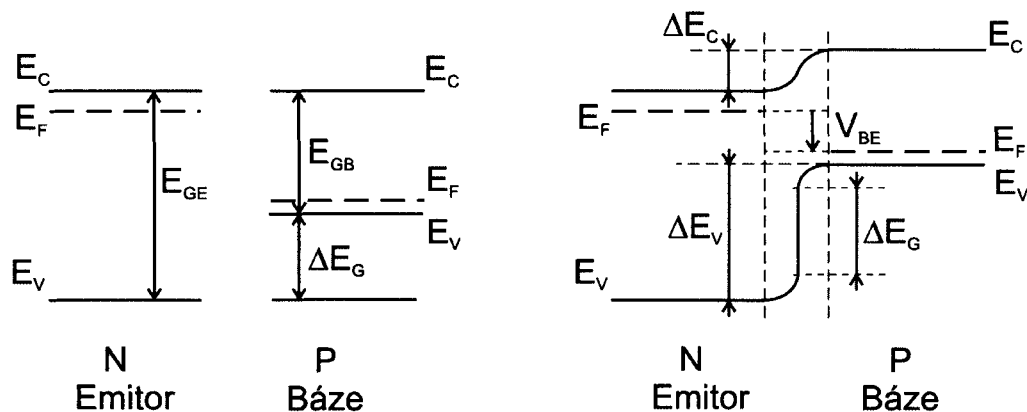
Základní struktura HBT je velmi podobná struktuře BJT vyrobené z jednoho typu materiálu – Si. Tak jako BJT mají i HBT 3 vývody označené emitorem (E), bází (B) a kolektorem (C). HBT mají také sekvenci vrstev NPN nebo PNP, nicméně všechny mikrovlnné HBT jsou typu NPN. Hlavním rozdílem mezi oběma typy je skutečnost, že v HBT jsou E a B vyrobeny z jiných (heterogenních) polovodičových materiálů tak, aby rozdíl energií zakázaného energetického pásu (bandgap) byl v E vyšší, než v B. HBT obsahují minimálně 1

heteropřechod E –B, přechod B-C může být ze stejného materiálu (homojunction) nebo může být také z různých materiálů (heterojunction).

Pokud je přechod E-B otevřený, elektrony jsou vstřikovány z E do B. Velikost napětí  $V_{BE}$  přitom řídí injekci a tedy i kolektorový proud  $I_C$ . Hlavním rozdílem mezi BJT a HBT je mechanismus přenosu volných nosičů náboje na přechodu E-B. obr. 3.4.1 a) a b) ukazují pásové energetické diagramy obou typů přechodů. Na levé straně jsou diagramy separovaných vrstev, na pravé straně jsou diagramy technologicky spojených vrstev při připojení kladném předpětí.



Obr. 3.4.1 a) Pásové diagramy BJT



Obr. 3.4.1 b) Pásové diagramy HBT

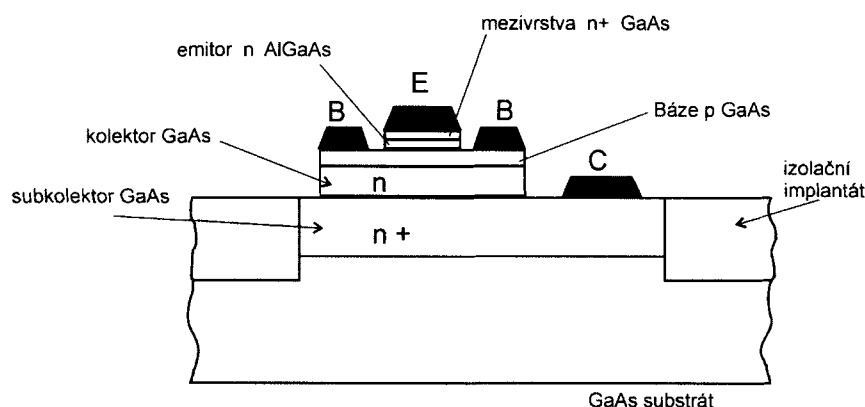
Pásový diagram BJT ukazuje, že tento typ tranzistorů vykazuje stejnou energetickou bariéru  $E_{GE}$  pro elektrony i pro díry  $E_{GB}$ . Injekce elektronů z E do B je proto vždy doprovázena značnou injekcí děr z B do E. Tato injekce snižuje injekční účinnost tranzistoru a dostatečně velký proudový zisk v zapojení SE může dosahovat pouze struktura s podstatně vyšším dopováním E než B.

U HBT jsou energetické bariéry v E a v B rozdílné a objevuje se rozdíl bariér (bandgap difference)  $\Delta E_G = E_{GE} - E_{GB}$ . Tento rozdíl bariér způsobuje u vhodně navržených heteropřechodů o  $\Delta E_G$  menší potenciálovou bariéru  $\Delta E_C$  pro přenos elektronů z E do B než je bariéra  $\Delta E_V$  pro přenos děr z B do E. Proto je nežádoucí přenos děr z B do E efektivně potlačen a tranzistory dosahují vysoké injekční účinnosti a zisku i při stejném nebo i vyšším

dopování B vzhledem k dopování E. Možnost vysokého dopování B je přitom pro mikrovlnné tranzistory velmi důležitá:

- Je možné realizovat velmi tenké B bez nebezpečí nekontrolovaného přenosu nosičů náboje (base punch-through), viz. kap. 3.3.
- Tenká B vede k velmi krátkým průletovým dobám a tím i k velmi vysokým mezním frekvencím  $f_t$ .
- Vysoké dopování B vede ke zmenšení intrinzického odporu báze  $R_{Bi}$  a tedy i k vyšší frekvenci oscilací  $f_{max}$  a ke zlepšení vf šumových parametrů.
- Nižší dopování E snižuje prostorový náboj v oblasti emitor-báze a tedy i průletové zpoždění touto oblastí.

Pro popis chování HBT lze použít malosignálový model dle obr. 3.3.4 i šumový popis uvedený v kap. 3.3. Lze použít i stejné napájecí obvody s tím, že dobré chlazení a teplotní stabilizace jsou ještě důležitější, než je tomu u BJT. To je způsobeno tím, že některé používané materiály mají horší teplotní vodivost, než má Si.



**Obr. 3.4.2 Vnitřní struktura HBT**

Příklad průřezu HBT typu AlGaAs/GaAs je uveden na obr. 3.4.2. HBT je vyroben na GaAs substrátu, všechny aktivní vrstvy jsou vyrobeny technologiemi MBE nebo MOCVD. GaAs  $n^+$  subkolektor má vysoké dopování (řádově  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) a tloušťku cca 500 – 1000 nm a používá se k minimalizaci parazitního odporu kolektoru. Vlastní GaAs  $n$  kolektor je velmi málo dopován (řádově  $10^{15}$  až  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ), což zaručuje vysoké průrazné napětí tranzistoru. Časté materiály báze jsou  $p^+$  GaAs nebo InGaAs s relativně vysokým dopováním (řádově  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), dosažitelné tloušťky báze jsou 30 – 150 nm. Emitor je realizován vrstvou  $n$  polovodiče z materiálu AlGaAs, tloušťka je 50 – 200 nm, dopován je obvykle méně než B (řádově  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ). Mezi emitorem a metalizací bývá ještě obvykle mezivrstva  $n^+$  GaAs nebo sekvence InGaAs/GaAs tloušťky 10 - 100 nm, zajišťující minimalizaci emitorového odporu.

Pro kontaktování  $n$  polovodičových vrstev se používá například slitina AuGe/Ni, metalizace báze bývá tvořena materiály Ti/Pt/Au, Au/Zn/Au nebo AuBe. Vertikálně členěné struktury

GBT dle obr. 3.4.2 zabezpečují minimalizaci kolektorového a bázevého odporu. Vertikální členění se realizuje selektivním leptáním.

### Hlavní používané struktury HBT

	$f_t$ [GHz]	$f_{max}$ [GHz]	$F_{min}$ [dB] @ 5 GHz
AlGaAs/GaAs	114	148	1,5
InGaP/GaAs	156	255	1,25
AlGaAs/InGaAs	142	262	1,1
InP/InGaAs	270	300	1,0
SiGe	210	285	0,2

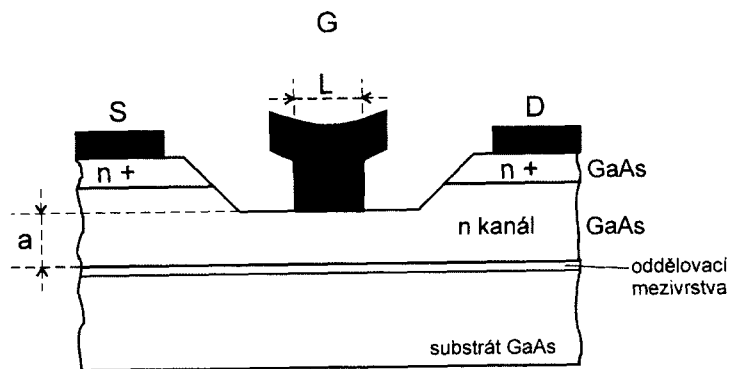
Nejpokročilejší a komerčně nejpoužívanější jsou technologie AlGaAs/GaAs a SiGe. Většímu rozšíření struktur založených na InP brání zejména vysoká cena substrátu a méně rozvinuté a dražší technologické procesy. Hlavní výhodou tranzistorů HBT oproti strukturám FET, viz. kap. 3.5 a 3.6 jsou zejména menší požadavky na horizontální rozlišení. Pro výrobu struktur HBT stačí realizovat rozměry okolo  $1 \mu m$ , pro parametrově obdobné tranzistory FET musí být k dispozici technologie schopná realizovat struktury s horizontálními rozměry  $0,25 \mu m$  a menšími (elektronová litografie). HBT mají obecně horší šumové vlastnosti než tranzistory FET, jsou však určitě zajímavou alternativou na nižších frekvencích do cca 2.5 GHz.

Hlavní oblastí použití HBT jsou patrně výkonové aplikace, HBT dosahují mnohem vyšších výkonových hustot než FET. To zjednodušuje výkonové přizpůsobení a zmenšuje rozměry čipů. Jsou například široce používané jako výkonové zesilovače v mobilních telefonech.

Samostatnou kapitolou jsou HBT struktury SiGe. Jejich hlavní výhodou je možnost výroby v provozech určených pro výrobu zařízení CMOS (s několika málo přidanými technologickými kroky). Výchozí substrát je také cca 4x levnější než GaAs a až 10x levnější než InP. Další výhodou je nízké šumové číslo, do cca 5 GHz srovnatelné s nejlepšími tranzistory FET. Oproti strukturám GaAs však mají nižší průrazné napětí, použitelné napájecí napětí je jen 3- 5 V (struktury GaAs dosahují hodnot až 2x vyšších).

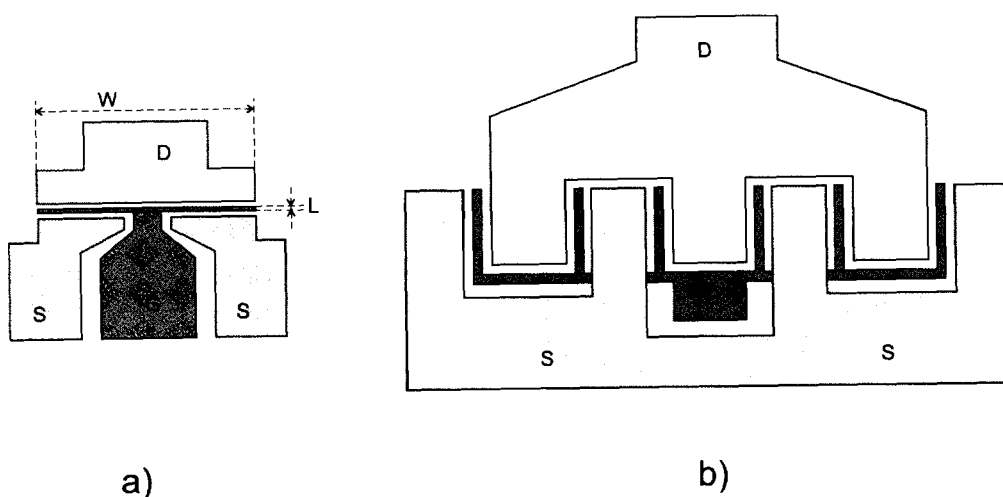
## 3.5 Unipolární tranzistory MESFET

Tranzistory GaAs MESFET (Metal-Semiconductor Field-Effect Transistor) se pro svou jednoduchost a vynikající vř parametry staly jedněmi z nejdůležitějších vř aktivních prvků. První teoretická práce byla publikována C. Maedem v roce 1966, v roce 1973 již byly k dispozici použitelné prvky s mezní frekvencí 80 GHz. Základní struktura tranzistorů MESFET popsána např. v [B.9], [B.12], [B.13] je znázorněna na obr. 3.5.1.



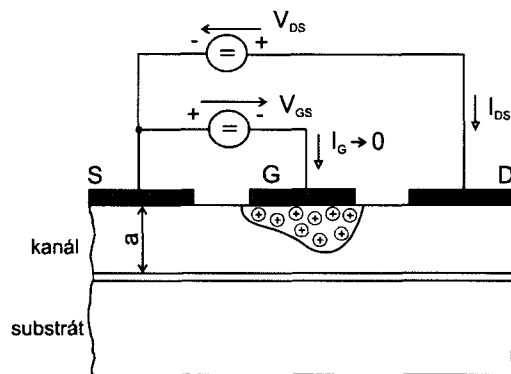
Obr. 3.5.1 Vnitřní struktura MESFET

Aktivní dopovaný n-kanál je vytvořen na substrátu GaAs, často odděleném tenkou mezivrstvou (cca  $3 \mu\text{m}$  silnou, dopování typicky  $10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-1}$ ). Kanál je vytvořen epitaxi nebo iontovou implantací. Aktivní objem kanálu pod hradlem G má výšku  $a$  (typicky  $0,1$  až  $0,3 \mu\text{m}$ ) a hustotu dopování cca  $1 - 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ . Části kanálu pod kontakty S a D jsou dopovány více, což snižuje přechodové odpory metalizace. Dopovací přísadou do GaAs bývá Si, slitina AuGe bývá používána pro vytvoření ohmických kontaktů S a D. Pro realizaci metalizace hradla bývá používán Al nebo Ti/Pt/Au. Hradlo je od kanálu odděleno záporně polarizovaným Schottkyho přechodem kov-polovodič. Jedním z nejdůležitějších parametrů tranzistorů MESFET je délka hradla  $L$ . Typické délky jsou  $0,1$  až  $1 \mu\text{m}$ , pro jejich realizaci jsou nezbytné technologie s velmi vysokým horizontálním rozlišením, například elektronová litografie. Pro dosažení nízkých hodnot  $R_G$  mají MESFET významně vertikálně členěné struktury hradel. Na obr. 3.5.1 je uveden příklad často používaného profilu „mushroom gate“.



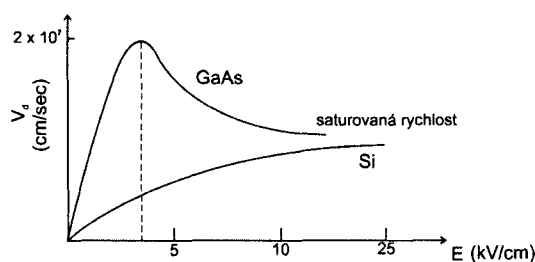
Obr. 3.5.2 Horizontální členění MESFET: a) nízkošumové, b) výkonové

Na obr. 3.5.2 jsou uvedeny dva typické pohledy na horizontální členění MESFET. Struktura a) přitom odpovídá malovýkonovým nebo nízkošumovým tranzistorům. Parametry tranzistoru jsou do značné míry určeny délkou hradla  $L$  a jeho šířkou  $W$ . Pro výkonové aplikace se používá interdigitální struktura dle obr. 3.5.2 b).



**Obr. 3.5.3 Stejnosemné předpětí MESFET**

Pro funkci tranzistorů MESFET je důležité jejich stejnosměrné předpětí, viz. obr. 3.5.3. Mezi elektrody D a S je zapojen zdroj kladného napětí  $V_{DS}$  (typicky  $2 \div 6$  V), předpětí hradla G vůči elektrodě S je záporné. Na styku kov-polovodič se vytváří vyprázdňená oblast, jejíž výšku můžeme řídit napětím přiloženým na G. Při záporném předpětí hradla G se výška vyprázdňené oblasti zvyšuje, to zmenšuje efektivní průřez kanálu, zvětšuje jeho odpor a tedy může významně měnit proud kanálem  $I_{DS}$ . Řízení relativně velkého proudu kanálem malými změnami napětí  $V_{GS}$  představuje i základní princip vf zesílení tranzistoru. Pro určité záporné napětí  $V_{GS} = V_p$  (typicky  $-1$  až  $-3$  V) je vyprázdňená oblast roztažená přes celou výšku kanálu  $a$ , tok nosičů náboje je zcela uzavřen a  $I_{DS} = 0$ . Hlavní důvody použití materiálu GaAs pro realizaci struktur MESFE vyplývají z příznivé závislosti driftové rychlosti elektronů v závislosti na přiloženém elektrickém poli  $E$ , viz. obr. 3.5.4.

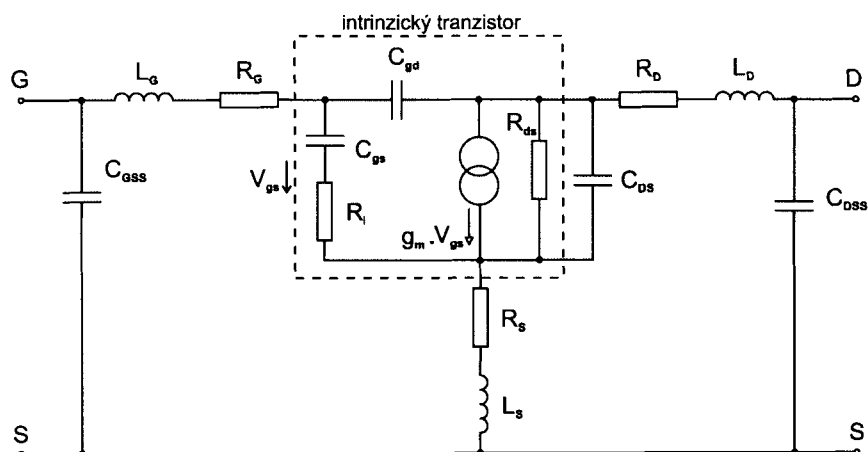


**Obr. 3.5.4 Závislost driftové rychlosti na E pro Si a GaAs**

Počáteční pohyblivost elektronů (v nízkém elektrickém poli) je dle [B.10] v GaAs podstatně vyšší, než v Si. Pro elektrické pole vyšší než  $3 \text{ kV/cm}$  však během cca 1 ps dochází k přechodu elektronů z hlavního energetického minima do vedlejších minim a k souvisejícímu poklesu jejich pohyblivosti. Rychlost elektronů pod hradlem je následně významně proměnná, dosahuje vysokých i nízkých hodnot. Pro velmi krátká hradla  $L_G \leq 0,5 \mu\text{m}$  však nestačí dojít k relaxaci na nižší hodnoty pohyblivosti a tranzistory do značné míry pracují se špičkovou hodnotou driftové rychlosti. Tento jev zvaný „overshoot“ je jedním z důvodů vynikajících vf vlastností struktur GaAs MESFET s krátkými hradly.



## Náhradní obvod MESFET



Obr. 3.5.5 Náhradní obvod MESFET

Často používaný náhradní obvod MESFET je uveden na obr. 3.5.5. Každý z jeho prvků modeluje určitý fyzikální jev v struktuře nebo určitou část struktury. Strukturu je přitom možné rozdělit na část intrinzickou (popisuje chování aktivního objemu přímo pod G) a na část extrinzickou (zbylá část tranzistoru, která již nepřispívá k tranzistorovému efektu, vlastnosti tranzistoru spíše zhoršuje).

Hlavní intrinzické prvky náhradního obvodu MESFET jsou:

$g_m$  přenosová vodivost, obvykle zahrnuje i vliv zpoždění  $\tau_0$  při průletu nosičů náboje od S k D

$$g_m = \left. \frac{dI_{DS}}{dV_{GS}} \right|_{V_{DS}=\text{konst.}} \approx g_{m0} \exp(-j\omega\tau_0)$$

$g_{ds}$  výstupní vodivost

$$g_{ds} = \left. \frac{dI_{DS}}{dV_{DS}} \right|_{V_{GS}=\text{konst.}}$$

$C_{gs}$  popisuje závislost časových změn náboje ve vyprázdněné oblasti  $Q_{sc}$  na napětí  $V_{GS}$  (při změnách výšky vyprázdněné oblasti)

$$C_{gs} = \left. \frac{dQ_{sc}}{dV_{GS}} \right|_{V_{DS}=\text{konst.}}$$

$C_{gd}$  popisuje závislost časových změn náboje ve vyprázdněné oblasti  $Q_{sc}$  na napětí  $V_{DS}$  ( $V_{DS}$  způsobuje také určité změny výšky vyprázdněné oblasti)

$$C_{gd} = \left. \frac{dQ_{sc}}{dV_{DS}} \right|_{V_{GS}=\text{konst.}}$$

$R_i$  odpor ovlivňující nabíjení  $C_{gs}$ , neexistuje jednoznačný fyzikální popis, příklad modelování  $R_i$  je uveden např. v [B.9]

Hlavní extrinzické prvky jsou:

$R_G$  parazitní odpor metalizace hradla

$R_S$  parazitní odpor mezi vývodem S a aktivní oblastí, zahrnuje vliv přechodu metalizace-polovodič, vliv odporu kanálu mezi S a intrinzickým tranzistorem

$R_D$  parazitní odpor mezi vývodem D a aktivní oblastí, zahrnuje vliv přechodu metalizace-polovodič, vliv odporu kanálu mezi D a intrinzickým tranzistorem

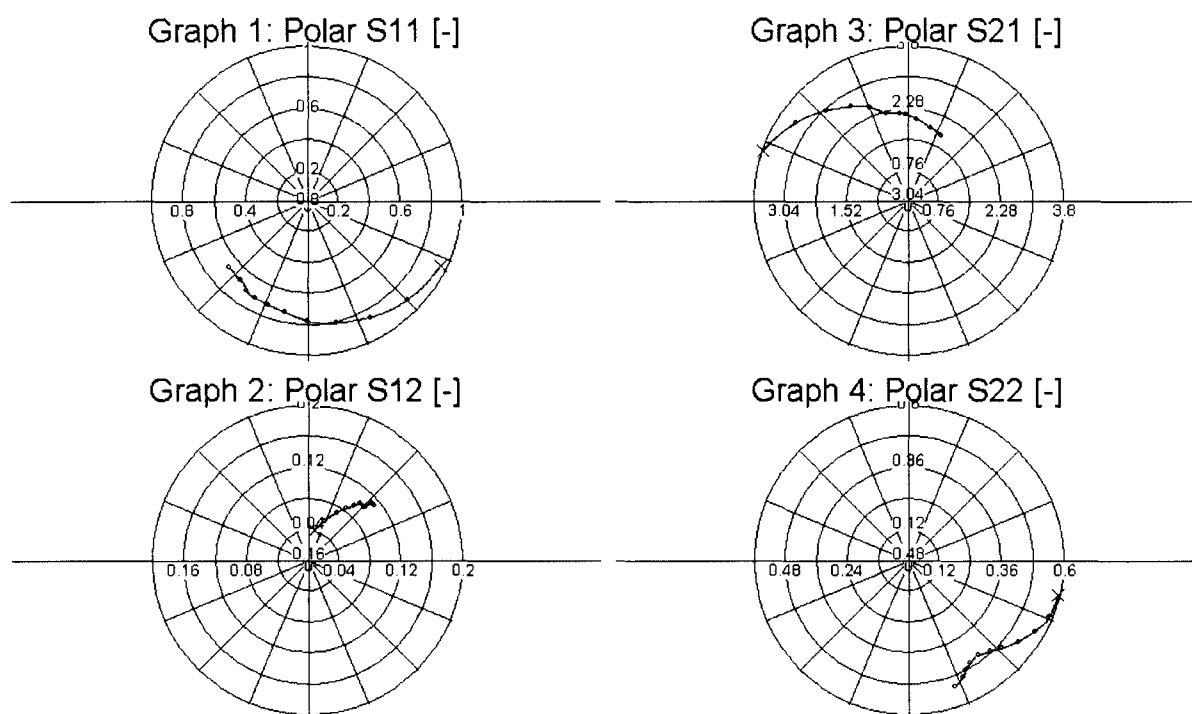
$C_{DS}$  parazitní kapacita, zahrnuje vliv rozptylových polí mezi elektrodami D a S

$C_{DSS}$  parazitní kapacita (někdy se slučuje s  $C_{DS}$ )

$C_{GSS}$  parazitní kapacita, zahrnuje vliv rozptylových polí mezi elektrodami G a S

$L_G, L_S, L_D$  parazitní indukčnosti vývodů a kontaktovacích drátků

Na obr. 3.5.6 je uveden příklad naměřených s-parametrů tranzistoru MESFET:



**Obr. 3.5.6** Příklad s-parametrů MESFET: NEC70000 3V/30mA, 2-22 GHz

- Parametr  $s_{11}$  - na velmi nízkých frekvencích se impedance blíží nekonečnu (hradlo izolované Schottkyho přechodem), pro vyšší frekvence má kapacitní charakter (převládá kapacita  $C_{gs}$ ) a teprve na vysokých frekvencích někdy

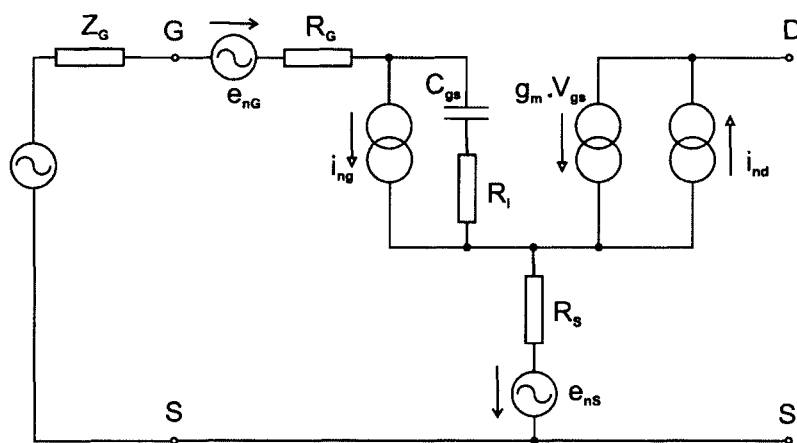
převládne vliv  $L_G$ . Na nízkých frekvencích má MESFET v obvodu hradla G vysoké Q a špatně se přizpůsobuje.

- Parametr  $s_{12}$  - relativně malý s frekvencí mírně rostoucí zpětný přenos
- Parametr  $s_{21}$  - vlivem velkých modulů  $s_{11}$  a  $s_{22}$  na nízkých frekvencích nepříliš velká hodnota, s frekvencí však klesá jen relativně pomalu
- Parametr  $s_{22}$  - modul 0,4 až 0,7, dominantně kapacitní charakter

## Šumové vlastnosti

Hlavními zdroji šumu ve strukturách MESFET jsou náhodné fluktuace hustoty nosičů náboje a driftové rychlosti nosičů náboje v aktivní části kanálu (dominantní je šum z oblasti se saturevanou rychlostí nosičů náboje = difúzní šum), modelovaný šumovým proudovým zdrojem  $i_{nd}$ , a termální šum generovaný ve všech odporových částech tranzistoru, viz. obr. 3.5.5. Vedle tohoto hlavního mechanismu generace šumu se ve strukturách MESFET uplatňuje další důležitý jev. Každá změna proudu  $i_d$  vede ke změně výšky vyprázdněné oblasti a ke změně prostorového náboje  $Q_{sc}$ . Z podmínky celkové nábojové neutrality plyne, že stejná změna náboje s opačným znaménkem se musí objevit na elektrodě G. Tato změna náboje na G se projeví jako malý přídavný proud  $i_g$ . To platí i pro šumové proudy, vlivem proudu  $i_{nd}$  se na hradle objeví šumový proud  $i_{ng}$ . Pro stanovení celkových šumových parametrů MESFET je důležité, že proud  $i_{ng}$  je přímým důsledkem proudu  $i_{nd}$ , a tedy že mezi oběma zdroji je velmi silná korelace vyjádřitelná korelačním koeficientem C.

Na obr. 3.5.7 je uveden šumový model MESFET dle [B.9] vycházející ze zjednodušeného malosignálového modelu uvedeného na obr. 3.5.5.



Obr. 3.5.7 Šumový model MESFET

V daném šumovém modelu jsou uvedeny jen ty prvky, které mají na šumové vlastnosti MESFET největší vliv. Vedle šumových proudových zdrojů  $i_{nd}$  a  $i_{ng}$  je intrinzecký tranzistor

popsán prvky  $C_{gs}$ ,  $R_i$  a přenosovou vodivostí  $g_m$ . Z extrinzických prvků jsou zahrnuty jen parazitní odpory  $R_G$  a  $R_S$ , jejich šumové příspěvky jsou popsány zdroji šumového napětí  $e_{nG}$  a  $e_{nS}$ . Jednotlivé veličiny v modelu lze dle [B.9] a [B.7] vyjádřit jako:

$$E[|i_{nd}|^2] = 4kT_0 B g_m P \quad (3.5.1)$$

$$E[|i_{ng}|^2] = 4kT_0 B \omega^2 C_{gs}^2 R / g_m \quad (3.5.2)$$

$$jC = \frac{E[i_{nd} i_{ng}^*]}{\left(E[|i_{nd}|^2] E[|i_{ng}|^2]\right)^{1/2}} \quad (3.5.3)$$

$$E[i_{nd} i_{ng}^*] = j4kT_0 B \omega C_{gs} S \quad (3.5.4)$$

$$E[|e_{nG}|^2] = 4kT_0 B R_G \quad (3.5.5)$$

$$E[|e_{nS}|^2] = 4kT_0 B R_S \quad (3.5.6)$$

Veličiny  $P$ ,  $R$  a  $S$  používané ve výše uvedených vztazích jsou konstanty závislé na struktuře tranzistoru a jeho předpětí. Vzhledem k tomu, že výpočty vyžadují detailní znalost vnitřní struktury tranzistoru, jsou vztahy 3.5.1 až 3.5.6 v praxi použitelné jen problematicky. V literatuře [B.14] je uveden empirický vztah, popisující závislost  $F_{\min}$  na nejdůležitějších vnitřních prvcích tranzistoru:

$$F_{\min} = 1 + 2\pi f K C_{gs} \sqrt{\frac{R_S + R_G}{g_m}} \quad (3.5.7)$$

$K$  je konstanta závislá na parametrech kanálu, z výše uvedeného vztahu vyplývá:

- Nízkošumové tranzistory by měly mít co nejnižší hodnoty  $R_G$  a  $R_S$ . Kromě toho, že jsou tyto parazitní odpory zdrojem termálního šumu, viz. vztahy 3.5.5 a 3.5.6, tak snižují korelační koeficient  $C$  a zhoršují šumové přizpůsobení. Nízkých hodnot  $R_G$  se dosahuje omezením šířky hradel  $W$ , viz. obr. 3.5.2 a výrazným 3-dimenzionální členěním hradla, viz. obr. 3.5.1.
- Nízkošumové tranzistory by měly mít co nejvyšší hodnotu přenosové vodivosti  $g_m$  a co nejnižší kapacitu  $C_{gs}$ . Optimální hodnoty obou parametrů lze dosáhnout pro velmi malé hodnoty délek hradla  $L$ .
- Hodnota  $F_{\min}$  spojitě roste s frekvencí.

Další šumové vlastnosti struktur MESFET:

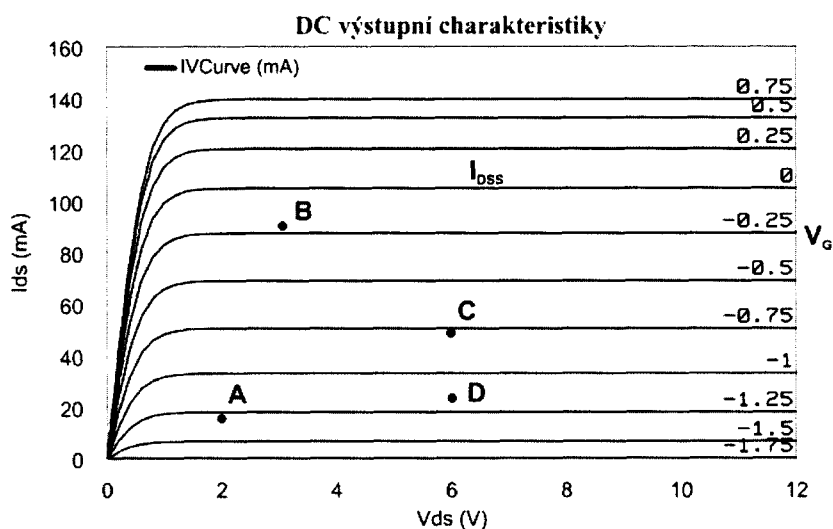
- Hodnota  $F_{\min}$  nastává při klidovém proudu  $I_{DS} \approx 0,15 \div 0,2 I_{DSS}$ , kde  $I_{DSS}$  je satureovaný proud  $I_{DS}$  při  $V_{GS} = 0$ .
- Vlivem relativně malého proudu  $I_{DS}$  (při šumové optimalizaci) a vlivem toho, že hodnoty  $\Gamma_{Gopt}$  pro šumové přizpůsobení se obecně liší od  $\Gamma_{Gopt}$  pro výkonové přizpůsobení, viz. kap. 4.4 a 4.6, tak tranzistor v nízkošumovém režimu pracuje s přidruženým ziskem  $G_{as}$ , který je výrazně nižší než  $G_{a\max}$  nebo  $G_{ms}$ .
- Pro  $C = 0$  poskytuje šumový model dle obr. 3.5.7 o mnoho dB vyšší hodnoty  $F_{\min}$ , než pro reálné hodnoty  $|C| \approx 0,8 \div 0,9$ . Korelace mezi proudy  $i_{nd}$  a  $i_{ng}$  funguje jako mechanismus potlačující šum. I šumové přizpůsobení, popsané v kap. 4.6 lze fyzikálně popsat jako optimální nafázování všech zdrojů šumu tak, aby došlo k jejich co největšímu vzájemnému potlačení.
- Šumový model dle obr. 3.5.7 a vztahy 3.5.1 až 3.5.6 se většinou používají pro návrh nízkošumových struktur MESFET. Pro návrh nízkošumových zesilovačů se ve většině případů používají změřené šumové parametry, blíže popsané v kap. 4.6. Typické hodnoty  $F_{\min}$  a  $G_{as}$  pro tranzistor MESFET s parametry  $L = 0,11 \mu m$  a  $f_{\max} = 130 GHz$  jsou dle [B.9] následující:

$f [GHz]$	12	18	26
$F_{\min} [dB]$	0,55	0,65	0,78
$G_{as} [dB]$	12,4	9,7	8,9

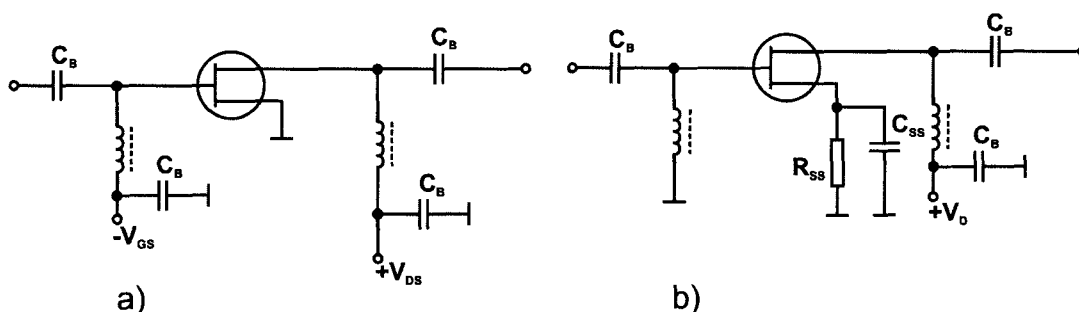
## VA charakteristiky, napájecí obvody

Typické VA charakteristiky tranzistoru MESFET jsou uvedeny na obr. 3.5.8, a to spolu s pracovními body typickými pro různé aplikace:

Prac. bod	aplikace	předpětí typ.	poznámka
A	nízký šum	$V_{DS} = 2 \div 3V$ $I_{DS} = 0,2I_{DSS}$	typ. 20 mA
B	vysoký zisk	$V_{DS} = 3 \div 5V$ $I_{DS} = 0,9I_{DSS}$	typ. 90 mA
C	vysoký výst. výkon	$V_{DS} = 6 \div 10V$ $I_{DS} = 0,5I_{DSS}$	třída A
D	vysoká účinnost	$V_{DS} = 6 \div 10V$ $I_{DS} = 0,25I_{DSS}$	třída AB



Obr. 3.5.8 VA charakteristiky MESFET

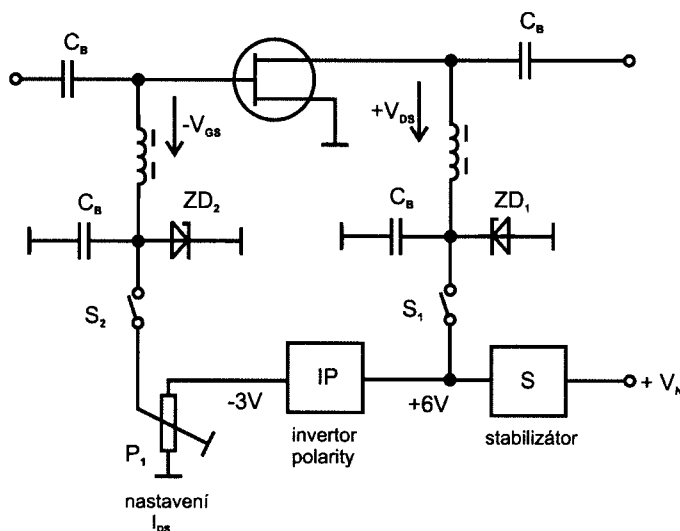


Obr. 3.5.9 Základní napájecí obvody MESFET

Na obr. 3.5.9 jsou uvedeny 2 základní napájecí obvody MESFET. Patrně nejčastěji používaný obvod je na obr. 3.5.9 a). Tranzistor je napájen ze 2 nezávislých zdrojů, přičemž zdroj  $V_{DS}$  má kladnou polaritu a zdroj  $V_{GS}$  má zápornou polaritu. Zdroj  $V_{GS}$  se obvykle řeší jako proměnný (jednoduchý potenciometr,  $I_G \rightarrow 0$ ) a nastavuje se jím proud  $I_{DS}$ . Problém s nutností použití 2 zdrojů je možné řešit zapojením dle obr. 3.5.9 b), kde je použit odpor  $R_{SS}$ . Na tomto odporu vzniká při průchodu proudu  $I_{DS}$  úbytek napětí, který se přenáší přes stejnosměrně uzemněnou tlumivku na hradlo G tranzistoru. Pro nastavení pracovního bodu stačí napájecí napětí jedné polarity, toto zapojení však pro vf aplikace přináší současně řadu problémů:

- Odpor  $R_{SS}$  musí být po vf signál dokonale zkratovaný kondenzátorem  $C_{SS}$ . Technologicky je však velmi složité realizovat obvod, kde by představoval opravu ideální vf zkrat.

- Protože vf zkrat realizovaný kondenzátorem  $C_{ss}$  nikdy nemůže ideální zkrat představovat, tak toto zapojení vždy zvyšuje šumové číslo, snižuje zisk a zvyšuje náchylnost k parazitním oscilacím. Vliv může být značný a to proto, že jakákoliv parazitní impedance mezi S a zemí se chová jako sériová zpětná vazba.
- U výkonových aplikací zhoršuje odpor  $R_{ss}$  účinnost zesilovače.



**Obr. 3.5.10 Rozšířený napájecí obvod MESFET**

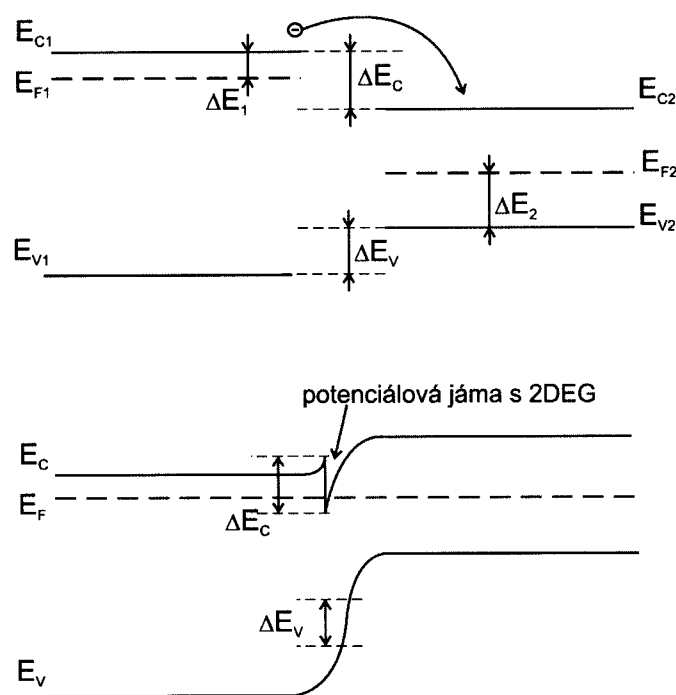
Vzhledem k výše uvedeným skutečnostem lze tedy v praxi doporučit spíše určitou modifikaci zapojení dle obr. 3.5.9 a), jedno z vhodných zapojení je na obr. 3.5.10. Tranzistory MESFET jsou obecně velmi citlivé na překročení povolených napětí a na statické výboje. Stabilizátor stabilizuje vnější napájecí napětí  $V_N$  na hodnotu  $V_{DS}$ , statické výboje v obvodu D jsou omezeny rychlou Zenerovou diodou  $ZD_1$ . Vzhledem k tomu, že proud  $I_G \rightarrow 0$ , lze zdroj záporného předpětí hradla realizovat velmi jednoduchými IO, pracujícími jako invertory polarity se stabilizací záporného napětí. Potenciometrem  $P_1$  lze nastavit předepsaný proud  $I_{DS}$ , Zenerova dioda  $ZD_2$  realizuje ochranu proti přepětí v obvodu G. Pro bezpečnou funkci tranzistorů MESFET jsou velmi důležité spínače  $S_1$  a  $S_2$  (jejich funkce však může být realizována jiným způsobem). Tyto spínače musí zajistit, že ani při přechodovém ději při zapínání a vypínání a tranzistoru, nemůže být zapojeno kladné předpětí  $V_{DS}$  bez přítomnosti příslušného záporného předpětí  $V_{GS}$ . V opačném případě může dojít k nekontrolovanému nárůstu  $I_{DS}$  a ke zničení tranzistoru. Pro zajištění bezpečných hodnot  $I_{DS}$  musí být napájecí obvod realizován tak, aby:

- Při zapnutí  $V_N$  nejdříve spínač  $S_2$  připne záporné předpětí hradla  $V_{GS}$  a až poté s určitým časovým zpožděním připne spínač  $S_1$  kladné předpětí  $V_{DS}$ .
- Při vypnutí  $V_N$  musí nejprve spínač  $S_1$  odpojit kladné napětí  $V_{DS}$  a až potom s určitým časovým zpožděním odpojí spínač  $S_2$  záporné napětí  $V_{GS}$ .

Pro napájení sériově vyráběných mikrovlnných systémů se vyrábí specializované IO, zabezpečující všechny výše uvedené funkce, obvykle i pro více vf tranzistorů. Při návrhu tranzistorů MESFET je úsilí věnováno tomu, aby bylo možné typický proud pro danou aplikaci (nízký šum, vysoký zisk, vysoký výstupní výkon) nastavit při  $V_G = 0$  a podstatně tím zjednodušit napájecí obvody i výsledné parametry zesilovačů.

### 3.6 Unipolární tranzistory HEMT

HEMT (High Electron Mobility Transistor) jsou tranzistory řízené polem příbuzné tranzistorům MESFET, přičemž obsahují 1 nebo 2 heteropřechody, viz. kap. 3.4. Vývoj HEMT byl zahájen v roce 1978 po úspěšných pokusech s heteropřechody AlGaAs/GaAs, které potvrdily vznik vrstvy 2-dimenzionálního elektronového plynu (2DEG, 2-Dimensional Electron Gas) s velmi vysokou pohyblivostí nosičů náboje na heteropřechodu. Popis struktur HEMT je uveden např. v [B.9] a [B.11].



Obr. 3.6.1 Pásový diagram heteropřechodu s 2DEG

Pásový diagram heteropřechodu používaného pro realizaci struktur HEMT je uveden na obr. 3.6.1. Heteropřechod obsahuje vždy 1 vrstvu polovodiče s širokým zakázaným pásmem (AlGaAs) a jednu vrstvu s úzkým zakázaným pásmem (GaAs). Důsledkem rozdílnosti šířek zakázaných pásem je vznik offsetu vodivého pásu  $\Delta E_C$  a offsetu valenčního pásu  $\Delta E_V$ . Pro konstrukci HEMT je zásadní velký offset  $\Delta E_C$ , který stimuluje přesun elektronů z polovodiče typu n AlGaAs (vodivostní pás na vyšší úrovni) do méně dopovaného nebo nedopovaného GaAs (vodivostní pás na nižší úrovni). Přemístěné elektrony se shromažďují ve vrstvě vysoké jen několik nm v GaAs těsně vedle heteropřechodu. Protože přemístěné elektrony v 2DEG jsou prostorově separované od donorů, je velmi potlačena interakce elektronů

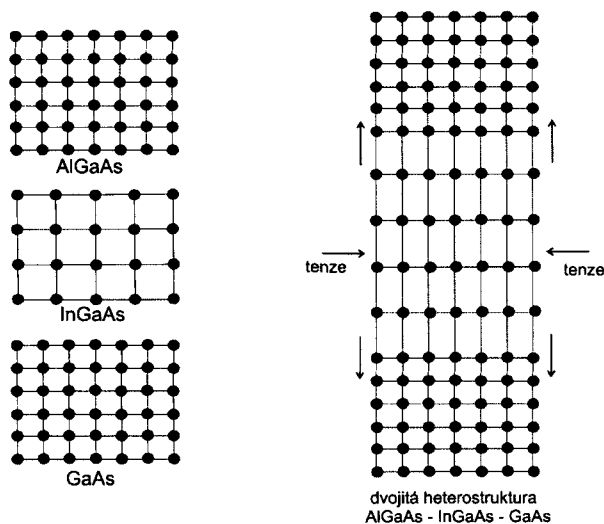


s mřížkou a podstatným způsobem se zvýší pohyblivost nosičů náboje v kanálu. Právě tato vrstva byla pojmenována 2DEG, elektrony v této vrstvě se mohou volně pohybovat jen ve 2 souřadnicích paralelně s heteropřechodem ale ne přes heteropřechod.

Pro výrobu tranzistorů HEMT (i HBT) se zkouší a používá velká řada různých kombinací polovodičových materiálů. Pro konstrukci vhodných heteropřechodů jsou vedle energetických diferencí  $\Delta E_G$ ,  $\Delta E_C$  a  $\Delta E_V$  dalším důležitým parametrem i vlastnosti mřížek. Podle mřížkových konstant lze heterostrukтуры rozdělit na:

- přechody mřížkově přizpůsobené (lattice matched)
- přechody mřížkově pseudomorfnní
- přechody mřížkově metamorfnní

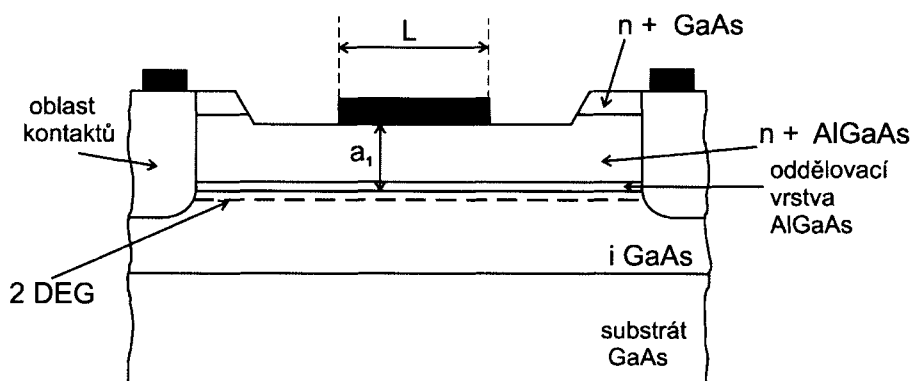
První struktury HEMT používaly přechody AlGaAs/GaAs, které jsou mřížkově přizpůsobené (AlGaAs i GaAs mají přibližně stejné mřížkové konstanty). AlGaAs lze pomocí vhodných technologických kroků nechat narůst přímo na GaAs. Nicméně tento heteropřechod poskytuje jen omezené hodnoty  $\Delta E_G$  a  $\Delta E_C$ . Při hledání kombinací s vyššími hodnotami  $\Delta E_G$  a  $\Delta E_C$  bylo zjištěno, že lze vytvořit i velmi kvalitní heteropřechody tvořené polovodičovými materiály s rozdílnými mřížkovými konstantami, a to za předpokladu, že výška narostlé vrstvy je nižší než určitá kritická výška  $t_c$ . Pokud je výška vrstvy nižší než  $t_c$ , tak se krystalová struktura vrstvy zdeformuje a přizpůsobí se krystalové struktuře substrátu.



**Obr. 3.6.2 Pseudomorfnní heteropřechody**

Na obr. 3.6.2 jsou znázorněny pseudomorfnní heteropřechody tvořené postupně narostlou sekvencí vrstev AlGaAs-InGaAs-GaAs. Jako důsledek existují ve vrstvě InGaAs mechanické tenze. Velikost mechanických tenzí závisí na rozdílu mřížkových konstant obou vrstev a na výšce vrstvy. Pro konstrukci tranzistorů HEMT se vedle výše uvedené kombinace vrstev používají například i pseudomorfnní heteropřechody používající InGaAs narostlý na InP. Tranzistory tohoto typu bývají označovány jako pHEMT.

Posledním a nejnovějším typem heteropřechodů, používaných pro konstrukci mikrovlnných tranzistorů, jsou heteropřechody metamorfnní. Základní ideou je použít relativně levný substrát (například GaAs) a nechat na něm narůst oddělovací vrstvu (například InAlAs) s výškou podstatně vyšší, než je  $t_c$ . Pokud je výška InAlAs vyšší než  $t_c$ , tak dojde na heteropřechodu k relaxaci vrstvy a ke vzniku velkého množství mechanických dislokací. Protože je oddělovací vrstva velmi silná, tak dislokace na heteropřechodu neovlivňují tranzistorové struktury narostlé na InAlAs. Příkladem použití mohou být metamorfnní tranzistory mHEMT s kanálem InGaAs narostlém na vrstvě InAlAs, to celé na substrátu GaAs. Výhodou metamorfnních struktur je možnost výroby heterostruktur s parametry InP (s vysokými hodnotami  $\Delta E_G$  a  $\Delta E_C$ ) na podstatně levnějším substrátu GaAs.



Obr. 3.6.3 Vnitřní struktura HEMT

Typická vnitřní struktura tranzistorů GaAs HEMT je znázorněna na obr. 3.6.3. Na substrát GaAs je pomocí technologií MBE nebo MOCVD postupně nanese sekvence vrstev: nedopovaný nebo jen málo dopovaný kanál GaAs s výškou 0,5 až 1  $\mu\text{m}$ , velmi tenká (2 až 5 nm) oddělovací nedopovaná vrstva AlGaAs, vysoce dopovaná vrstva  $n^+$  AlGaAs fungující jako zdroj elektronů pro 2DEG a nakonec i další vysoce dopovaná vrstva  $n^+$  GaAs s výškou 30 až 50 nm, přispívajícím k vytvoření dobrých ohmických kontaktů a chránící AlGaAs před oxidací. Leptáním je následně odstraněna vrstva  $n^+$  GaAs a částečně i  $n^+$  AlGaAs a na odkrytém povrchu je vytvořeno hradlo G s délkou L a šířkou W. Výška aktivní vrstvy AlGaAs by měla být velmi malá (výhodný je vysoký poměr L/a). Vrstva 2DEG se vytvoří v GaAs kanálu těsně pod heteropřechodem. Oblasti slitinové metalizace (AuGe/Ni/Au, po nanesení kovů je struktura zahřáta na 450°C) zabezpečují napojení vrstvy 2DEG na elektrody S a D.

Funkce HEMT je velmi podobná funkci struktur MESFET. Pod Schottkyho přechodem v oblasti G se vytvoří oblast + prostorového náboje. Další oblast prostorového náboje se vytvoří na straně AlGaAs heteropřechodu. Pro správnou funkci HEMT by se tyto oblasti měly překrývat tak, aby vrstva AlGaAs byla vzhledem k nosičům náboje plně vyprázdněná. Při záporném předpětí hradla vniká elektrické pole do polovodiče a dle intenzity vyprazdňuje i vrstvu 2DEG.

Přestože tranzistory HEMT pracují vzhledem k MESFET částečně na odlišném fyzikálním principu, v řadě aspektů jsou strukturám MESFET velmi podobné nebo s nimi shodné. Velmi podobné nebo shodné jsou například:

- horizontální členění, viz. obr. 3.5.2
- používané profily hradla, viz. obr. 3.5.1
- malosignálové náhradní obvody, viz. obr. 3.5.5
- frekvenční průběh s-parametrů, viz. obr. 3.5.6
- šumové náhradní obvody, viz. obr. 3.5.7
- zapojení stejnosměrného předpětí, viz. obr. 3.5.3
- napájecí obvody, viz. obr. 3.5.9 a 3.5.10

V praxi se nejčastěji používají následující struktury HEMT:

### Struktury AlGaAs/GaAs

Nejstarší typ, nejvyšší hodnoty  $f_t$  jsou kolem 110 GHz, hodnoty  $f_{\max}$  okolo 150 GHz. Struktury s délkou hradla  $L \cong 0,1 \mu m$  dosahují šumového čísla 1 dB @18 GHz s přidruženým ziskem typ 10 dB. Byly vyvíjeny a používají se i pro výkonové aplikace. Koncem 80-tých let však byla pozornost přesunuta k pseudomorfním strukturám pHEMT.

### Struktury GaAs pHEMT

Používá se mnoho různých kombinací vrstev (například AlGaAs/InGaAs, InGaP/InGaAs, apod.), materiálů a dopování, struktury lze optimalizovat na šumové číslo, max. průrazné napětí, max. výkon. Ve většině aplikací nahradily struktury AlGaAs/GaAs. Dosažitelné hodnoty  $f_t$  jsou kolem 150 GHz, hodnoty  $f_{\max}$  okolo 300 GHz. Tranzistory s délkou hradla  $L \cong 0,1 \mu m$  dosahují šumového čísla 0,45 dB @18 GHz a 1,3 dB @60 GHz. Výkonové GaAs pHEMT se široce používají ve frekvenčním pásmu 1 až 60 GHz.

### Struktury InP HEMT

Vývoj HEMT je v poslední době zaměřen na struktury InP HEMT. Tyto struktury předčí všechny ostatní tranzistory FET zejména v parametrech  $f_t$ ,  $f_{\max}$  a  $F_{\min}$ . Jsou obvykle založeny na kombinaci vrstev InGaAs/InAlAs vytvořených na substrátu InP, vyrábějí se v provedení HEMT i pHEMT. Tyto struktury dosahují nejvyšších hodnot  $f_t$  a  $f_{\max}$  ze všech tranzistorů FET. V [B.9] jsou publikovány hodnoty  $f_t = 396 GHz$  pro InP HEMT s hradlem  $L = 0,025 \mu m$  a  $f_{\max} = 600 GHz$  pro InP HEMT s hradlem  $L = 0,1 \mu m$ . Dosažitelné hodnoty jsou 0,3 dB @18 GHz a 0,7 dB @62 GHz.

### 3.7 Základní aplikace mikrovlnných diod

U mikrovlnných diod se využívá nelineární voltampérová charakteristika, nelineární závislost kapacity na napětí, lavinový jev, tunelový jev a Gunnův jev. Použití jednotlivých typů diod je ukázáno v následujícím přehledu.

Schottky barierové diody      - varistory      - až do 1000 GHz  
   - varaktory      - až do stovek GHz  
                 směšovače, detektory, násobiče nižších řádů, modulátory, spínače

Diody s PN přechodem      - varaktory      - až do cca 60 GHz  
   násobiče nižších řádů, přeladování

Diody SRD (step recovery)      - až do cca 20 GHz  
                 generátory krátkých pulsů, frekvenční násobiče vysokých řádů

Diody PIN  
                 spínače, přepínače, omezovače, atenuátory, modulátory, fázovače

Tunelové diody  
                 oscilátory, zesilovače, frekvenční konvertory

Diody IMPATT, TRAPATT  
                 oscilátory, odrazné zesilovače, generátory šumu

Diody BARITT  
                 oscilátory

Gunnovy diody  
                 oscilátory, odrazné zesilovače

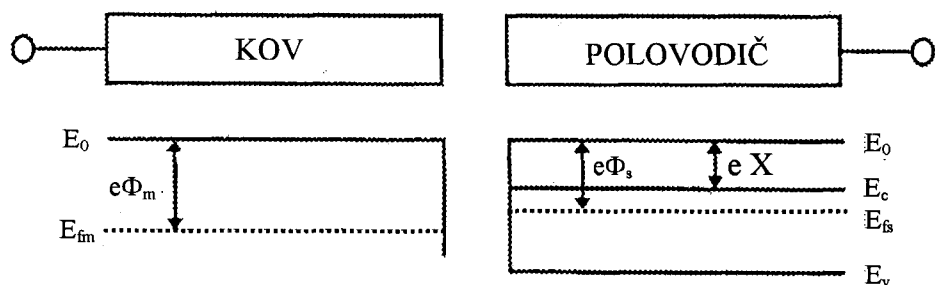
### 3.8 Schottky bariérové diody

Schottky bariérové diody jsou tvořeny kovovým kontaktem na polovodiči. Usměrnující efekt je způsoben přítomností elektrostatické bariéry mezi kovem (anoda) a polovodičem (katoda). Bariéra vznikne, pokud je výstupní energie elektronů v polovodiči menší než v kovu. (V opačném případě vznikne mezi kovem a polovodičem ohmický kontakt.) Pokud je dioda polarizována v závěrném směru, bariéra se chová jako napětově závislý kapacitor, tzv. bariérový kapacitor. Při polarizaci v propustném směru je proud Schottky diodou tvořen majoritními nosiči. Schottky dioda je mnohem rychlejší ve srovnání s diodami s přechodem PN využívajícími minoritní nosiče. Její použití proto převažuje na vysokých frekvencích.

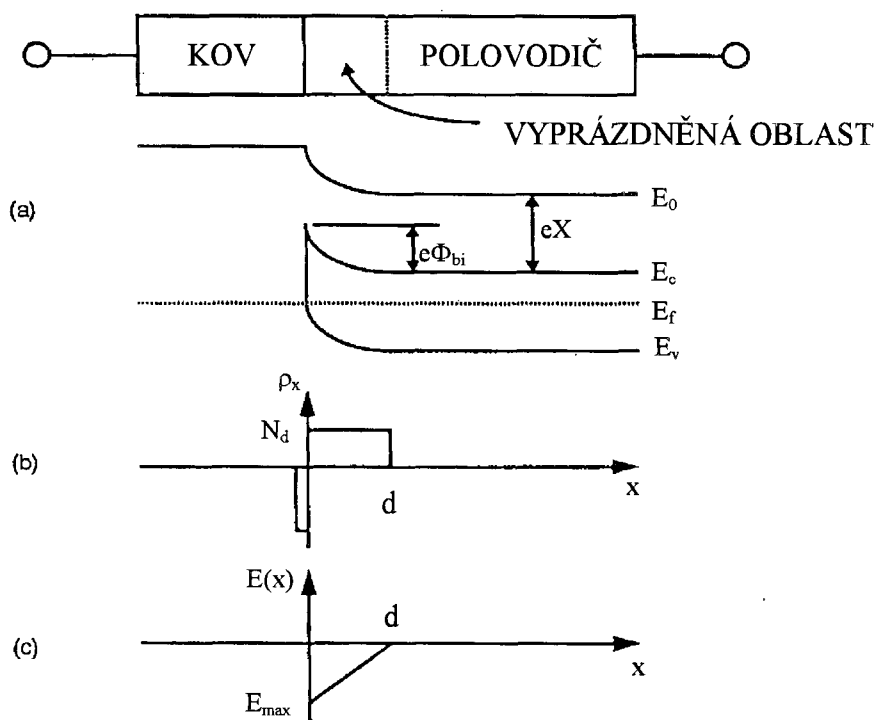
Historie Schottky diod je dlouhá. První Schottky barierovou diodu tvořil již kolem roku 1920 galenitový detektor používaný tehdy v prvních radiopřijímačích "krystalkách".

Pro aplikace na vysokých kmitočtech je požadován u diod nízký odpor a kapacita přechodu. Proto se pro realizaci diod používá křemíkový (Si) nebo galium arsenidový (GaAs) polovodič dominantně typu N vzhledem k vyšší pohyblivosti majoritních nosičů oproti materiálu typu P.

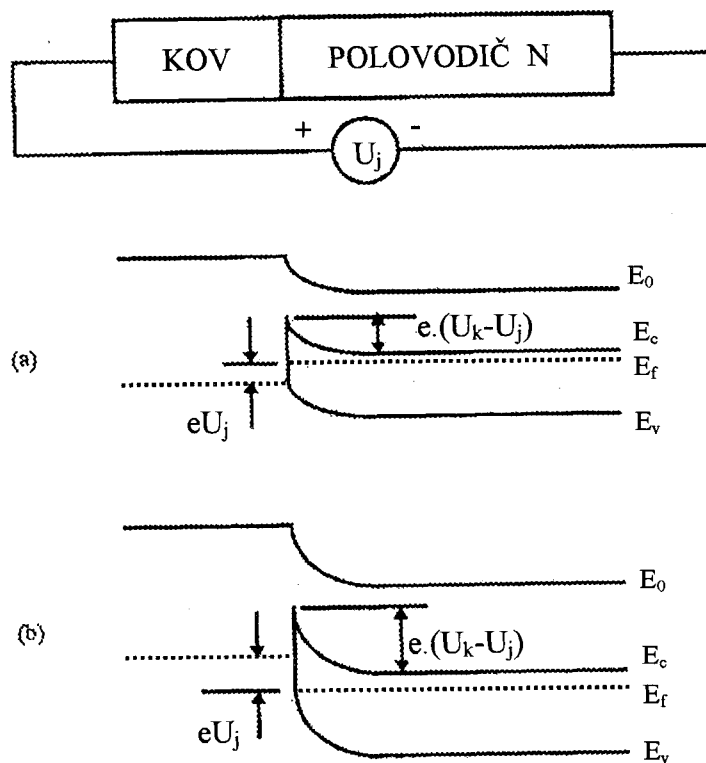
GaAs má větší pohyblivost elektronů než Si. Má proto dominantní postavení u aplikací zejména v mm pásmech. Jeho nevýhodou však je vyšší cena než polovodiče Si, který je naproti tomu velmi rozšířen u aplikací na nižších mikrovlnných pásmech. Princip činnosti Schottky přechodu objasní následující obrázky, [A.1].



Obr. 3.8.1. Pásová struktura kovu a polovodiče před spojením.  $E_0$  je energie elektronu ve volném prostoru,  $E_c$  je dno vodivostního pásu,  $E_v$  je vršek valenčního pásu.  $E_{fm}$  a  $E_{fs}$  jsou Fermiho hladiny kovu a polovodiče.  $e\Phi_m$  a  $e\Phi_s$  jsou výstupní energie elektronu v kovu a polovodiči,  $eX$  je energie potřebná k přesunu elektronu ze dna vodivostního pásu polovodiče do volného prostoru.

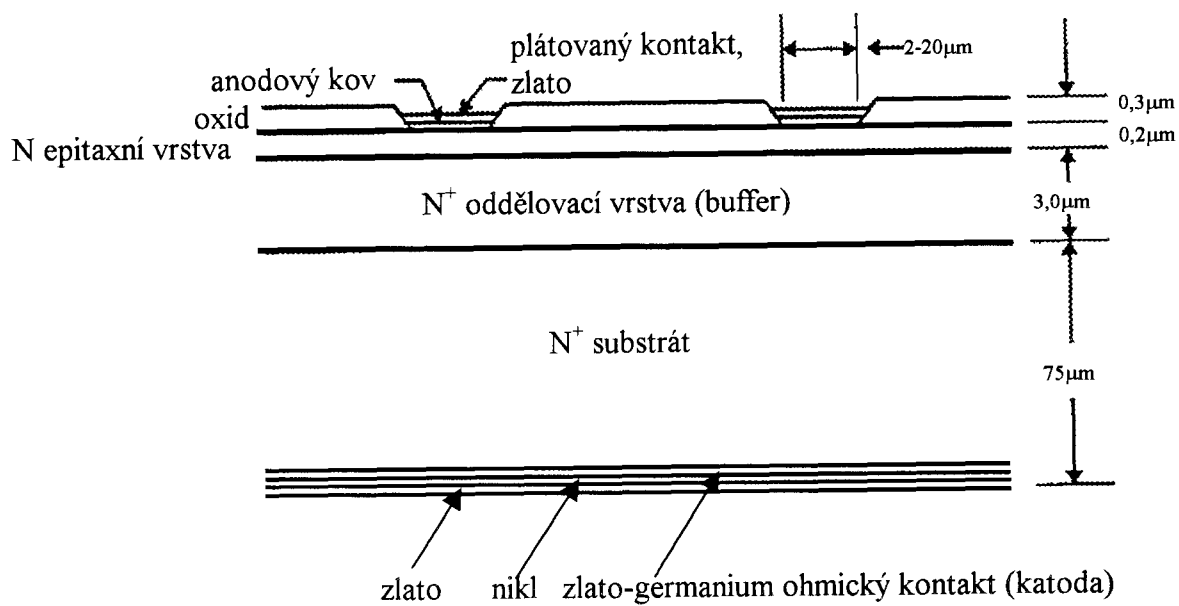


Obr. 3.8.2. (a) pásová struktura Schottky přechodu,  $e\Phi_{bi} = e\Phi_m - e\Phi_s$ . (b) hustota náboje v oblasti přechodu, záporný náboj odpovídá elektronům na povrchu kovu. (c) intenzita elektrického pole v oblasti přechodu.



Obr. 3.8.3. Schottky přechod s přiloženým napětím. (a) napětí v propustném směru ( $U_j > 0$ ), (b) napětí v závěrném směru ( $U_j < 0$ ).

Technologickou realizaci Schottky přechodu ukazuje následující obrázek, [A.1].



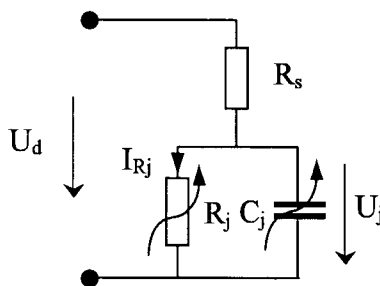
Obr. 3.8.4. Příčný řez Schottky diodou.

Katodový ohmický kontakt lze vytvořit na spodní ploše struktury, tak jak je uvedeno na obr. 3.8.4. Lze ho však také vytvořit na horní ploše na  $N^+$  oddělovací vrstvě v otvoru v N epitaxní vrstvě. Schottky bariéra se vytváří na spojení kovu anody a N epitaxní vrstvy. U Schottky varaktorů se N epitaxní vrstva dělá silnější než u varistorů z důvodů vyššího průrazného napětí, [A.2].

Čipy diod zejména pro směšovací aplikace mají obvykle více anod, případně i různého průměru. Lze tak kompenzovat výrobní tolerance nebo s výhodou používat jeden čip pro různá frekvenční pásma. Při montáži do pouzdra se pouze vybere dioda s vhodným průměrem. V mikrovlnném pásmu se Schottky diody vyrábějí také jako součástky s trámečkovými vývody (beam-lead).

Kontaktování čipu drátkem nebo páskem vyžaduje minimální průměr anodového kontaktu 10-15 mikronů. Odpovídající kapacita diody je příliš velká pro aplikace na mm vlnách. Zde se proto používá jiný způsob kontaktování pomocí pružného drátku (whisker). Hrot tohoto drátku je chemicky ostřen na poloměr menší než 1 mikron, což umožňuje realizaci anodového kontaktu s průměrem cca 1,5 mikronu. Kontaktovat anodu není při těchto rozměrech jednoduchý úkol. Čip je proto realizován tak, že na jeho horní ploše jsou těsně vedle sebe umístěny tisíce identických anod (dot-matrix.diodes). Některá z těchto diod je pak po přitlačení kontaktního drátku kontaktována. Kontaktování je však v každém případě poněkud delikátní záležitostí. Realizuje se proto přímo ve speciálním vlnovodném držáku odvozeném z držáku, který původně navrhl Sharpless, [A.35].

Z elektrického hlediska se Schottky přechod chová jako paralelní spojení nelineárního odporu  $R_j$  a nelineárního kapacitoru  $C_j$  seriově spojených s parazitním lineárním odporem  $R_s$ . Tento rezistor je způsobován odporem nevyprázdněné části polovodiče přechodu a odporem substrátu, viz .obr. 3.8.5.



Obr. 3.8.5. Náhradní obvod Schottky diody.

Proud nelineárním odporem je určen vztahem,

$$I_{R_j}(U_j) = I_s \left[ \exp\left(\frac{eU_j}{\eta k T}\right) - 1 \right] = I_s \left[ \exp\left(\frac{U_j}{\eta U_T}\right) - 1 \right] \quad (3.8.1)$$

kde  $U_j$  je napětí připojené na přechod,  $k$  je Boltzmanova konstanta,  $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$  [J/K],  $T$  je absolutní teplota ve stupních Kelvina,  $e$  je náboj elektronu,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  [C],  $I_s$  je často nazýván jako tzv. zpětný satureovaný proud, protože rovnice (3.8.1) implikuje, že  $I_j(U_j \rightarrow -\infty) = I_s$ . Obvykle však je pomocí  $I_s$  charakterizováno "koleno" charakteristiky

udávané napětím  $U_j$ , při kterém má proud diodou nějakou standardní hodnotu, obvykle 10  $\mu\text{A}$  nebo 100  $\mu\text{A}$ , viz [A.1].  $\eta$  je tzv. činitel ideálnosti charakterizující neidealitu přechodu. U dobré diody se  $\eta$  pohybuje mezi 1,05 až 1,25. Ideální přechod má  $\eta=1$ . Čím je  $\eta$  větší, tím se míra nelinearity diody snižuje. Tím se ale zhoršují vlastnosti diody pro směšovací aplikace, viz [A.1]. Pro tzv. tepelné napětí  $U_T$  z rovnice (3.8.1) platí  $U_T = \frac{kT}{e} = 26 \text{ [mV]}$  při  $T=290^\circ \text{ [K]}$ .

Napěťovou závislost nelineární bariérové kapacity určuje vztah

$$C_j(U_j) = \frac{C_{j0}}{\left(1 - \frac{U_j}{U_k}\right)^n}, \quad (3.8.2)$$

kde  $C_{j0}$  je kapacita přechodu při nulovém vnějším připojeném napětí,  $U_k$  je kontaktní (difúzní) potenciál mezi polovodičem a kovem přechodu při nulovém vnějším připojeném napětí. Velikost  $U_k$  závisí na kovu a polovodiči použitém pro přechod.

Pro parametr  $n$  u směšovacích diod platí obvykle  $n=0,5$ . Pro silikonové diody je typicky  $U_k=0,6 \text{ [V]}$ . U GaAs je typicky  $U_k=0,75 \text{ [V]}$ . Výhodou Si je možnost regulace výšky potenciálové bariéry směrem k nízkým hodnotám a tím i  $U_k$ , diody ZBS a LBS, blíže viz např. [A.3].

Při výběru Schottky diody pro konkrétní aplikaci může obvodový návrhář volit prakticky pouze parametry  $I_s$ ,  $C_{j0}$  a  $R_s$ . Ostatní fyzikální konstanty jsou buď minimalizovány ( $\eta$ ) nebo silně svázaný s použitými materiály a výrobním procesem tak, že je nelze příliš měnit ( $U_k$ ). Přibližně platí, že  $I_s$  a  $C_{j0}$  jsou úměrné velikosti plochy anody,  $R_s$  je jí pak nepřímo úměrný. Velikost  $R_s \cdot C_{j0}$  je přibližně nezávislá na ploše anody. Kvalitu diody lze proto např. určit kvalitativním faktorem nazývaným mezní frekvence (cutoff frequency). Je dána vztahem:

$$f_c = \frac{1}{2\pi R_s C_{j0}}. \quad (3.8.3)$$

Při této mezní frekvenci je činitel jakosti seriové R-C kombinace  $Q=1$ . Mezní frekvence kvalitních mikrovlnných Schottky diod se pohybuje kolem 2000-4000 GHz, [A.2]. Obvodový návrhář může volit mezi diodami s větším  $C_{j0}$  a menším  $R_s$  a naopak.

Vysoká mezní frekvence je pouze kvalitativní parametr. Neznačená, že diody jsou schopny na této frekvenci pracovat. Maximální použitelný kmitočet závisí na způsobu aplikace. Málo užitečné je vybírat diody podle šumového čísla či konverzních ztrát udávaných v katalogu výrobce. Výrobci testují diody v standardních měřicích držácích. Vlastnosti směšovacích a násobičových diod jsou dominantně určované obvodem, ve kterém jsou zapojeny. Údaje v katalogu tak vypovídají spíše o vlastnostech měřicího držáku, než o vlastnostech měřené diody, viz [A.2].

Schottky diody se dnes dominantně používají ve směšovačích. Velmi kvalitní a levné jsou Si Schottky směšovací diody na nižších mikrovlnných kmitočtech. Na vyšších kmitočtech a v mm pásmu jsou dostupné nepříliš drahé GaAs směšovací diody. Dostupná technologie umožňuje realizaci Schottky směšovacích diod až na kmitočtech nad 1000 GHz, [A.4].



Podle [A.3] lze též realizovat frekvenční násobiče s Schottky diodou s výstupním kmitočtem větším než 1000 GHz. Příslušné diody mají průměr anody pod  $1\ \mu\text{m}$  a fungují jako varistory.

Schottky diody se dále používají jako detektory, spínače a modulátory.

Schottky diodu na GaAs lze používat i jako varaktor ve frekvenčních násobičích se vstupním kmitočtem nad 50 GHz a výstupním kmitočtem několik set GHz. U těchto diod je obvykle  $U_k = 1\ \text{[V]}$  a pro parametr  $n$ , ve vztahu (3.8.2),  $n = 0,45$ , viz [A.3].

### 3.9 Varaktory s přechodem $P^+N$

Na nižších mikrovlnných frekvencích jsou velmi rozšířené Si a GaAs varaktory s  $P^+N$  přechodem. Jejich voltampérová charakteristika má obdobný charakter jako u Schottky diod, tj. je určena vztahem (3.8.1). Charakteristika diody s přechodem  $P^+N$  však má vyšší difúzní napětí  $U_d$  a menší závěrný proud, viz např. [A.5], kde jsou také stručně a srozumitelně objasněny základní fyzikální principy činnosti diod s přechodem  $P^+N$  a Schottky v oblasti především nízkých kmitočtů. Ve srovnání se Schottky diodami však diody s přechodem  $P^+N$  poskytují větší změnu kapacity. Vysvětleme podrobněji fyzikální příčiny.

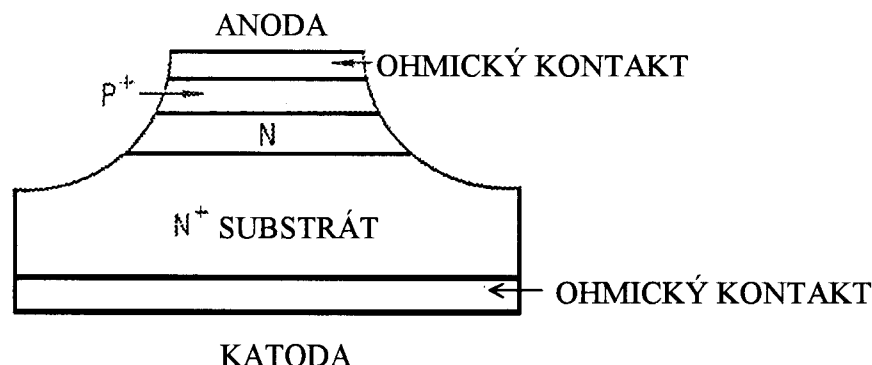
V závěrném směru se dioda s  $P^+N$  přechodem chová jako nelineární kapacitor s napěťovou závislostí bariérové kapacity danou vztahem (3.8.2). Tedy obdobně jako u Schottky diody. Tato kapacita je vytvořena nábojovou dvojrůstvou v přechodu  $P^+N$  vzniklou v důsledku difuze elektronů a děr přes rozhraní  $P^+N$  následně kompenzovanou jejich driftem v důsledku vzniku elektrostatického pole, blíže viz [A.5].

V propustném směru se vlastnosti Schottky a  $P^+N$  diody na vysokých kmitočtech liší. U Schottky diody je vznik proudu v propustném směru způsoben emisí majoritních elektronů přes bariéru. U přechodu  $P^+N$  je určen injekcí minoritních nosičů přes bariéru. Během kladné periody vf. napětí je náboj nesený minoritními nosiči injektován do oblasti přechodu. Pokud je kladná půlperioba dostatečně dlouhá, tak minoritní nosiče difundují proti toku majoritních nosičů, kterých je o několik řádů více, a postupně zrekombinují. Průměrná vzdálenost, do které injektované minoritní nosiče prodifundují než zrekombinují, je nazývána difúzní délkou. Pokud však je na vysokých kmitočtech kladná půlperioba dostatečně krátká, tak většina náboje (tvořeného dírami injektovanými z  $P^+$  oblasti do oblasti N) nestačí zrekombinovat s majoritními elektrony. Je tedy na krátkou dobu uskladněna v oblasti N a opět odstraněna při negativní periodě vf. signálu.  $P^+N$  přechod se tedy chová jako nelineární kapacitor i v propustném směru. Tato kapacita vzniklá difúzí minoritních nosičů se nazývá difúzní.

Difúzní kapacita je využívána zejména u tzv. SRD (step-recovery) diod, které jsou podrobněji zmiňovány dále. Hlavní rozdíl mezi SRD diodou a varaktorem s přechodem  $P^+N$  spočívá v tom, že u diody SRD je využívána téměř výhradně pouze difúzní kapacita. U varaktoru se pak využívá bariérová i difúzní kapacita. Difúzní kapacita pak umožňuje dosažení větší změny kapacity se změnou napětí, než poskytuje dioda Schottky.

Při výrobě  $P^+N$  struktury se používá difuze. Tento proces limituje minimální rozměr oblasti  $P^+$  a tím i minimální kapacitu.  $P^+$  oblast má také větší odpor než kovová anoda Schottky diody.  $P^+N$  varaktory proto mají nižší mezní kmitočet než Schottky diody. Hranice jejich použitelnosti je cca 60 GHz, při použití GaAs.

Příčný řez strukturou  $P^+N$  tzv. difúzně epitaxního varaktoru, [A.4], je ukázán na obrázku obr. 3.9.1.



Obr. 3.9.1. Mesa struktura P<sup>+</sup>N varaktoru.

Při technologii výroby je nejprve na N<sup>+</sup> substrátu vytvořena epitaxní vrstva N. P<sup>+</sup> vrstva je pak difundována na epitaxní vrstvu. Následně se vytvoří ohmické kontakty na P<sup>+</sup> a N<sup>+</sup> vrstvě. Anodová oblast je pak formována odleptáním do mesa tvaru. To homogenizuje elektrické pole kolem přechodu, čímž se zvýší průrazné napětí.

Pro varaktorové diody se definují některé prakticky významné kvalitativní faktory, [A.4]. Jde o dynamickou mezní frekvenci (dynamic cutoff frequency),  $f_{cd}$ :

$$f_{cd} = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{2\pi R_s} \quad (3.9.1)$$

kde  $S$  je tzv. elastance, což je převrácená hodnota kapacitance, tj.

$$S = \frac{1}{C} \quad (3.9.2)$$

$S_{\min}$  je minimální elastance, která odpovídá  $U_j \rightarrow U_k$ .  $S_{\min}$  je velmi malá a často je v (3.9.1) zanedbávána. Potom:

$$f_{cd} = \frac{S_{\max}}{2\pi R_s} \quad (3.9.3)$$

kde  $S_{\max}$  je elastance při průrazném napětí. Proto jsou varaktory často specifikovány dle své kapacitance a mezní frekvenci při maximálním závěrném napětí a ne při nulovém napětí jako u směšovacích diod.

Dalším definovaným parametrem je dynamické  $Q$ , tzv.  $Q_\delta$ , které je definováno obdobně jako u seriového RC obvodu:

$$Q_\delta = \frac{S_{\max}}{2\pi f_0 R_s} = \frac{f_{cd}}{f_0} \quad (3.9.4)$$

kde  $f_0$  je frekvence, při které je  $Q_\delta$  určováno.  $S_{\max}$  ve vztahu (3.9.4) je často určováno při jiném napětí, než je maximální závěrné. Obvyklá hodnota je -6 V, nebo -4 V, [A.4], [A.8].

Odpor  $R_s$  je závislý na velikosti nevyprázdněné vrstvy v přechodu. Je tedy napěťově závislý. Proto je v [A.6] zavedeno ještě jiné vyjádření činitele jakosti ( $U_j$  odpovídá polarizaci diody v závěrném směru):

$$Q(U_j) = \frac{1}{2\pi f_0 R_s(U_j) C(U_j)} \quad (3.9.5)$$

Z historických důvodů je v katalogu toto  $Q$  uváděno při frekvenci 50 MHz a napětí -4 V. Obdobně je zavedena napěťově závislá mezní frekvence, při které je  $Q$  rovno 1:

$$f_c(U_j) = \frac{1}{2\pi R_s(U_j) C_j(U_j)} \quad (3.9.6)$$

$Q$  mikrovlnných varaktorů je na 50 MHz tak vysoké, že prakticky nelze měřit. Měření se proto provede na vhodně vysoké frekvenci a na hodnotu odpovídající 50 MHz se přepočte podle vztahu, [A.6]:

$$Q(f_1) = Q(f_2) \frac{f_2}{f_1} \quad (3.9.7)$$

Dalším užitečným parametrem kapacitní poměr nebo také ladící poměr (capacitance ratio). Jeho značení není jednotné.

$$\beta = R = \text{capacitance ratio} = \frac{C_{T \max}}{C_{T \min}} = \frac{C_T(U_{j1})}{C_T(U_{j2})} \quad (3.9.8)$$

$C_T(U_j)$  ve vztahu (3.9.8) je totální kapacita daná vztahem

$$C_T = C_j(U_j) + C_p + C_s \quad (3.9.9)$$

kde

$C_p$  - je kapacita pouzdra varaktoru a

$C_s$  - je rozptylová kapacita montáže čipu varaktoru. Tato kapacita je způsobena polem, které se neuzavírá přes polovodič, ale mimo něj. Je zvětšována případnou pasivační vrstvou na povrchu čipu varaktoru.

Pro  $C_s$  platí:

- nezávisí na napětí varaktoru,
- není úměrné ploše přechodu, ale jeho obvodu
- může u přechodů malých průměrů tvořit až 50% kapacity přechodu  $C_j(U_j)$ .

Obvykle je v katalogu výrobců napětí  $U_{j2}$  rovno max. závěrnému napětí varaktoru, tj.  $U_{j2} = U_{PR}$  a  $U_{j1} = 0$ .

Doplňme některá technická data.

Difúzní potenciál (také built in potential)  $U_k = 1,3$  V pro GaAs a  $U_k = 0,8$  V pro Si, [A.7]. Exponent  $n$  ve vztahu (3.8.2) má hodnotu ovlivněnou technologií výroby přechodu. Závisí na koncentračním profilu akceptorů a donorů v oblasti přechodu. U přechodu s lineárním profilem koncentrace příměsí je  $n = 1/3$ . U strmých profilů je  $n = 1/2$ .

Vyrábějí se také varaktory s tzv. superstrmým (hyperabrupt) profilem příměsí. U těchto přechodů je hodnota exponentu  $n$  závislá na napětí  $U_j$ . Velikost  $n$  se pohybuje mezi 0,5 až 2,0. Tyto přechody umožňují větší kapacitní změnu pro danou změnu napětí než strmé přechody. Umožňují také dosáhnout lineární změnu frekvence v závislosti na ladicím napětí při aplikaci těchto varaktorů v mikrovlnných oscilátorech, viz [A.6]. Někteří výrobci nabízejí varaktory se superstrmým přechodem a konstantním napěťově nezávislým  $n$  rovným 1,0, 1,25, nebo 1,5, tzv. Constant Gamma (gamma odpovídá  $n$ ), [A.8]. Nevýhodou varaktorů se superstrmým přechodem je nižší  $Q$ . Proto se obvykle realizují na GaAs, který má při stejné koncentraci příměsí větší vodivost.

Aplikace varaktorů:

- parametrické zesilovače
- násobiče kmitočtu
- ladění filtrů a oscilátorů

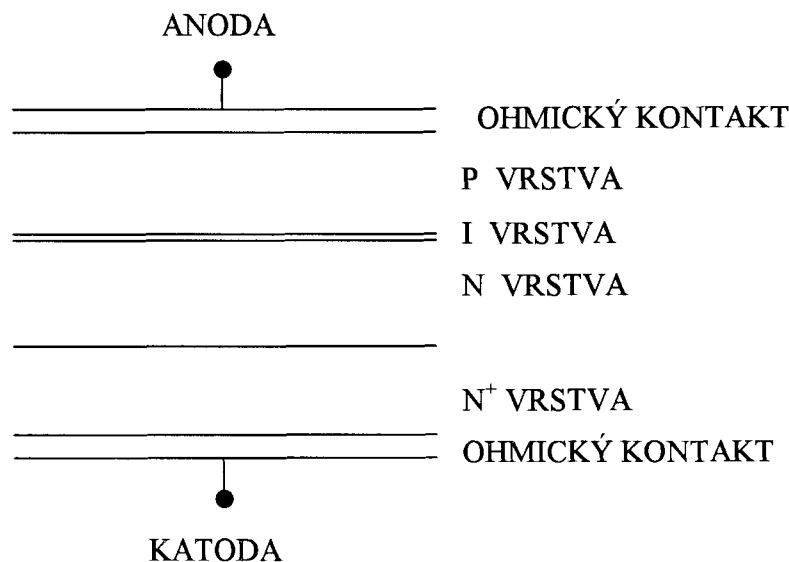
### 3.10 SRD varaktory

U varaktorů s  $P^+N$  přechodem diskutovaných v předchozí kapitole je difúzní kapacita používána pro zvýšení celkové kapacitní změny. Tato přidaná nelineární kapacita vytvořená pomocí krátkodobě akumulovaných minoritních nosičů náboje umožňuje dosáhnout vyššího výkonu a účinnosti frekvenčních násobičů. Většina varaktorů v násobičích pracuje při takovém ss předpětí a výkonovém buzení, že využívá významnou část této kapacity. Extrémním případem je dioda SRD (Step Recovery Diode), nazývaná též zpětná mžiková dioda (snap-back) nebo též střadačová dioda, jež využívá téměř výhradně difúzní kapacitu.

V důsledku krátkodobě akumulovaných minoritních nosičů náboje teče diodou po přepólování do závěrného směru krátkodobě proud, dokud nejsou minoritní nosiče extrahovány nebo zrekombinovány. U Schottky diod se uplatňují pouze majoritní nosiče nábojů a k efektu akumulování minoritních nosičů nedochází. V běžném PN přechodu jsou při propustné polarizaci naakumulované minoritní nosiče rozptýleny v přechodu a při přepólování do závěrného směru se vrací v různých časech. Proud ve zpětném směru krátce po přepólování neskončí náhle, ale postupně klesá. U SRD varaktorů je dosaženo toho, že zpětný proud je po určité prodlevě vypnut velmi rychle. Doba přechodu do nevodivého stavu je cca 40 ps, [A.3]. Obvod násobiče je navržen tak, že zpětný proud diodou je vypínán v okamžiku jeho maxima. Během každé periody budicího napětí je tak generován vysoký a velmi krátký napěťový puls. Vzniklý periodický signál má obsah harmonických složek až do vysokých řádů. To umožňuje realizovat frekvenční násobiče vysokých řádů. Vhodná harmonická složka je pak vybírána buď filtrem, nebo technikou fázového závěsu.

SRD varaktor musí vykazovat vysokou akumulaci náboje minoritních nosičů a tím i difúzní kapacitu při polarizaci v propustném směru, nízkou kapacitu v závěrném směru, nízký seriový odpor a pro výkonové aplikace vysoké závěrné průrazné napětí. Vypínací doba zpětného proudu musí být dostatečně krátká, protože ta omezuje maximální dosažitelnou výstupní frekvenci. Pro splnění těchto požadavků musí být SRD varaktor navržen tak, aby doba rekombinace minoritních nosičů byla dostatečně dlouhá. Dále se minoritní nosiče při propustné polarizaci smí vzdálit od rozhraní přechodu pouze tak daleko, aby mohly být v časovém intervalu závěrné polarizace odstraněny. Konečně šířka vyprázdněné oblasti při polarizaci v závěrném směru nesmí být příliš velká, aby nedocházelo v důsledku dlouhého přechodového děje při přepólování diody do propustného směru ke snižování účinnosti násobení na vysokých frekvencích.

Polovodičová struktura, splňující tyto požadavky je znázorněna na obr. 3.10.1, viz [A.4].



Obr. 3.10.1. Struktura diody SRD.

I vrstva je velmi slabě dotovaná. Je vytvořena částečným překrytím oblastí dotace pro vrstvu P a N, které mají obě strmý dotační profil.

I vrstva umožňuje vytvoření nábojů pouze v úzkých vyprázdněných oblastech ve vrstvě P a N. Při polarizaci v závěrném směru silné elektrické pole vytvořené difúzním napětím v úzkých vyprázdněných oblastech vrstev P a N omezuje difuzi nábojů do přechodu.

Při polarizaci v propustném směru jsou díry a elektrony injektovány do oblasti I, kde jen pomalu rekombinují v důsledku velmi nízké dotace vrstvy I. V I vrstvě je tedy náboj akumulován. Když je SRD varaktor následně polarizován závěrně, vrstva I je po době potřebné k vyprázdnění akumulovaného náboje zcela vyprázdněna.

Voltampérová charakteristika diody se řídí vztahem (3.8.1). V propustném směru může být modelována jako malý rezistor v serii s velkou difúzní kapacitou. Akumulovaný difúzní náboj je určen vztahem

$$Q_{dif} = \tau \cdot I \quad (3.10.1)$$

kde  $\tau$  je doba života minoritních nosičů. Je tedy funkcí proudu. Difúzní kapacita diody v závěrném směru je určena vztahem

$$C = \frac{\varepsilon \cdot S}{d} \quad (3.10.2)$$

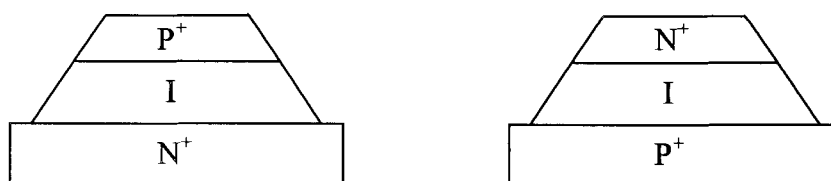
kde  $S$  je plocha přechodu a  $d$  je tloušťka vyprázdněné vrstvy. Největší část této vyprázdněné vrstvy je tvořena I vrstvou, která je relativně velká a nezávislá na napětí. Kapacita SRD varaktoru je proto v závěrném směru téměř napěťově nezávislá a velmi malá.

U SRD frekvenčního násobiče je důležité, aby pokud možno všechen náboj injektovaný do vrstvy I při propustné polarizaci přechodu mohl být použit při jeho závěrné polarizaci. Rekombinace náboje snižuje účinnost, protože zrekombinovaný náboj již nemůže být použit pro vodivostní proud. Doba života minoritních nosičů  $\tau$  musí tedy být minimálně stejně dlouhá jako perioda budicího signálu, [A.2], lépe však až 3 krát delší, [A.9]. Pro výrobu SRD varaktorů se zatím používá výhradně křemík s dobou života minoritních nosičů  $\tau = 10 \text{ ns}$  až  $1 \mu\text{s}$ . Pro aplikaci v mm oblasti se jeví perspektivní GaAs s dobou života minoritních nosičů  $\tau < 1 \text{ ns}$ .

Frekvenční násobiče používající SRD varaktory umožňují generaci harmonických kmitočtů vysokých řádů s dobrou účinností a výstupním výkonem. Výstupní výkon v kmitočtovém pásmu 200 MHz až 8 GHz může např. být až 50 W, viz [A.8]. Používají se obvykle když je požadováno násobení v jednom stupni více než 4krát. Vstupní kmitočet je typicky v oblasti stovek MHz, výstupní pak několik GHz. Max. dostupný výstupní kmitočet je zatím cca 30 GHz, viz [A.3], většina aplikací však leží pod 18 GHz. Vzhledem k současné snadné dostupnosti např. tranzistorových oscilátorů do kmitočtů cca 20 GHz je použití násobičů s SRD varaktory jako generátorů kmitočtu na těchto frekvencích již málo významné. Jejich nejdůležitější aplikací proto zůstávají vzorkovací fázové detektory, frekvenční syntezátory a generátory úzkých pulsů.

### 3.11 PIN diody

Dioda PIN je v mikrovlnných obvodech používána především jako spínač. V této funkci je využívána v přímém i zpětném směru. Ve zpětném směru se chová jako bezeztrátový kondenzátor. V přímém směru pak jako rezistor, jehož odpor lze v širokých mezích měnit řídícím proudem. Tyto vlastnosti jsou odvozeny ze skutečnosti, že koncentraci volných nosičů náboje (a tedy tím i ss odpor) lze v křemíku jednoduše měnit pomocí ss procházejícího proudu. Toto lze realizovat rychle (v řádu až nanosekund), vratně, opakovaně a přesně. Tyto vlastnosti umožňuje přechod tvořený vrstvou I (intrinzická vrstva) relativně čistého Si mezi dvěma vysoce dotovanými oblastmi  $P^+$  a  $N^+$ . Realizace v čipovém provedení je ukázána naobr. 3.11.1. Obě možnosti se po zapouzdření liší pouze polaritou chladiče. Vrstva I je proměnný rezistivní element. Křemík je používán z důvodů relativně dlouhé doby života minoritních nosičů.

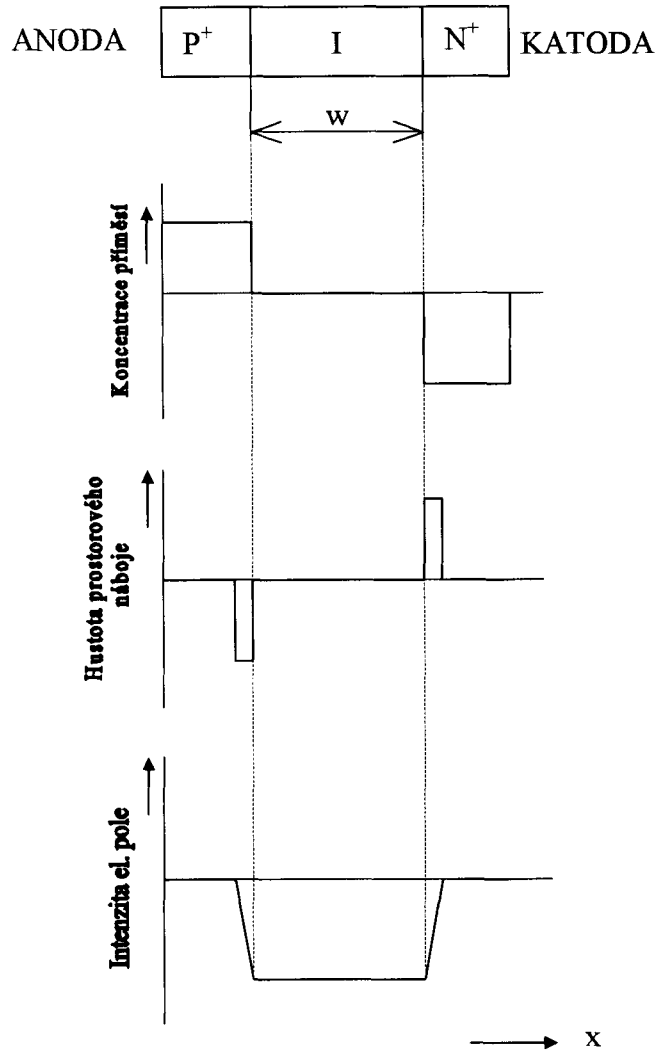


Obr. 3.11.1. Uspořádání čipu diody PIN ve dvou možných polaritách.

Objasněme nyní princip činnosti diody. U ideální diody je již při nulovém vnějším napětí oblast I bez prostorového náboje. Difúzí elektronů z oblasti  $N^+$  a děr z oblasti  $P^+$  přes vrstvu I vzniknou oblasti prostorového náboje pouze v objemu oblastí  $N^+$  a  $P^+$  u rozhraní s vrstvou I, viz obr. 3.11.2. Tloušťka  $w$  vrstvy I se pohybuje v mezích 1  $\mu\text{m}$  až 200  $\mu\text{m}$  podle typu diody, viz [A.10].

Předpokládejme nyní, že je na diodu připojeno vnější postupně zvyšované napětí v propustném směru. Po překročení difúzního napětí tvořícího potenciálovou bariéru začne přes hranici mezi vrstvami  $P^+$  a I protékat děrový proud  $I_p$  a ve vrstvě I se začne akumulovat volný náboj  $Q_p$ , jehož velikost je snižována rekombinací nosičů náboje. Přírůstek náboje lze tedy vyjádřit vztahem

$$\frac{dQ_p}{dt} = I_p - \frac{Q_p}{\tau_p} \quad (3.11.1)$$



Obr. 3.11.2. Rozložení příměsí, hustoty prostorového náboje a intenzity elektrického pole ve struktuře PIN diody.

kde  $\tau_p$  je doba života děr. V ustáleném stavu musí být  $dQ_p/dt = 0$ . Děrový proud  $I_p$  je potom roven poměru celkového náboje  $Q_p$  akumulovaného v objemu vrstvy I k době života děr  $\tau_p$

$$I_p = \frac{Q_p}{\tau_p} = \frac{epSw}{\tau_p} \quad (3.11.2)$$

kde  $S.w$  je objem vrstvy I ( $S$  je plocha příčného průřezu),  $e$  elementární náboj, a  $p$  je koncentrace děr, viz např. [A.10], [A.11]. Obdobně mezi vrstvami  $N^+$  a I začne protékat proud elektronů  $I_n$  daný vztahem

$$I_n = \frac{Q_n}{\tau_n} = \frac{enSw}{\tau_n} \quad (3.11.3)$$

kde  $\tau_n$  je doba života elektronů a  $n$  je koncentrace elektronů. Pokud není ve vrstvě I žádný nezneutralizovaný náboj, je  $p = n$ . V důsledku toho pak je i  $\tau_p = \tau_n = \tau$ . Celkový proud v propustném směru přes vrstvu I tvořený součtem proudu děr a elektronů  $I_F$  je potom

$$I_F = I_p + I_n = \frac{Q_p + Q_n}{\tau} = \frac{Q_s}{\tau} = \frac{2enSw}{\tau} \quad (3.11.4)$$

Homogenita koncentrace nosičů má za následek i homogenitu měrného odporu  $\rho_I$  vrstvy I, pro který platí

$$\rho_I = \frac{1}{e\mu_p p + e\mu_n n} = \frac{1}{2e\bar{\mu}n} \quad (3.11.5)$$

kde  $\bar{\mu}$  je průměrná pohyblivost elektronů a děr, pro kterou platí

$$\bar{\mu} = \frac{\mu_p + \mu_n}{2} \quad (3.11.6)$$

Pohyblivost je definována jako  $dv/dE$  a má rozměr  $[m^2/Vs]$ . Odpor vrstvy I tedy je

$$R_I = \frac{\rho_I w}{S}, \quad (3.11.7)$$

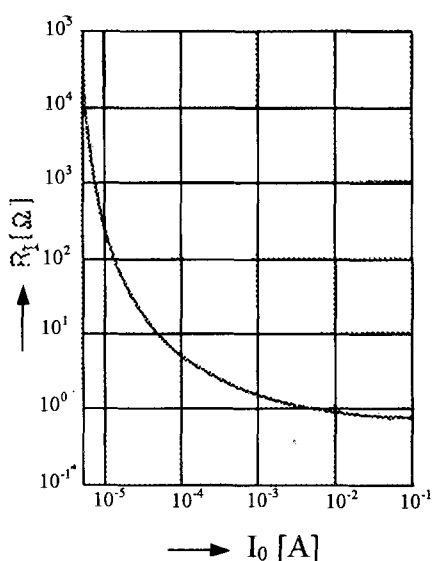
což po dosazení z (3.11.4) a (3.11.5) poskytne základní rovnici teorie a návrhu PIN diody.

$$R_I = \frac{w^2}{I_F \bar{\mu} \tau} \quad (3.11.8)$$

Ze vztahu (3.11.8) je patrné, že odpor PIN diody je nepřímo úměrný ss procházejícímu proudu. Dále pak, že tento odpor roste s druhou mocninou tloušťky vrstvy I. Grafické znázornění vztahu (3.11.8) pro konkrétní PIN diodu je ukázáno na obr. 3.11.3. Je zřejmé, že dopředný proud cca 10 mA může způsobit zmenšení odporu I vrstvy o více než 4 řády, přičemž odpor diody je pak menší než 1  $\Omega$ .

Pro mikrovlnné aplikace je zásadní otázkou chování PIN diody za přítomnosti vf. proudu. Pokud diodou prochází v přímém směru proud  $I_F$ , akumuluje se ve vrstvě I náboj

$$Q_s = I_F \tau \quad (3.11.9)$$



Obr. 3.11.3. Závislost odporu vrstvy I na proudu v přímém směru,  $w=3,5 \mu m$ , viz [A.3].

Současně procházející vf. proud s amplitudou  $I_1$  a kmitočtem  $\omega$ , tj.

$$I_1(t) = I_1 \sin \omega t, \quad (3.11.10)$$



vyvolává v průběhu poloviny periody změnu akumulovaného náboje  $\Delta Q$

$$\Delta Q = \frac{2I_1}{\omega}. \quad (3.11.11)$$

Porovnáním (3.11.9) a (3.11.11)

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{I_1}{I_F} \cdot \frac{1}{\omega\tau} \quad (3.11.12)$$

To znamená, že pokud je splněna podmínka  $\omega\tau \gg 1$ , pak hodnota amplitudy vf. proudu  $I_1$  může být podstatně větší, než řídicí stejnosměrný proud  $I_F$  diody, aniž by byly podstatně ovlivněny vlastnosti diody odvozené za předpokladu  $I_1 = 0$ . Znamená to, že dioda podstatně nezmění své vlastnosti ani během záporné poloviny cyklu vf. napětí!! Např. pro kmitočet 10 GHz a dobu života nosičů náboje  $\tau = 1 \mu s$  může být proud  $I_1$  až 300 krát větší oproti proudu  $I_F$ , než změna náboje v záporné polovině cyklu dosáhne 1% akumulovaného náboje. Například tedy při řídicím proudu 100 mA může být amplituda vf. proudu až 30 A, aniž by došlo k patrné změně odporu diody, viz [A.10].

Věnujme nyní pozornost vlastnostem diody polarizované v závěrném směru. Na obr. 3.11.2 je znázorněno rozložení prostorového náboje v oblastech  $P^+$  a  $N^+$  při nulovém vnějším předpětí. Při zvětšování závěrného předpětí bude docházet ke rozšiřování oblastí prostorového náboje. Je zřejmé, že dioda předepnutá v závěrném směru se bude chovat jako paralelní spojení rezistoru s vysokou hodnotou odporu a kondenzátoru, obdobně jako u jednoduchého přechodu PN. V tomto případě je kondenzátor vzniklý seriovým spojením tří kondenzátorů tvořených vrstvou I a dvěma bariérovými kapacitami prostorových nábojů v oblastech  $P^+$  a  $N^+$ . Napětíová závislost kapacity tohoto kondenzátoru bude, vzhledem ke konstantní hodnotě kapacity I vrstvy, velmi malá. V seriovém spojení bude vliv kapacity I vrstvy převažovat. Kapacita diody polarizované v závěrném směru je tedy dána známým vztahem

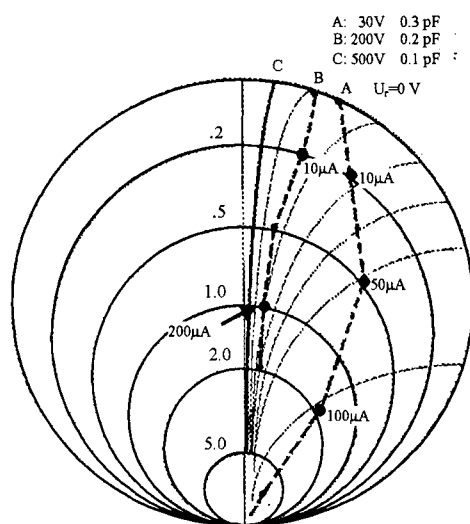
$$C = \frac{\varepsilon S}{w} \quad (3.11.13)$$

Nutno dodat, že výše uvedené vztahy byly odvozeny za předpokladu ideální intrinžické vrstvy I, která při nulovém předpětí neobsahuje žádné volné náboje. K tomuto stavu se lze z technologických důvodů v praxi jen přiblížit. U reálné diody tedy vždy existují nějaké volné nosiče náboje ve vrstvě I. Při nulovém předpětí je tedy i ve vrstvě I u některého rozhraní vyprázdněná oblast a zbytek vrstvy I obsahuje nízkou koncentraci volných nosičů náboje. Skutečné PIN diody tedy téměř vždy potřebují jisté předpětí v závěrném směru k úplnému vyčištění vrstvy I od volných nosičů náboje. Výjimku tvoří některé rychlé diody PIN s tenkou vrstvou I, které již při nulovém předpětí mají oblast prostorového náboje rozšířenou na celou vrstvu I, a nepotřebují tedy k jejímu vyčištění žádné další pracovní předpětí.

Přivedme nyní na PIN diodu polarizovanou v závěrném směru vnějším napětím  $U_R$  vysokofrekvenční napětí s amplitudou  $U_1$ . Pokud je  $U_1 > U_R$ , dioda je po část kladné půlperiody vf. napětí polarizována v propustném směru a do vrstvy I jsou injektovány volné nosiče náboje. Saturovaná driftová rychlost těchto nosičů je v křemíku  $10^7 \text{ cm s}^{-1}$ . V oblasti mikrovlnných kmitočtů je doba půlperiody kratší než  $10^{-9} \text{ s}$ . V průběhu kladného předpětí na diodě dochází k průniku náboje pouze několik mikrometrů do vrstvy I. (Z této hloubky průniku je odvozována i minimální tloušťka vrstvy I pro dané kmitočtové pásmo.) Většina vrstvy I má proto stále vysoký odpor. Po poklesu okamžité hodnoty vf. napětí takovém, že výsledné napětí na diodě je pod úrovní potřebnou pro úplné vyprázdnění vrstvy I, dochází k odčerpávání akumulovaného náboje, až je vrstva I zase zcela vyprázdněna od volných nosičů. Amplituda vf. napětí  $U_1$  může být o více než řád větší než závěrné předpětí  $U_R$  aniž dochází

k zásadnímu poklesu odporu PIN diody, [A.10]. V žádném okamžiku však nesmí být překročena hodnota závěrného průrazného napětí diody.

Až dosud byly analyzovány mezní vlastnosti PIN diody v sepnutém a rozepnutém stavu. V sepnutém stavu odpovídají vlastnosti diody rezistoru malé hodnoty. V rozepnutém stavu pak má dioda kapacitní charakter. Tyto stavy se používají při aplikaci PIN diody v spínačích a přepínačích. V PIN diodových atenuátorech se však využívá i libovolný mezistav, kdy má



**Obr. 3.11.4. Příklad závislosti admitance různých PIN diod (A, B, C) na řídicím proudu na  $f=3$  GHz.**

dioda charakter paralelní R C kombinace. Příklad závislosti admitance různých PIN diod na velikosti řídicího proudu je ukázán na obr. 3.11.4, viz [A.11].

PIN diody se používají ve spínačích, přepínačích, omezovačích, modulátorech, atenuátorech, fázových posouvačích. Jsou vyráběny pro malovýkonové aplikace i výkony v řádu kW a závěrné napětí v řádu kV. Kmitočtový rozsah pokrývá mikrovlnné pásmo až do cca 40 GHz, kde je Si nahrazen GaAs, [A.8].

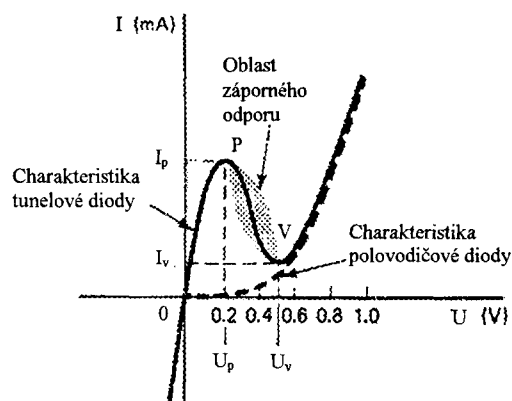
Při práci s nepouzdrženými čipovými PIN diodami nutno mít na paměti, že se jedná o součástku citlivou na světlo. Dopadající světlo generuje ve vrstvě I volné nosiče náboje, což může zásadně ovlivnit vlastnosti diody.

### 3.12 Tunelové diody

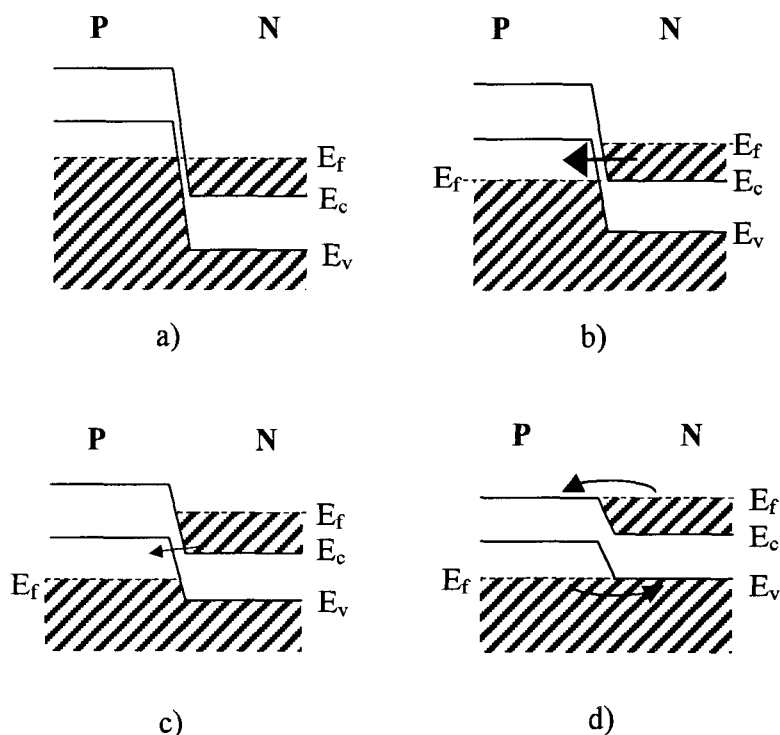
Tunelové diody jsou polovodičové součástky, které vykazují na své voltampérové charakteristice záporný diferenciální odpor, viz obr. 3.12.1. Tunelový jev objevený Leo Esakim v r. 1958, [A.15], znamená, že elektron překoná energetickou bariéru, i když má energii nižší, než představuje bariéra. V pojetí klasické fyziky tento jev vysvětlit nelze. Kvantová mechanika umožňuje odvodit nenulovou pravděpodobnost tunelování majoritních nosičů skrz bariéru, pokud je tato dostatečně tenká.

Tunelové diody používají PN přechod, který se na rozdíl od běžných přechodů liší ve dvou aspektech. Úroveň dotace je až o tři řády větší, než u běžných diod. V důsledku této úrovně dotace je tloušťka vyprázdněné vrstvy v přechodu extrémně tenká cca 1% normální tloušťky, viz [A.12]. Doba průchodu elektronu přes takto tenkou vrstvu je velmi krátká, což součástku předurčuje i pro kmitočty v oblasti mm vln. Tunelový jev je podrobně zpracován v [A.13], [A.14]. Kvalitativně ho lze vysvětlit pomocí pásového modelu přechodu PN a voltampérové

charakteristiky, [A.10], [A.12]. Vzhledem k vysoké dotaci leží Fermiho hladina v polovodiči P ve valenčním pásu, nebo v těsné jeho blízkosti a u polovodiče N ve vodivostním pásu, nebo v jeho těsné blízkosti, viz obr. 3.13.2. Vysvětlíme tunelový jev při polarizaci diody v propustném směru. Nulovému vnějšímu předpětí odpovídá na charakteristice na obr. 3.12.1 bod 0 a v pásovém modelu stav bod a). Tunelování volných nosičů probíhá v obou směrech přechodu, výsledný proud je nulový. Již malé napětí zvýší energii volných elektronů v dolní části vodivostního pásu v polovodiči N. Elektrony začnou tunelovat přes přechod a



Obr. 3.12.1. Voltampérová charakteristika tunelové diody.

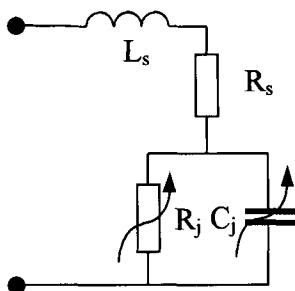


Obr. 3.12.2. Zjednodušený pásový model tunelové diody.

obsazovat volné energetické úrovně ve valenčním pásu polovodiče P. Při rostoucím napětí se proud postupně zvětšuje. Tomu odpovídá část charakteristiky mezi bodem 0 a P a v pásovém modelu obrázek b). Při dalším nárůstu napětí nad hodnotu  $U_p$  se začne obsazený energetický pás ve vodivostním pásu polovodiče N přesouvat do oblasti energií, kterým ve valenčním pásu polovodiče P odpovídá zakázaný pás, viz c), a proud diodou začne klesat. Tomu odpovídá na charakteristice část křivky mezi body P a V. S dalším zvyšováním napětí se

energetické pásy přesunou do polohy viz d) a vlastnosti diody začnou odpovídat běžnému PN přechodu.

Pro germaniovou tunelovou diodu je typicky  $I_p / I_v = 1 \text{ mA} / 0,1 \text{ mA} = 10/1$ , zatímco pro GaAs platí  $I_p / I_v = 20/1$ . Náhradní obvod diody je ukázán na obr. 3.12.3. Typické hodnoty prvků



Obr. 3.12.1. Náhradní obvod tunelové diody.

náhradního obvodu jsou podle [A.12],  $R_j = -100 \Omega$ ,  $R_s$  (odpovídá objemovému odporu čipu, kontaktních drátků a povrchovému jevu) je v jednotkách  $\Omega$ , indukčnost kontaktního drátku je v jednotkách nH, hodnota  $C_j$  je mezi 1 až 10 pF.

Tunelová dioda je typicky nízkovýkonový prvek. Při aplikaci v oscilátoru lze dosáhnout výkonu cca 100 mW na 1 GHz, 4 mW na 6 GHz, 200  $\mu$ W na 50 GHz, [A.16]. Lze ji použít i v mikrovlnných zesilovačích a frekvenčních konvertorech. V současné době je však tento prvek v aplikacích již nahrazen Gunnovými diodami a tranzistory.

### 3.13 Lavinové diody

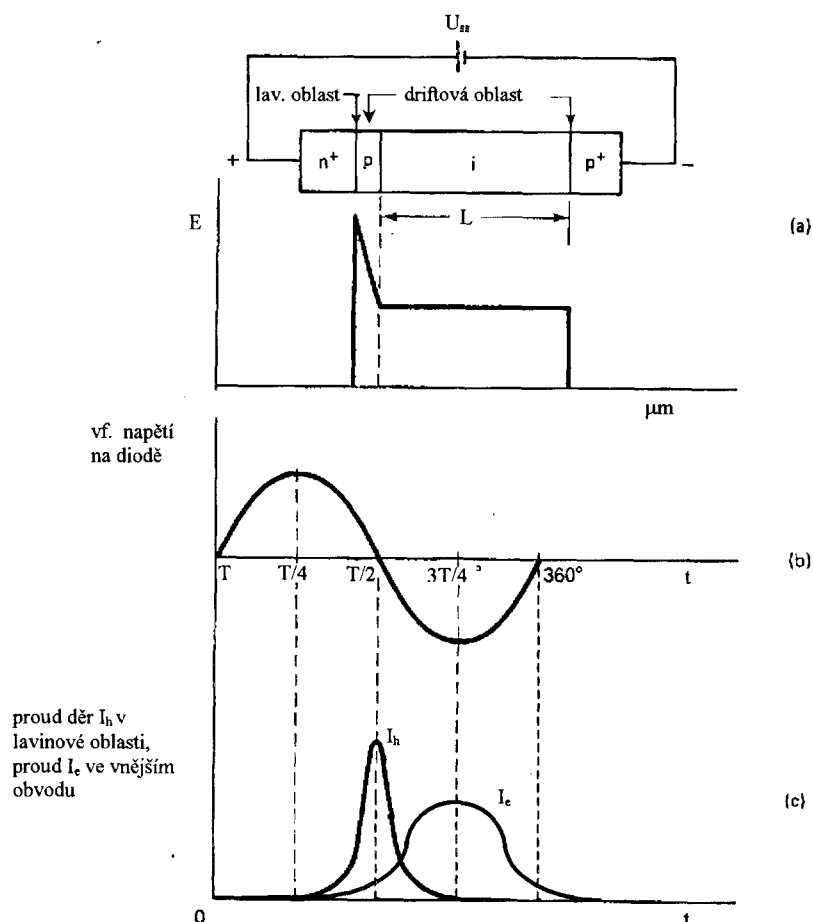
Vraťme se ještě k tunelové diodě. Při stejnosměrném pracovním bodu nastaveném do středu oblasti vykazující záporný diferenciální odpor bude vnější střídavé napětí superponované na stejnosměrné předpětí vyvolávat střídavou složku procházejícího proudu, která je vůči jeho časovému průběhu posunutá o  $180^\circ$ . Obecně platí pro každý prvek, že pokud časové průběhy svorkového napětí a proudu jsou fázově posunuty o  $180^\circ$ , vykazuje záporný diferenciální odpor bez ohledu na to jak byl fázový posun získán.

Dalším prvkem vykazujícím záporný diferenciální odpor je lavinová dioda navržená Readem v r. 1958, [A.17]. Ke vzniku záporného diferenciálního odporu využívá lavinového násobení nosičů náboje a jejich následného průletu driftovou oblastí saturevanou rychlostí, viz [A.10], [A.12], [A.7], [A.16]. Od té doby byly vyvinuty tři různé konstrukční verze této diody. V r. 1965 navrhl Johnson a další, [A.18] IMPATT (IMPact ionization Avalanche Transit Time) diodu. Následně v r. 1967 H. J. Prager pracoval s TRAPATT (Trapped Plasma Avalanche Triggered Transit) diodou, [A.12]. V r. 1971 byla vyvinuta dioda BARITT (BARrier Injected Transit Time), [A.19].

Princip činnosti lavinových diod se nejlépe vysvětluje na původní Readově diodě. Dioda má strukturu  $P^+NIN^+$ , nebo  $N^+PIP^+$ , viz obr. 3.13.1, kde je zároveň znázorněno rozložení intenzity elektrického pole ve struktuře. Vnější ss předpětí polarizuje přechod  $N^+P$  do závěrného směru. Dioda se skládá ze dvou základních oblastí. Z lavinové oblasti, což je malá oblast vysoké intenzity elektrického pole uvnitř vrstvy P těsně u přechodu  $N^+P$ . Zde dochází po překročení průrazného napětí k lavinovému násobení elektronů a děr. Druhá, tzv. driftová oblast, je tvořena zbytkem vrstvy P a především intrisickou vrstvou I, ve které je taková intenzita elektrického pole, že injektované díry se pohybují saturevanou rychlostí přibližně nezávislou na relativně malých změnách této intenzity. Saturevaná rychlost elektronů je v GaAs

$v_{sat} = 9 \cdot 10^4$  m/s, v Si je  $v_{sat} = 10^5$  m/s. Při tloušťce driftové oblasti v řádu mikrometrů je průletový čas v řádu ps.

Předpokládejme nyní, že ss předpětí je nastaveno tak, že nejvyšší hodnota intenzity v lavinové oblasti je těsně pod průraznou hodnotou. Dále předpokládejme, že dioda je umístěna v rezonančním obvodu osilátoru, který kmitá. Na ss předpětí je tedy superponováno harmonické vf. napětí. V okamžiku překročení průrazného napětí a tím i kritické intenzity v lavinové oblasti dojde v ní ke spuštění laviny a k exponenciálnímu narůstání počtu párů elektron-díra, tj. v čase  $t = 0$ . Tento proces trvá po celou dobu kladné půlperiody vf. napětí, kdy je napětí na diodě vyšší než kritické. Největší počet generovaných nosičů je tedy v okamžiku, kdy je vf. napětí nulové a přechází do záporné půlperiody, tj. v čase  $t = T/2$ . V následujících okamžicích generace nosičů náboje v lavinové oblasti postupně klesne na nulu. Generace nosičů náboje má tedy v časové oblasti maximum zpožděné vzhledem k průběhu vf. napětí o čtvrt periody, fázově tedy o  $90^\circ$ . Volné elektrony se v lavinové oblasti pohybují směrem k vrstvě  $N^+$  a po jejím opuštění dále již do procesu nezasahují. Vzniklé díry se pohybují ve valenčním pásu směrem k driftové oblasti.



Obr. 3.13.1. Readova dioda.

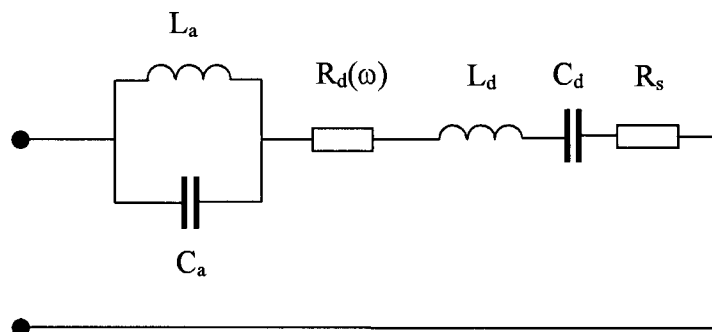
První díry vstupují do driftové oblasti v okamžiku spuštění laviny. Maximální počet děr vstupuje do driftové oblasti v okamžiku  $t = T/2$ , kdy je jich v lavinové oblasti generován maximální počet. Díry se v driftové oblasti pohybují v důsledku ss předpětí k vrstvě  $P^+$ . Celkový počet děr v driftové oblasti postupně roste. Při optimální délce driftové oblasti

$L = v_{sat} \cdot T / 2$  dosáhne maximálního počtu v okamžiku  $t = 3T / 4$ , kdy se v driftové oblasti bude pohybovat většina vygenerovaných děr. Odpor intrinsické vrstvy I závisí na množství injektovaných volných nosičů náboje. Minimální odpor a tím i maximální proud diodou i vnějším obvodem vybuzený kladnou půlvlnou vf. napětí bude tedy v okamžiku  $t = 3T / 4$ , tedy v okamžiku, kdy dosahuje průběh vf. napětí svého záporného maxima. Ve vrstvě I tedy dojde k dalšímu fázovému zpoždění průběhu proudu o  $t = T / 4$ . Celkový fázový posuv průběhu vf. napětí a proudu diodou tedy bude  $180^\circ$ .

Realizace dalších výše zmíněných diod je odlišná od Readovy diody jejich fyzikální princip činnosti je v principu stejný. Jejich technologická náročnost je menší než u původní Readovy diody. U INPATT diod se používají struktury  $P^+NN^+$ ,  $P^+PNN^+$ ,  $P^+IN^+$ .

Náhradní obvod IMPATT diody je ukázán na obr. 3.13.2. Detailní analýza ukazuje, [A.7], že  $L_a$  a  $C_a$  odpovídají lavinové oblasti. Odpor  $R_d$  a rezonanční obvod  $C_d$  a  $L_d$  odpovídají driftové oblasti.  $R_d$  je záporný pro nadrezonanční kmitočet  $f$

$$f > f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_a C_a}} \quad (3.13.1)$$



Obr. 3.13.2. Náhradní obvod IMPATT diody.

Jeho hodnota je v absolutní hodnotě v rozmezí 0,5 až 3  $\Omega$ , [A.10]. Rezonanční obvod  $C_d$  a  $L_d$  může mít na pracovním kmitočtu oscilátoru induktivní i kapacitní charakter. Jiný zjednodušený náhradní obvod je uveden v [A.12] v podobě paralelní RC kombinace. Záporný odpor má absolutní hodnotu cca 10  $\Omega$  a kondenzátor kapacitu cca 1 pF.

IMPATT diody tvoří v současnosti nejvýkonnější polovodičové aktivní prvky. Vyrábějí se z Ge, Si, GaAs, InP. V kontinuálním provozu jsou v oscilátoru schopny poskytnout výkon až 30 W na 10 GHz, 100 mW na 100 GHz, 7,5 mW na 285 GHz. V pulsním provozu umožňují 50 W na 10 GHz, 3 W na 140 GHz, 0,7 W na 217 GHz, [A.7]. Účinnost diod je obvykle pod 10%.

Diody IMPATT lze používat i jako odrazné zesilovače. Hlavní jejich nevýhodou ale je vysoký šum způsobený lavinovým procesem. Šumové číslo je cca 30 dB.

Při velkých amplitudách vf. napětí může u lavinových diod se strukturou  $P^+NN^+$ , (nebo  $N^+PP^+$ ) vzniknout režim TRAPATT. Předpokládá se, že oscilátor nabíhá v režimu IMPATT a pak při velké amplitudě vf. napětí přejde do režimu TRAPATT. Při něm je napětí na diodě až cca 2 větší než průrazné. V režimu TRAPATT lavina vytváří v lavinové oblasti plazmy elektronů a děr. Dioda pak pracuje s vyšší účinností, ale pouze v pulsním provozu. Je možné

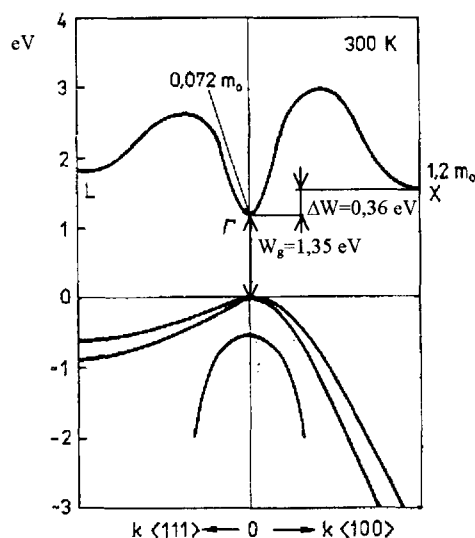
získat např. až 550 W na 1 GHz při 60% účinnosti. Diody TRAPATT mají ještě vyšší šumové číslo než diody IMPATT. Uvádí se až 60 dB, viz [A.12], kde lze také nalézt bližší vysvětlení principu činnosti diody TRAPATT i diody BARITT.

Z hlediska využití lavinových diod je důležité zmínit se alespoň krátce o stejnosměrných napájecích zdrojích oscilátorů s lavinovými diodami. Ideální napájecí zdroj pro tyto diody musí mít charakter zdroje proudu, mít tedy nekonečný vnitřní odpor. To se realizuje zpravidla elektronicky řízeným zdrojem konstantního proudu. Z důvodů prevence nízkofrekvenčních kmitů v napájecích obvodech by měl mít napájecí obvod induktivní charakter na všech kmitočtech, [A.20].

### 3.14 Gunnovy diody

Gunnova dioda je součástka, ve které je pro vznik záporného diferenciálního odporu využit celý objem polovodiče. Dochází přitom k přenosu elektronů do různých energetických stavů. Proto se tyto diody také nazývají součástkami s přenosem elektronů (transferred electron device). Objev mikrovlnných oscilací publikoval J. B. Gunn v roce 1963, [A.22].

Mechanismus vzniku záporného diferenciálního odporu v Gunnových diodách lze vysvětlit na základě vlnových vlastností elektronů, viz např. [A.23]. Je založen na tom, že u některých polovodičů existují v jejich pásové struktuře oblasti, které se výrazně liší hodnotami efektivní hmotnosti a pohyblivosti elektronů. Typickým polovodičem s touto vlastností je GaAs. Jeho pásová energetická struktura ve vodivostním pásu v různých směrech vektoru  $k$  je na obr. 3.14.1, [A.10].

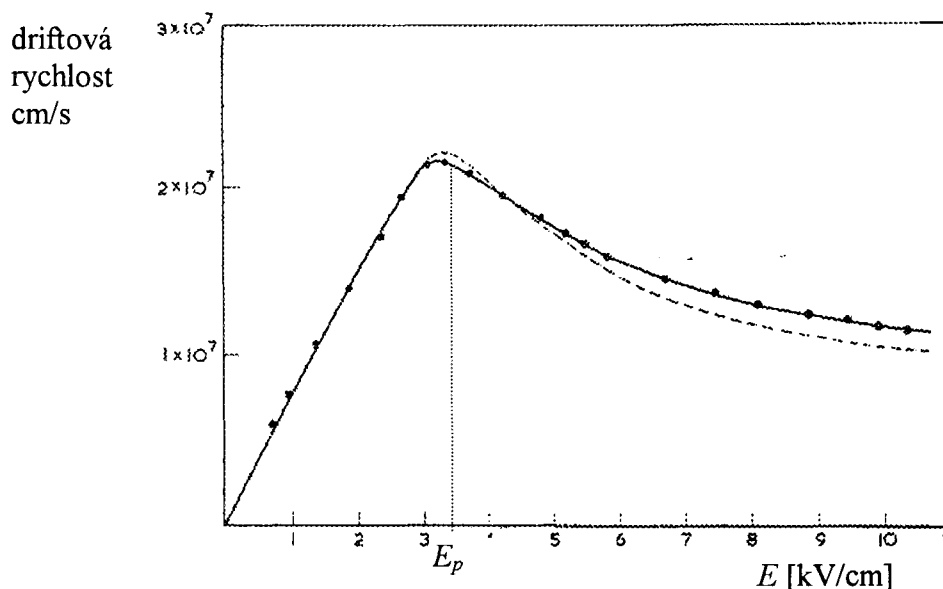


Obr. 3.14.1. Pásová energetická struktura polovodiče GaAs

V hlavním minimu  $\Gamma$  mají elektrony malou efektivní hmotnost  $0,072 m_0$ , ( $m_0$  je klidová hmotnost). V blízkosti hran Brillouinových zón ve směru (100) vlnového vektoru  $k$  jsou vedlejší minima X s větší efektivní hmotností  $1,2 m_0$  a menší pohyblivostí elektronu. Energetický rozdíl mezi hlavním minimem a postranními minimi je  $0,36$  eV.

Při pokojové teplotě a nízké intenzitě elektrického pole jsou všechny elektrony v hlavním energetickém minimu a postranní minima se neuplatňují na vodivosti polovodiče. S rostoucí

intenzitou elektrického pole roste i střední energie elektronů a významný počet elektronů se přesouvá do postranních minim. V důsledku vyšší efektivní hmoty  $1,2m_0$  mají elektrony v postranních minimech menší pohyblivost, tj. při dané intenzitě pole se pohybují pomaleji než elektrony nacházející se v hlavním minimu. Pokud přechod elektronů do postranních minim probíhá při rostoucí intenzitě pole dostatečně rychle, klesne nejenom pohyblivost a tím i střední rychlost elektronů, ale vzroste odpor polovodiče. To znamená, že s nárůstem napětí na polovodiči klesne procházející proud. Vznikne tedy v objemu polovodiče záporný diferenciální odpor. Na obr. 3.14.2 je znázorněna teoretická a naměřená závislost driftové



Obr. 3.14.2. Závislost driftové rychlosti na intenzitě elektrického pole v GaAs.

rychlosti na intenzitě elektrického pole pro GaAs, viz [A.24]. Oblast klesající driftové rychlosti při intenzitě  $E$  větší než tzv. prahové  $E=3,5$  kV/cm odpovídá zápornému diferenciálnímu odporu v objemu polovodiče.

Kvantitativní charakteristika fyzikálních dějů, ke kterým dochází v Gunnově diodě po překročení prahové intenzity pole je podrobně popsána v [A.24], viz též [A.10]. Pro pochopení dějů však stačí pouze kvalitativní popis. Předpokládejme, že na vzorek GaAs polovodiče délky  $L$  je připojeno napětí  $U$  takové, že je překročena prahová hodnota intenzity  $E_p$ . Náhodná fluktuace intenzity pole na nějaké poruše, tou poruchou je především katodový kontakt, potom způsobí přesun elektronů do postranního minima a zpomalení jejich pohybu. Na přední straně oblasti zpomalených elektronů (ve směru driftového pohybu elektronů) klesá koncentrace elektronů a na zadní straně oblasti koncentrace v čase stoupá. Tím se dále zvětšuje intenzita elektrického pole uvnitř oblasti a více elektronů se v ní přesouvá do postranního minima energie. S časem tedy oblast zvýšené intenzity pole narůstá a zároveň se pohybuje driftovou rychlostí směrem k anodě. Vně oblasti intenzita pole klesá. Je-li vzorek polovodiče dostatečně dlouhý, proces nárůstu intenzity pole se saturuje, v oblasti vzniká tzv. doména, která je tvořena dipólovou vrstvou náboje. Vně domény je intenzita pole zmenšená, což brání případnému vzniku jiné domény a zároveň je příčinou poklesu proudu tekoucího vzorkem. Po dosažení anody doména zaniká, zvýší se intenzita pole v celém vzorku, vzroste proud a vytvoří se podmínky pro vznik nové domény u katody. Proces se periodicky opakuje. Kmitočet proudových impulsů je určen:



$$f_D = \frac{1}{T_D} = \frac{v_D}{L} \quad (3.14.1)$$

Při driftové rychlosti v řádu  $10^5$  m/s a délce polovodiče v řádu  $10^{-6}$  m je  $f_D$  cca 100 GHz. Je-li dioda zapojena do vhodného rezonančního obvodu s rezonančním kmitočtem  $f_r$  blízkým  $f_D$ , vybudí tyto proudové pulsy kmity v rezonančního obvodu. To je princip oscilátoru s Gunnovou diodou. Je-li  $f_D = f_r$ , mluvíme o tzv. průletovém módu diody. Teoreticky je možno provozovat Gunnův oscilátor s připojeným odporem zátěže vhodné velikosti na kmitočtu  $f_D$ . Prakticky se však vždy zapojuje do rezonančního obvodu. To umožňuje dosáhnout nejvyšší účinnosti generace mikrovlnného výkonu, která se však pohybuje pouze v jednotkách procent. Hlavní výhodou připojeného rezonančního obvodu však je možnost přesného nastavení kmitočtu oscilátoru a jeho přeladování. Pokud je  $f_r < f_D$  hovoříme o tzv. zpožděném módu, při  $f_r > f_D$  pak o tzv. zhášeném módu. Oba mají menší účinnost než průletový mod.

Gunnova dioda může pracovat také v tzv. LSA (Limited Space-Charge Accumulation) módu. U tohoto módu je perioda vf. napětí tak krátká, že se nestačí vytvořit doména vysoké intenzity pole. Intenzita pole v polovodiči se tak dostává nad prahovou hodnotu pouze na krátkou část periody. Hlavní výhodou tohoto módu je poměrně velká účinnost až 20%, [A.10].

Gunnovy diody se používají především v oscilátorech v pásmu mikrovln a mm vln. Komerčně dostupné jsou diody poskytující např. 1 W na 5 GHz, 250 mW na 18 GHz, 30 mW na 94 GHz, [A.8].